

PLASMA PRODUZIDO POR LASER E O ESTUDO DE SUAS PROPRIEDADES

por

Armando Mirage

Orientador: Prof. Dr. Helmut Karl Böckelmann

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Campinas, setembro de 1978.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA
BIBLIOTECA

AGRADECIMENTOS

Ao Prof.Dr. Helmut K. Böckelmann pela orientação dada para a execução deste trabalho.

Ao Prof.Dr. Ricardo M. Galvão pela ajuda na revisão das partes teóricas envolvidas.

Aos Profs.Drs. Paulo H. Sakanaka, José Busnardo Neto, Masanobu Niimura e Shuko Aihara pela colaboração prestada nos momentos oportunos.

Aos meus colegas de pesquisa Antônio Carlos, Munemasa, - Ivo, Roberto, Hisataki, Cesar, Yoshyuki, Edison e Milton, que foram acima de tudo grandes companheiros.

A todos aqueles que de alguma forma colaboraram na realização deste trabalho.

Muito obrigado.

Aos meus pais

A Vera

"PLASMA PRODUZIDO POR LASER E O ESTUDO DE SUAS PROPRIEDADES"Resumo

Foi construído um sistema para produção de plasma através de descargas de um laser pulsado de rubi, cuja potência de radiação atingiu um valor de até 150 MW. A ionização foi feita nos gases oxigênio e argônio, sob pressões de 1, 2 e 3 atmosferas.

O sistema de diagnóstico constituiu-se de um interferômetro de Mach-Zehnder funcionando com um laser de He-Ne, o qual forneceu curvas da densidade eletrônica em função do tempo para uma posição fixa no espaço, além da velocidade de expansão das partículas.

Trabalho realizado com auxílio financeiro da FAPESP - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo.

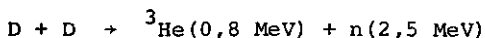
ÍNDICE

CAPÍTULO I	- Introdução	1
CAPÍTULO II	- Fundamentos teóricos	3
	II.1 - Ionização do gás	3
	II.2 - Propagação de ondas eletromagnéticas no plasma	5
	II.3 - Interferometria	7
CAPÍTULO III	- Descrição da experiência	15
	III.1 - Montagem do sistema	15
	III.2 - Funcionamento	17
CAPÍTULO IV	- Resultados experimentais	24
CAPÍTULO V	- Conclusão	41
	Referências	44

CAP. I - INTRODUÇÃO

O estudo de plasma produzido por pulsos de laser de alta potência focalizados em alvos sólidos ou gases tem grande interesse tanto no campo da fusão termonuclear controlada como na pesquisa da dinâmica dos gases, que tem aplicação no caso de veículos espaciais (satêlites e foguetes). No primeiro caso muitas dificuldades se apresentam e é certo que muito está por ser feito nas áreas científica e tecnológica para se conseguir resultados práticos, ou seja, tornar realidade essa preciosa fonte de energia.

As experiências sobre fusão por laser são feitas focalizando-se sua radiação sobre pequenas bolinhas de deutério (sólido), com o que se espera a ocorrência das reações seguintes:



O plasma formado na superfície do material se expande e em consequência transfere momento linear às camadas internas da amostra, a qual pode aumentar em até 10.000 vezes a sua densidade de massa. Esse processo exige uma alta potência de radiação e somente a partir de 1.962, com o aparecimento de lasers de alta energia (10 Joules) com pulsos da ordem de 10^{-8} segundos, desenvolveram-se as pesquisas de plasma produzido por laser (1).

Para o problema de pesquisa da dinâmica de gases

ionizados existe interesse em se estudar o movimento das partículas de um plasma frio, na ausência de campos magnéticos externos. Daí a conveniência do uso do laser, pois o plasma obtido ao se focalizar sua radiação sobre alvos sólidos ou gases apresenta as características desejadas. Quando as partículas ionizadas se expandem até uma distância de 0,1 cm, no máximo, a maior parte da energia térmica dessas partículas se transforma em energia cinética e o movimento torna-se ordenado. (2)

Nesta experiência nossa preocupação foi observar algumas das características do plasma criado pela radiação de um laser pulsado de rubi (150 MW) em gases, tais como forma de expansão, densidade eletrônica e velocidade das partículas. Com essa finalidade foi construído um aparato experimental apropriado, incluindo sistema de diagnóstico que consiste de um interferômetro de Mach-Zehnder funcionando com um laser contínuo de He-Ne ($\lambda = 0,63 \mu\text{m}$). Esse processo de diagnóstico apresentou bons resultados para os tipos de análises que foram feitas.

Na exposição deste trabalho temos apresentado no Cap.II os fundamentos teóricos sobre o assunto em questão, ou seja, ionização de gases por radiação eletromagnética, propagação de ondas eletromagnéticas no plasma e interferometria. No Cap.III temos a descrição da experiência, mostrando o funcionamento do aparato e especificando os aparelhos usados, inclusive a parte de diagnóstico. Os resultados obtidos foram em grande parte colocados em forma de gráficos, que são vistos no Cap.IV. Finalmente, na última parte, temos as conclusões e observações sobre a experiência, onde também são apresentadas sugestões para trabalhos futuros relativos a plasma produzido por laser.

CAP. II - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Parte 1 - Ionização do gás

Vamos considerar o fenômeno da "ruptura" do gás, ou seja, a ionização dos seus átomos ou moléculas. Esse fenômeno é observado quando focalizamos o feixe de luz de um laser de alta potência ("Q-switched") num gás a uma determinada pressão. O valor limite da potência por unidade de área ou radiância, acima do qual se consegue a ionização, depende da pressão e do tipo de gás usado na experiência. Por exemplo, para o argônio a uma pressão de 1 atm devemos ter 10^{11} W/cm², enquanto que para o hélio a essa mesma pressão a radiância deve ter um valor acima de $2,5 \times 10^{11}$ W/cm² (3). A "ruptura" do gás é acompanhada pela emissão de luz de uma região em torno do ponto focal da lente, cujo volume pode ser determinado.

Algumas teorias existem para explicar a ocorrência da ionização do gás. Geralmente parâmetros como pressão e duração do pulso da radiação são muito importantes para a análise desse fenômeno. Uma primeira teoria trata do processo de absorção de multifótons, onde um elétron de um átomo absorve a energia de vários fótons da radiação simultaneamente. Assim, no caso do laser de rubi, temos que a energia de um fóton vale 1,78 eV, enquanto o potencial de ionização do hélio, por exemplo, é de 24,8 eV. Nessas condições torna-se necessária a absorção de 14 fótons pelo elétron. A segunda alternativa é a absorção de energia da onda eletromagnética pelo elétron livre através de colisões elásticas com os átomos. Após várias colisões -

esse elétron teria energia suficiente para ionizar outro átomo e o processo se repetiria, desenvolvendo-se uma cascata de ionização. O ganho de energia de um elétron, nesse caso, é dado pela equação (4):

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{e^2 E^2 v}{2m(\omega^2 + v^2)} \quad (1)$$

Nessa equação ε é a energia do elétron, e a carga elementar, m a massa do elétron, ω a frequência da radiação, v a frequência de colisão elétron-átomo e E a intensidade do campo elétrico.

Em geral os dois processos acima ocorrem juntos, no entanto podemos prever qual deles predomina na ionização. Para isso analisamos o tempo de perda de energia por difusão, excitação de elétrons e outros, que dependem da pressão do gás. Uma comparação entre esse tempo e o da duração do pulso da radiação nos permite conhecer qual o processo predominante. Para a radiação visível do laser observa-se que nos casos de pulsos da ordem de dezenas de nanosegundos a pressão deve ser abaixo de 1 torr para que a ionização por multifótons predomine sobre o segundo processo.

Na produção do plasma temos inicialmente altas densidade e temperatura de elétrons, que rapidamente se expandem na direção radial, com o conseqüente esfriamento do plasma. Verifica-se que a velocidade de expansão é ligeiramente maior segundo a direção de propagação da luz do laser de rubi, como podemos ver nas fotos (fig.9 e 10). Entretanto para efeito de

cálculos vamos considerar uma expansão radial, tendo os elementos do plasma uma velocidade constante na direção r , dada por:

$$U = R \cdot \frac{U_{\max}}{R_{\max}} \quad (2)$$

Nessa fórmula R é a posição do elemento de plasma, U_{\max} e R_{\max} são a velocidade e posição da frente (contorno do plasma), como na fig.1

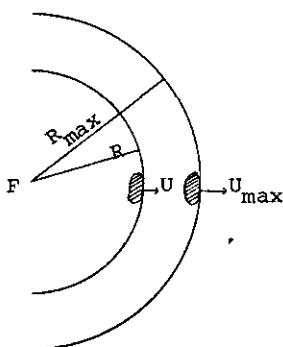


Fig.1 -Expansão radial do plasma.

Parte 2 - Propagação de ondas eletromagnéticas no plasma.

Estamos interessados, neste caso, em saber como se propagam as ondas eletromagnéticas no plasma, na ausência de campo magnético externo. Este estudo nos permitirá conhecer, usando-se um interferômetro, a densidade de elétrons livres como função do tempo.

A partir das equações de Maxwell, fazendo a densidade de carga igual a zero, como ocorre no plasma, obtemos:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{c^2 \partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (3)$$

Procuramos agora uma relação entre o campo elétrico \vec{E} e a densidade de corrente dada por $\vec{J} = -ne\vec{v}$, onde n e \vec{v} são a densidade e velocidade dos elétrons e e a carga elementar. Usamos então a equação de movimento do elétron sujeito a ação da força devida ao campo elétrico, considerando uma força de fricção igual a $m\nu\vec{v}$, onde ν é a frequência de colisão entre os elétrons e ions (5) e m a massa do elétron.

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} + m\nu\vec{v} = -e\vec{E} \quad (4)$$

Fazendo substituições de \vec{v} em função de \vec{J} e linearizando a eq.(4) supondo variações da forma $\exp(-i\omega t)$ temos \vec{J} em função de \vec{E} .

$$\vec{J} = - \frac{ne^2}{(i\omega - m\nu)} \vec{E} \quad (5)$$

Finalmente, substituindo \vec{J} em (3) e linearizando novamente a equação obtemos após algumas passagens algébricas a relação:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\nu} \right) \quad (6)$$

Nessa expressão k é o módulo do vetor propagação de onda, c a velocidade da luz no vácuo, ω a frequência da onda e ω_p a frequência de plasma ($\omega_p^2 = 4\pi ne^2 m^{-1}$). Temos então um vetor propagação de onda complexo e portanto um índice de refração complexo. Em consequência a amplitude do vetor \vec{E} diminui à medida que a onda penetra no plasma. Entretanto a frequência de colisão pode ser desprezada comparada com a frequência da radiação do laser de He-Ne ($\omega \approx 3 \times 10^{15} \text{ rd.s}^{-1}$). Ainda temos que, nas condições da experiência realizada, $\omega \gg \omega_p$ e portanto consideramos que o índice de refração é real e menor do que a unidade. Fazendo essas aproximações chegamos finalmente à relação de dispersão para uma onda de luz que se propaga no plasma, na ausência de campo magnético externo:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (7)$$

Usando o fato que $N = \frac{c}{\omega} k$, onde N é o índice de refração, deduzimos que $N = (1 - \omega_p^2 \cdot \omega^{-2})^{1/2}$. Uma vez que ω_p depende da densidade eletrônica do plasma, temos então $N = N(n)$ e isso torna possível, como veremos na seção seguinte, a análise dessa densidade usando-se o interferômetro de Mach-Zehnder com um laser contínuo de He-Ne.

Parte 3 - Interferometria

Com a finalidade de facilitar a análise dos sinais obtidos no diagnóstico do plasma apresentamos nesta parte alguns aspectos sobre a interferência de dois feixes de ondas eletromagnéticas, cujos vetores elétricos têm a mesma amplitude

e a mesma frequência de oscilação. Especificamente estamos tratando do caso do interferômetro de Mach-Zehnder, onde os 2 feixes procedem da mesma fonte de luz, como se vê na fig.11.

Na reconstituição do feixe foram obtidas franjas circulares. Nesse caso a intensidade da luz no centro das franjas depende da defasagem entre os campos elétricos que se superpõem. Seja \vec{E}_1 o vetor campo elétrico de um dos feixes, \vec{E}_2 o do outro feixe e \vec{E} o vetor resultante.

Esses vetores (\vec{E}_1 e \vec{E}_2) estão linearmente polarizados na direção de um versor \vec{e} e têm a mesma amplitude E_0 .

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_0 e^{-i\omega t} e^{i\theta}\end{aligned}\quad (8)$$

Escritos dessa forma, θ é a defasagem que inclui a diferença de caminhos ópticos entre os dois feixes. O vetor resultante vale $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$.

$$\vec{E} = \vec{e} E_0 e^{-i\omega t} (1 + e^{i\theta}) \quad (9)$$

As intensidades I_1 , I_2 e I são proporcionais a $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_1^*$, $\vec{E}_2 \cdot \vec{E}_2^*$ e $\vec{E} \cdot \vec{E}^*$ respectivamente. Portanto temos:

$$\begin{aligned}I_1 &= I_2 = I_0 = E_0^2 \\ I &= 2E_0^2 (1 + \cos\theta) \\ I &= 2I_0 (1 + \cos\theta)\end{aligned}\quad (10)$$

Nessas condições a intensidade total varia de zero a quatro vezes o valor da intensidade dos feixes originais, dependendo da defasagem entre os vetores \vec{E}_1 e \vec{E}_2 .

Na prática notamos dois fatores que influem na variação de θ com o tempo. O primeiro, na ausência do plasma, se deve às vibrações mecânicas do sistema óptico. As oscilações da intensidade que aparecem dessa forma têm uma frequência da ordem de 1 kHz. O segundo fator é o próprio plasma, que introduz uma variação de caminho óptico em um dos "braços" do interferômetro. Considerando que a densidade eletrônica do plasma é uma função monotonicamente crescente com o tempo até atingir o seu valor máximo, o índice de refração também varia de forma bem comportada, provocando oscilações praticamente regulares no sinal de interferência. A frequência dessas oscilações está em torno de 100 kHz. Por esse motivo usamos no osciloscópio uma escala de tempo de 10^{-5} s/div e os sinais causados pelas vibrações mecânicas tornam-se retas que se deslocam de zero a $4I_0$. Sobre essas retas se superpõem os sinais de modulação devidos ao plasma.

No instante em que se dispara o osciloscópio a defasagem inicial, na ausência do plasma, pode ser calculada pela posição do traço nesse instante. Considere-se a fig.2, que mostra tipicamente um sinal registrado pelo osciloscópio na experiência. Seja $\theta = \theta_1 + \theta_0$, onde θ_0 é a defasagem inicial e θ_1 a defasagem causada pelo plasma.

Durante o tempo em que não há plasma passando pe

lo feixe de He-Ne $\theta_1 = 0$ e portanto da eq. (10) temos que I'_0 vale $2I_0(1 + \cos\theta_0)$. Daí imediatamente tiramos θ_0 :

$$\theta_0 = \cos^{-1} \left(\frac{I'_0}{2I_0} - 1 \right) \quad (11)$$

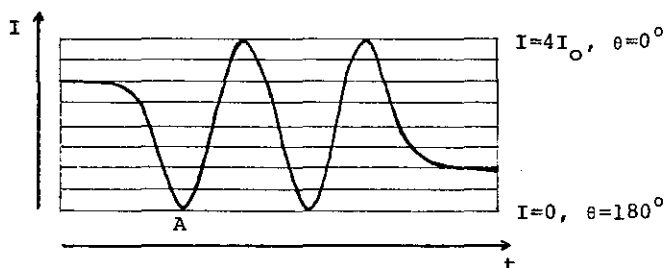


Fig.2 - Modulação no sinal de interferência. Unidades arbitrárias.

Interessa agora, saber quanto vale θ_1 num instante qualquer. Nesse instante seja $I = I''_0$ e portanto a defasagem total vale $\theta = \cos^{-1} \left(\frac{I''_0}{2I_0} - 1 \right)$. Como $\theta_1 = \theta - \theta_0$, temos que:

$$\theta_1 = \cos^{-1} \left(\frac{I''_0}{2I_0} - 1 \right) - \cos^{-1} \left(\frac{I'_0}{2I_0} - 1 \right) \quad (12)$$

No exemplo da fig.2, queremos saber qual a variação do caminho óptico no ponto A introduzida pelo plasma. Temos nesse ponto $I_0 = 2$, $I'_0 = 6$, $I''_0 = 0$. Portanto $\theta_1 = 120^\circ$

Essa fórmula para o cálculo da defasagem vale para intervalos de 180° . Notamos que θ_1 é uma função do tempo e em consequência podemos calcular para cada instante a densidade

eletrônica $n = n(t)$, como será mostrado adiante.

Vimos até agora como podemos experimentalmente conhecer a variação do caminho óptico pela presença do plasma num gás inicialmente neutro. Essa mesma defasagem pode ser escrita como (6) :

$$\theta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^l [1 - N(x)] dx \quad (13)$$

Na eq. (13) λ_0 é o comprimento de onda da radiação do He-Ne no vácuo e $N(x)$ é o índice de refração do plasma. Consideramos que o índice de refração do gás não ionizado vale 1, que x é a direção do feixe de He-Ne e que l é o comprimento do plasma (fig.3).

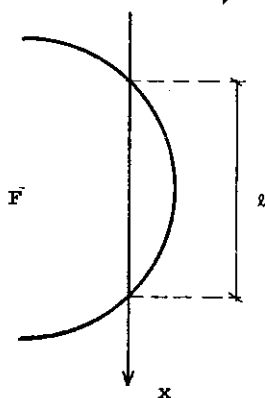


Fig.3 - Propagação do feixe de He-Ne com relação ao plasma.

Assumimos que a densidade eletrônica é praticamente constante na direção x (7) e portanto N pode ser tomado / como independente de x . Da eq. (13) temos então:

$$\theta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} [1 - N] \ell \quad (14)$$

Substituindo em (14) o valor de N dado por $N = (1 - \frac{4\pi n e^2}{m \omega^2})^{1/2}$ obtemos a densidade n em função de θ_1 e ℓ .

$$n = \frac{m \omega^2}{4\pi e^2} [1 - (1 - \frac{\theta_1 \lambda_0}{2\pi \ell})^2] \quad (15)$$

Os parâmetros do lado direito de (15) são todos já conhecidos, exceto o comprimento ℓ que varia em função do tempo por causa da expansão radial do plasma. Entretanto podemos calcular ℓ para cada instante a partir da velocidade de expansão U_{\max} . Pela montagem do aparato experimental fixamos a distância d entre o ponto focal F onde o plasma é produzido e a posição do feixe do laser de He-Ne (fig.4). O tempo de percurso Δt é obtido diretamente do sinal registrado pelo osciloscópio, que mostra o pulso do laser de rubi e as oscilações devidas ao plasma que passa pelo feixe de He-Ne (fig.5). Assim temos a velocidade de expansão U_{\max} dada por $U_{\max} = d/\Delta t$

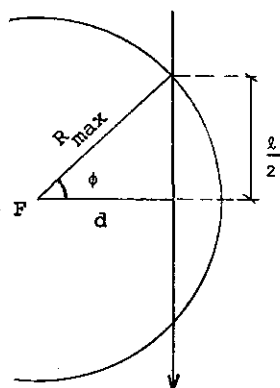


Fig.4 - Determinação do comprimento do plasma.

Verificamos então que $l = l(t)$, ou seja, l aumenta com o tempo. Olhando para o esquema da fig. 4 temos que $l = 2R_{\max} \sin \phi$, onde $\phi = \cos^{-1} \left(\frac{d}{R_{\max}} \right)$ e $R_{\max} = U_{\max} t$. Portanto l pode ser escrito como:

$$l(t) = 2U_{\max} t \sin \left[\cos^{-1} \left(\frac{d}{U_{\max} t} \right) \right] \quad (16)$$

O tempo t é contado a partir do instante da descarga do laser de rubi, quando o plasma é produzido. Finalmente, substituindo o valor de l na eq.15 podemos conhecer a densidade eletrônica n para qualquer instante t .

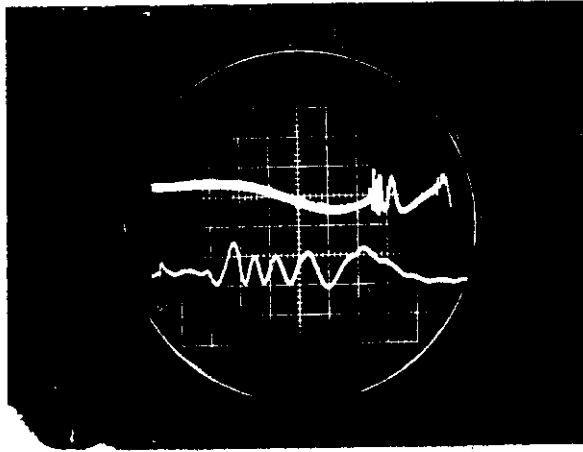


Fig.5 - Sinal do interferômetro para descarga de 135 MW no oxigênio a 2 atm. Traço superior: 100 μ s/div. Traço inferior: 5 μ s/div com 740 μ s de a traso.

É importante notar que metade do número de franjas visto na foto se refere ao acréscimo e a outra metade à diminuição da densidade eletrônica. Esse decréscimo da densidade ocorre pela própria expansão do plasma, como também pelos processos de difusão e recombinação das partículas. Analisando apenas a variação temporal podemos estimar o processo de perda que predomina. Em geral a recombinação dá uma variação proporcional ao quadrado da densidade, de onde podemos deduzir que $n \propto 1/t$. Por outro lado a perda por difusão é exponencial, sendo n da forma $n \propto \exp(-t/\tau)$, onde τ é uma constante de tempo que pode ser determinada experimentalmente, como mostramos no Cap.IV.

CAP. III - DESCRIÇÃO DA EXPERIÊNCIA

O objetivo deste trabalho consiste essencialmente na produção de plasma pela descarga de um laser pulsado de rubi e o seu diagnóstico, como mencionamos no primeiro capítulo. Inicialmente foi projetado um sistema para estudos em plasma - criado pela descarga do laser sobre metais (alumínio, cobre) no vácuo, de acordo com plano de pesquisa originalmente elaborado. Nesse caso o diagnóstico feito com o interferômetro de Mach-Zehnder, usando um laser contínuo de He-Ne, não mostrou resultados devido a baixa densidade de elétrons no plasma assim produzido. No entanto, trabalhando sob a pressão atmosférica verificamos uma concentração de elétrons bem maior, suficiente para introduzir uma defasagem observável na radiação do laser de He-Ne. A partir desses resultados a experiência passou a ser feita com descargas em gases a pressões acima de 1 atm.

Na primeira parte deste capítulo fazemos a descrição da montagem do aparato experimental e na segunda parte - mostramos o seu funcionamento.

Parte 1 - Montagem do sistema

O aparato experimental é composto essencialmente de quatro partes, que são: a) Câmara de gases; b) Sistema de vácuo; c) Interferômetro; d) Laser pulsado de alta potência. Vamos analisar em seguida cada uma dessas partes com as suas respectivas funções na experiência.

a) - Câmara de gases

O plasma é produzido dentro de uma câmara de aço inox de 15 cm diâmetro e 31 cm de comprimento, que contém três visores e mais quatro aberturas usadas para adaptação de lente, manômetro, sistema de vácuo e entrada para gases (fig.6a). A disposição dessa câmara e das aberturas em relação ao sistema - está indicada no esquema da fig.7.

No caso de descargas em sólidos adaptamos um suporte no lugar onde está colocado o tubo de entrada de gases, - como se vê na fig.6b. Esse suporte tem movimento de rotação, o qual permite fazer vários disparos em pontos diferentes da amostra, sem alterar a pressão da câmara. Um micrômetro dá o ajuste para posicionar o alvo no foco da lente L_1 .

b) - Sistema de vácuo

A experiência foi feita usando-se os gases oxigênio e argônio para a produção do plasma, às pressões de 1, 2 e 3 atmosferas. Assim, para cada série de medidas a câmara era evacuada até uma pressão de 10^{-4} torr aproximadamente, por um sistema de vácuo composto por uma bomba mecânica e uma bomba difusora, introduzindo-se em seguida o gás sob a pressão desejada.

c) - Interferômetro

Para o diagnóstico do plasma montamos um inter-

ferômetro de Mach-Zehnder, usando um laser contínuo de He-Ne ($\lambda = 6.328 \overset{\circ}{\text{Å}}$), Spectra Physics-125A. Além desse laser o interferômetro consiste de dois espelhos planos, dois planos ópticos - para separação dos feixes de luz, duas lentes que permitem a obtenção de franjas circulares ampliadas e um fotodiodo (SGD-160 EG & G) que conectado a um osciloscópio (Tektronix type 205) mede a intensidade da luz no centro das franjas. Acoplado ao osciloscópio temos uma câmara fotográfica (Tektronix C-51 series) - que registra os sinais do interferômetro.

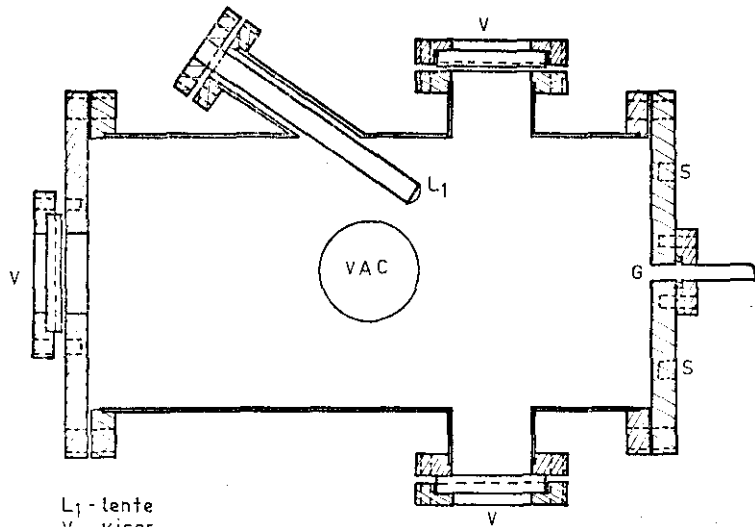
d)- Laser de alta potência

O plasma é produzido pelas descargas de um laser pulsado de rubi (Holobeam Series 600) de 250 MW, cuja radiação é focalizada num ponto do espaço dentro da câmara, por uma lente de 8 cm de distância focal. Uma parte dessa radiação é refletida por um plano óptico e dirigida a um medidor de energia - (Hadron Model 102C), como se vê no esquema da fig.7. Dessa - forma, a partir de medidas da largura do pulso foi possível conhecer a potência de radiação para cada disparo.

Parte 2 - Funcionamento

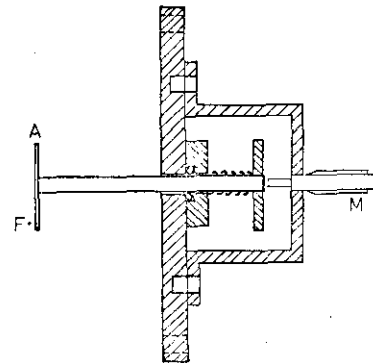
Para descrever o funcionamento do sistema montado para a experiência julgamos conveniente apresentar esta parte analisando os dois aspectos principais, que são: a) Produção do plasma; b) Diagnóstico.

fig6a-Câmara de gases



L₁ - lente
V - visor
G - entrada de gases
VAC - conexão de vácuo
S - fixação do suporte de alvos sólidos

fig6b-Suporte de alvos sólidos



A - amostra de material
M - micrômetro
F - ponto focal

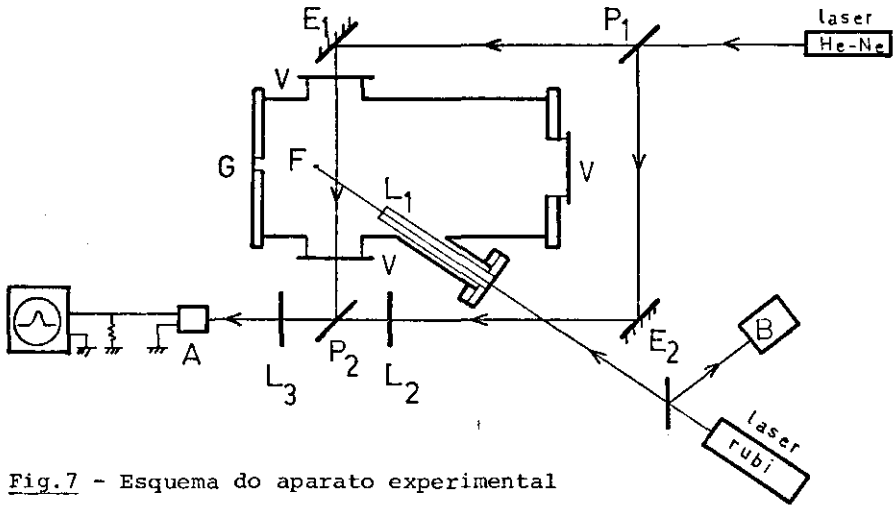


Fig.7 - Esquema do aparato experimental

- | | |
|-------------------------|--------------------------|
| A. Fotodiodo | G. Entrada de gases |
| B. Medidor de energia | L_1, L_2, L_3 - lentes |
| C. Câmara de gases | P. Planos ópticos |
| E. Espelhos planos | V. Visores |
| F. Ponto focal de L_1 | |

a) - Produção do plasma

Usamos na obtenção do plasma um laser pulsado de rubi com energia de até 6 Joules e largura do pulso de 40 ns - (fig.8) cujo feixe era focalizado pela lente L_1 (fig.7) no ponto F. Observamos no instante da descarga do laser uma radiação azul, que foi fotografada usando-se filtros apropriados (figs. 9 e 10). As dimensões do volume do plasma que emite essa radiação foram determinadas, sendo diferentes para diferentes gases. De um modo geral temos um volume limitado por uma superfície na forma de um elipsóide de revolução, com o eixo maior na direção do feixe do laser (fig.9). Isso mostra que a velocidade de expansão do plasma é ligeiramente maior segundo essa direção.

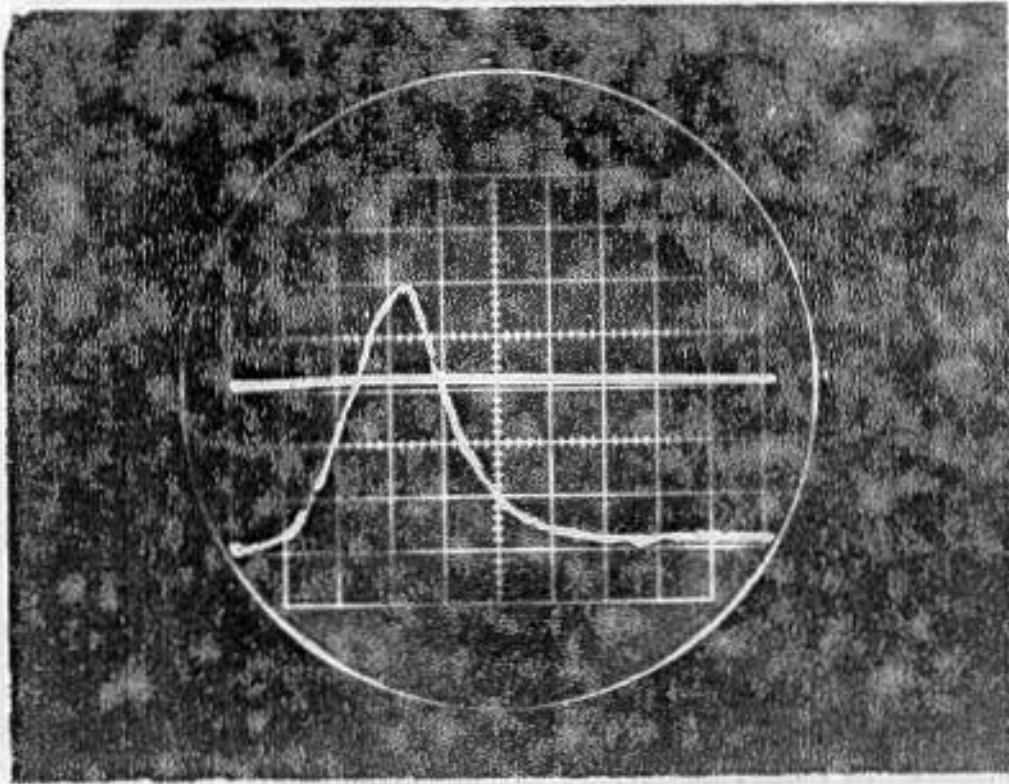


Fig.8 - Pulso do laser de rubi. Escala de tempo: 20 ns/div.



Fig.9 - Plasma produzido no oxigênio.
 $p=3\text{atm}$ -vista superior
↔ 10 mm

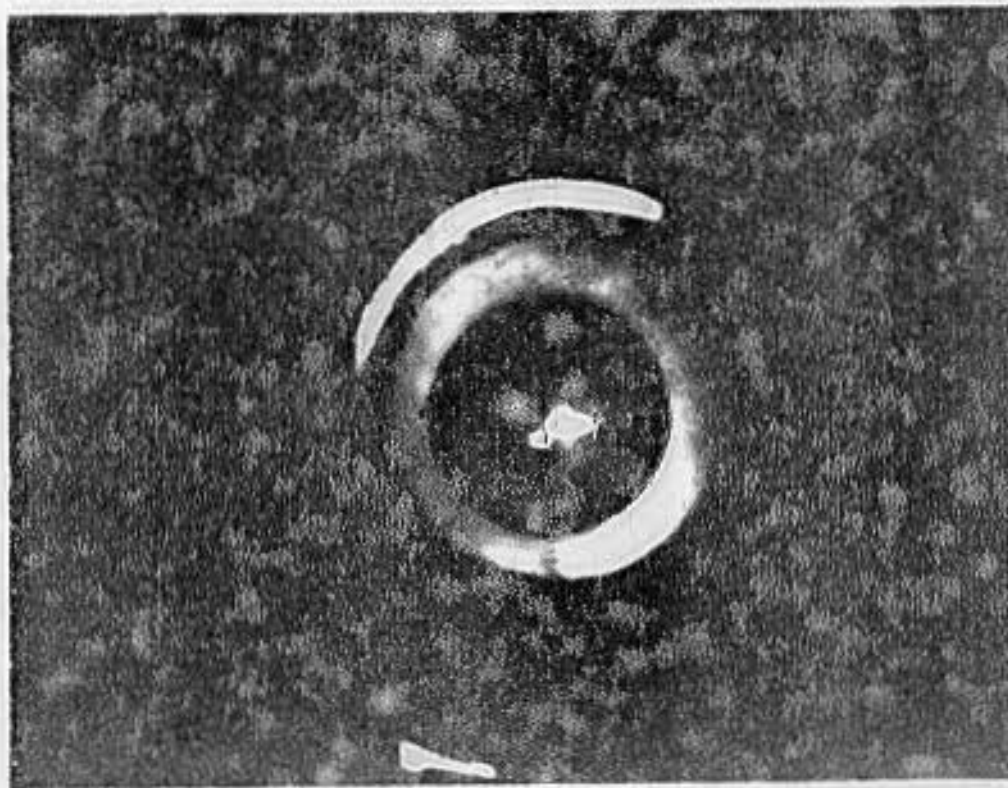


Fig.10 - Plasma produzido no argônio.
 $p=3\text{ atm}$ -vista lateral
↔ 12 mm

Verificamos que os valores da energia do laser não se repetiram exatamente em disparos sucessivos, quando mantidas constantes as suas condições de funcionamento. Esses desvios, da ordem de 5% no máximo, dependem muito da temperatura da água usada para refrigeração da lâmpada de descarga, razão pela qual os disparos foram feitos observando-se um intervalo de tempo de 3 a 5 minutos entre eles. A energia foi medida em cada disparo, fazendo com que uma parte do feixe fosse refletida pelo plano óptico P_3 e dirigida a um medidor, como podemos ver na fig.7. Temos uma intensidade de radiação refletida por P_3 da ordem de 4% da intensidade do feixe incidente. Além disso temos um reflexão na lente L_1 da ordem de 4% de 96% da intensidade total. Dessa forma aproximadamente 93% da energia total é focalizada em F. O alinhamento desse sistema foi feito usando-se um feixe do laser de He-Ne como referência.

b)- Diagnóstico

Para determinar algumas propriedades do plasma produzido usamos o interferômetro de Mach-Zehnder, com um laser de He-Ne. Como se pode ver no esquema da montagem do aparato, o feixe de He-Ne é dividido em dois pelo plano óptico P_1 . Um desses feixes, o de referência, não passa pela região onde se forma o plasma, sendo refletido pelo espelho E_2 e chegando ao plano óptico P_2 . Por outro lado, o segundo feixe é refletido por E_1 , passa pelo plasma e atinge P_2 no mesmo ponto alcançado pelo feixe de referência. Nesse ponto ocorre a interferência dos dois feixes. Com as lentes L_2 e L_3 foram obtidas franjas circulares com seus diâmetros ampliados em relação ao diâmetro origi

nal dos feixes. Um fotodiodo foi usado como detector de energia da radiação, protegido por uma caixa metálica contra outras fontes de luz que não a do centro das franjas de interferência. Um pequeno orifício de 0,8 mm de diâmetro permitia a entrada dessa luz ao detector.

Ainda sobre o interferômetro devemos analisar os feixes com relação às suas intensidades. Considere-se a fig. 11 onde se vê os vários caminhos da radiação do laser. Os planos ópticos P_1 e P_2 são lâminas de vidro usadas na separação dos feixes, dispostas de forma tal que as normais às suas superfícies formem um ângulo de 45° com a direção de propagação da luz do laser incidente. Sejam I_{1r} e I_{1t} as intensidades das partes de I_1 refletida e transmitida por P_2 , respectivamente. I_{2r} e I_{2t} são as intensidades das partes de I_2 refletida e transmitida também por P_2 . Verifica-se que $I_{1r} = I_{2t}$ e que $I_{1t} > I_{2r}$. Portanto, para facilitar a análise do sinal de interferência, o detector foi colocado frente aos feixes que estão na direção do feixe original, os quais têm aproximadamente a mesma intensidade.

No Cap. II são apresentadas considerações teóricas sobre o interferômetro, principalmente quanto a análise dos sinais registrados pelo osciloscópio. Entretanto cabe nesta parte alguns comentários sobre esses sinais e os fatores que podem influir sobre eles.

Idealmente deveríamos ter uma intensidade constante no centro das franjas durante o tempo em que não existisse

o plasma. Essa intensidade teria valor zero se a defasagem entre os dois feixes fosse de 180° e um valor máximo se a defasagem fosse zero. Devido a presença do plasma apareceria uma variação no caminho óptico de um dos feixes, causando a mudança da intensidade no centro das franjas. Assim, analisando o valor dessa intensidade poderíamos conhecer a defasagem e portanto a densidade do plasma, conhecido o seu comprimento. Entretanto na prática verificamos que mesmo na ausência do plasma, devido a vibrações mecânicas do sistema óptico, a intensidade medida pelo fotodiodo apresenta valores que oscilam de zero a um valor máximo. Essas oscilações no entanto têm frequências relativamente baixas e não influem na análise do sinal que estamos interessados, como está justificado no Cap.II.

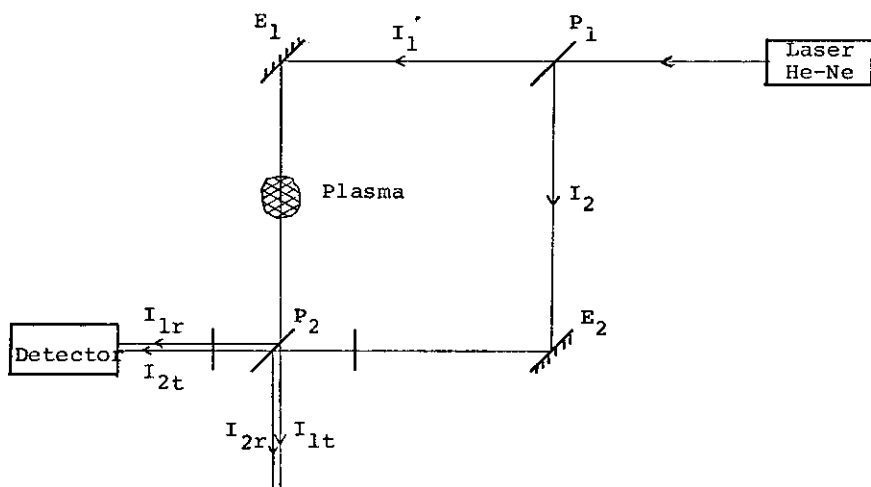


Fig.11 - Interferômetro de Mach-Zehnder

CAP. IV - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os gases usados nesta experiência, conforme mencionamos anteriormente, foram o oxigênio e o argônio, sob condições que serão expostas neste capítulo. Veremos que essas condições não permitem uma comparação direta entre as características do plasma criado nos dois gases. Dessa forma resta a possibilidade de se comparar as propriedades do plasma em um mesmo tipo de gás, as quais dependem da potência de radiação do laser de rubi e da pressão a que está submetido esse gás. Entretanto verificamos que alguns aspectos característicos nos dois casos (O_2 e Ar) são praticamente independentes das variáveis acima.

Em primeiro lugar temos que a velocidade de expansão do plasma tem um valor em torno de 10^5 cm/s, tanto para o O_2 como para o Ar. Nas medições feitas dessa velocidade não encontramos boa precisão, uma vez que o interferômetro torna-se sensível a partir de uma densidade eletrônica relativamente alta ($\sim 3 \times 10^{16}$ cm⁻³ para um plasma de 1 cm de comprimento). Tomando a fig.5 como exemplo, temos que o intervalo de tempo - que existe entre a formação do plasma (pulso do laser de rubi) e o início das oscilações no interferômetro é da ordem de 9 μ s. Esse sinal refere-se ao diagnóstico no caso do O_2 , feito a uma distância de 1 cm do ponto onde se forma o plasma. Portanto a velocidade de expansão vale $1,1 \times 10^5$ cm/s. Para o argônio a análise foi feita a 1,2 cm do ponto focal, o que não nos permite, como já dissemos, comparar as densidades eletrônicas obtidas - com esses dois tipos de gases.

Um fenômeno a ser considerado é a formação de uma onda de choque que se propaga pelo gás neutro, à frente do plasma. Alcock et al. (8) estudaram o plasma criado com descarga em vários tipos de gases e verificaram que a espessura da frente da onda de choque tem um valor menor do que 0,02 mm. Usando processos holográficos G.V.Ostrovskaya e Yu.I.Ostrovskii (9) analisaram o plasma devido a descarga do laser de rubi (0,8 Joules, 40 ns) focalizado no ar a uma pressão de 1 atm, por uma lente com distância focal de 2,5 cm. Concluíram que a variação do caminho óptico é causada principalmente pelos elétrons livres, sendo desprezível a contribuição das partículas neutras do ar presentes na onda de choque.

A maioria dos trabalhos feitos com experiências sobre "ruptura" do gás trata de estudar a velocidade, temperatura e densidade do plasma no instante de sua formação, portanto no volume focal da lente. Nesse caso foram encontradas densidades de elétrons em torno de 10^{19} cm^{-3} e uma velocidade de expansão da ordem de 10^7 cm/s . Vários métodos foram utilizados para o diagnóstico. Ramsden & Davis (10) usaram processos fotográficos para analisar o plasma produzido no ar por um laser de rubi de 0,3J, 20ns, focalizado por uma lente de 8 mm. Outros métodos possíveis para o diagnóstico são a holografia, espectrometria, sondas de Langmuir e "Faraday cup".

Hughes (11) menciona um grande número de trabalhos feitos sobre a produção de plasmas por laser e os vários processos de análise usados.

Outro efeito que notamos na experiência está relacionado com a amplitude das oscilações do sinal de interferência. A partir de certos valores de potência de descarga do laser de rubi a densidade eletrônica torna-se alta, sendo que o plasma em expansão funciona como uma lente divergente com relação ao feixe do laser de He-Ne que passa por essa região. Dessa forma os picos das oscilações passam a ter valores bem menores, tornando-se muito difícil a análise do sinal. Até um certo limite de potência de descarga esse efeito pode ser compensado movimentando-se convenientemente, em cada caso, o plano óptico onde ocorre a superposição dos dois feixes do interferômetro.

Vamos agora considerar o plasma quanto ao tempo de duração. As fotos obtidas sobre descargas feitas no oxigênio e argônio (fig.9 e 10) mostram que quando usamos o segundo gás temos um volume maior de onde são emitidas as radiações do plasma. Essas fotos são integradas no tempo e isso indica que o plasma produzido com descargas sobre o argônio persiste por um tempo maior, o que pode ser visto também nos gráficos das figs. 12 a 19 .

As curvas densidade x tempo foram traçadas para quatro valores de potência do laser de rubi, em cada tipo de gás. Fixado um valor de potência de descarga a pressão foi variada, assumindo valores de 1, 2 e 3 atmosferas. As figuras 12, 13, 14 e 15 mostram as curvas para descargas de 80, 110, 135 e 150 MW no oxigênio. Em geral esses gráficos mostram um aumento rápido da densidade até atingir um valor máximo, decrescendo de forma mais suave pelos efeitos de recombinação e difu-

são das partículas do plasma. Fixadas todas as variáveis para uma medida, foram tiradas 4 ou 5 fotos dos sinais de interferência. Notamos que não houve reprodutibilidade no valor da potência do pulso do laser, o que causou variações maiores na velocidade de expansão do plasma e influenciando pouco no número de franjas. Por esse motivo não achamos razoável tomar médias nos gráficos de $n(t)$. Isso foi feito apenas nas curvas de densidade máxima em função da potência de descarga do laser (fig.20 e 21).

As mesmas considerações dadas acima são válidas quando usado o argônio. Neste caso os pulsos do laser tiveram potências de 46, 65, 80 e 115 MW. Esses valores foram tomados tal que a potência mínima fornecesse uma densidade suficiente para deslocar mais do que uma franja de interferência. A potência máxima foi fixada tal que as oscilações detectadas pelo interferômetro pudessem estar totalmente contidas na tela do osciloscópio. Analisando a fig.22 podemos notar uma densidade eletrônica maior no plasma produzido usando-se o oxigênio, quando a experiência é feita nas mesmas condições para os dois gases. No entanto o tempo de duração do plasma é maior quando a descarga do laser é feita no argônio.

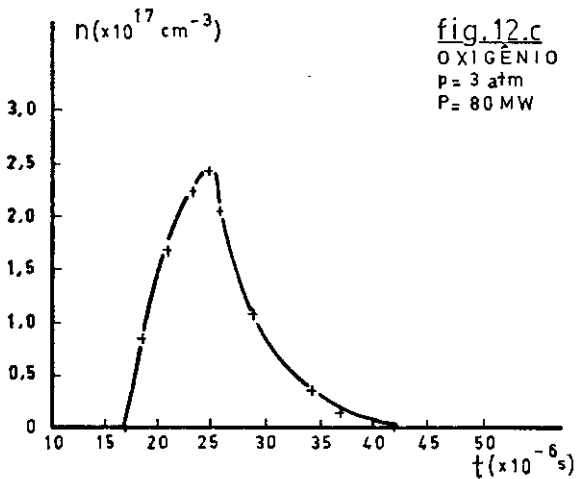
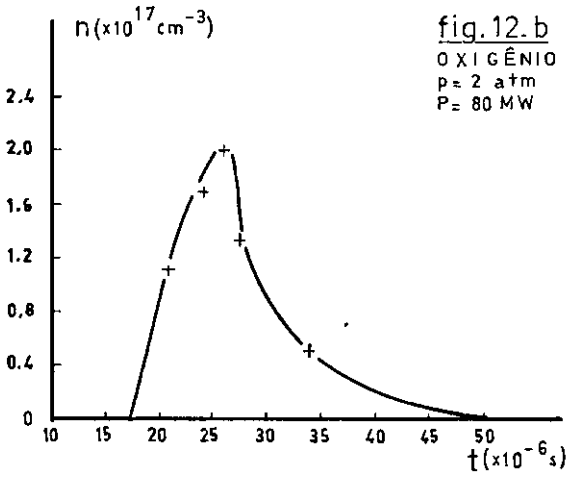
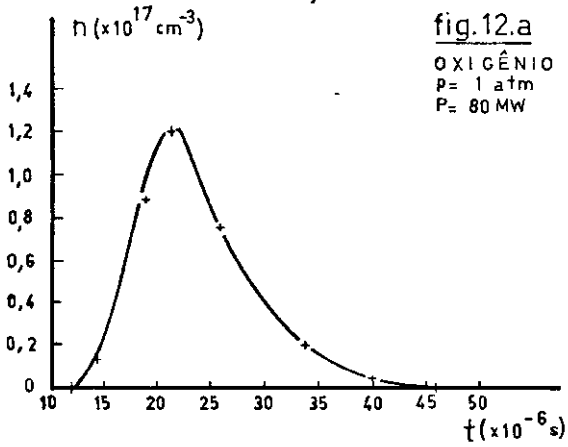
Na fig.23 temos as curvas de densidade em função do tempo, com os pontos tomados na fase de decréscimo da densidade, feitos em escala logarítmica na base 10. Os dados se referem ao oxigênio a uma pressão de duas atmosferas, com descarga de 150 MW para o pulso do laser. A outra curva foi feita para descarga no argônio à mesma pressão, com uma potência de 115 MW. Temos linhas retas nessa escala, o que nos permite concluir

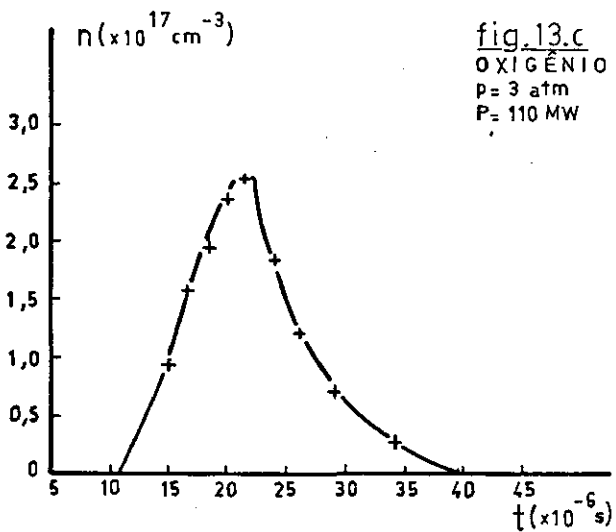
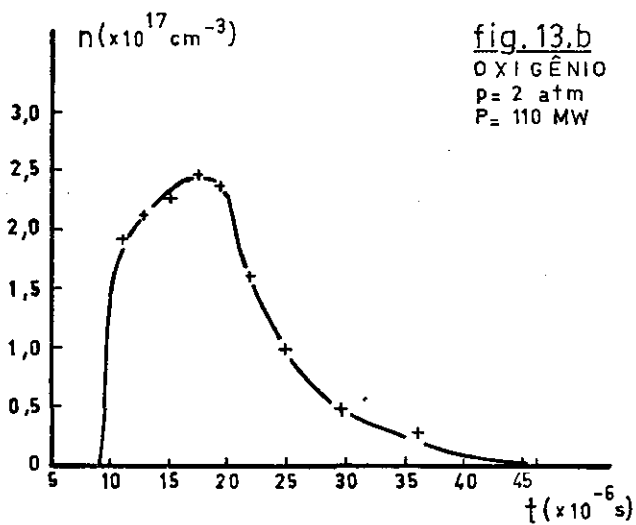
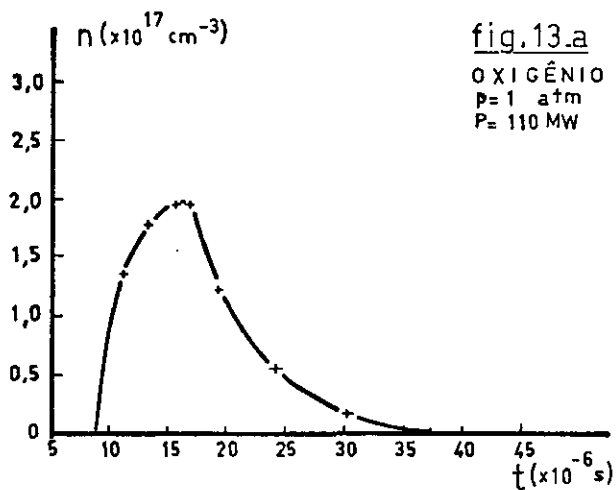
a dependência exponencial de $n(t)$, ou seja, $n(t) = n_0 e^{-t/\tau}$. Nesse caso as perdas por difusão são dominantes e em geral o tempo característico de decaimento τ é maior para o argônio do que para o oxigênio. Na fig.23 temos $\tau(\text{argônio}) = 8,4 \mu\text{s}$ e $\tau(\text{oxigênio}) = 5,7 \mu\text{s}$.

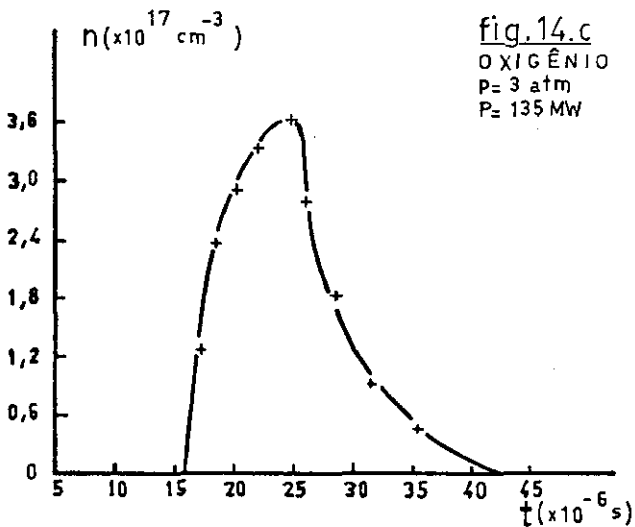
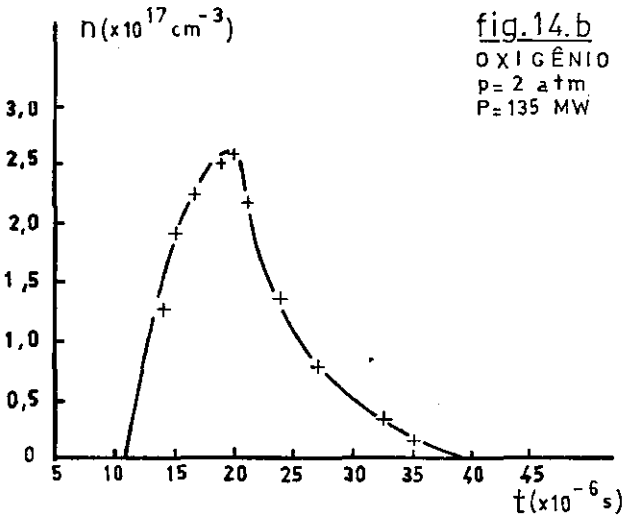
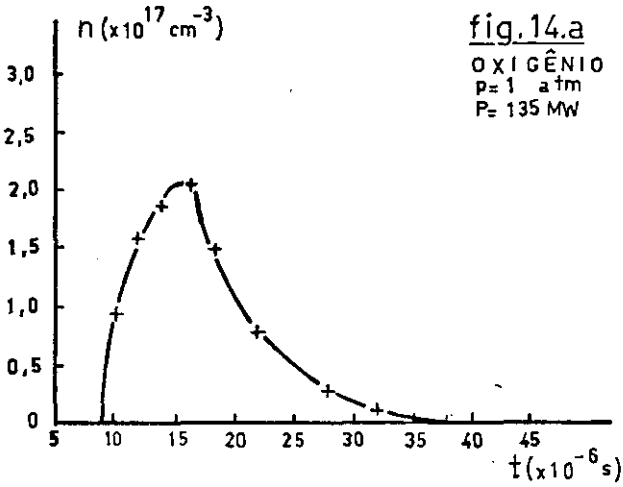
Os cálculos feitos para as demais condições de pressão e potência de descarga apresentaram resultados que estão na tabela abaixo, onde se percebe a diferença no tempo de decaimento da densidade em ambos os gases. Nenhuma outra conclusão pudemos tirar com relação às variáveis pressão e potência de radiação do pulso do laser.

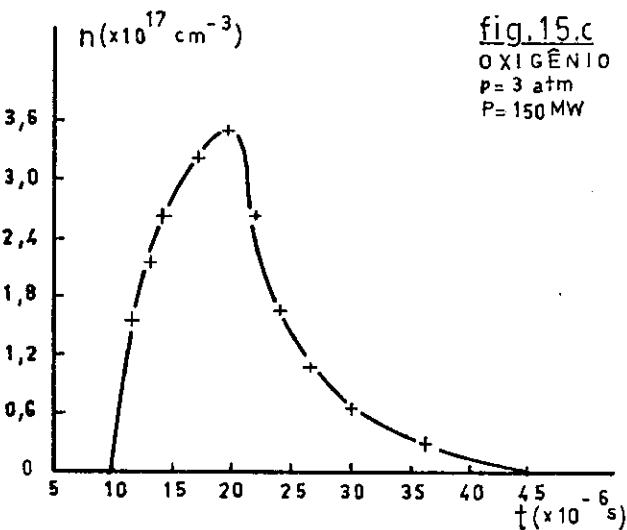
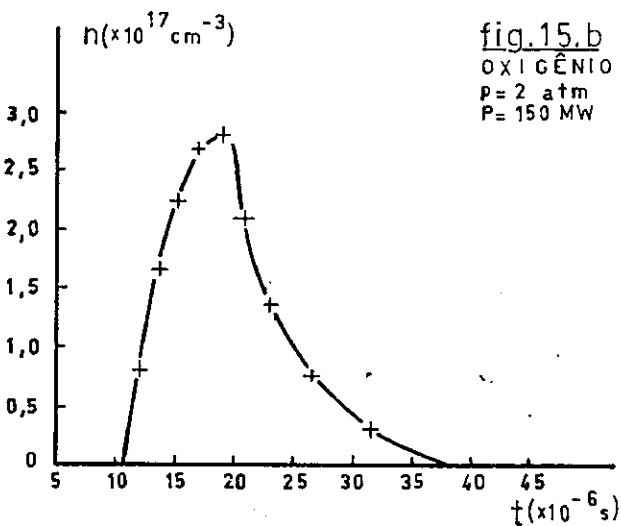
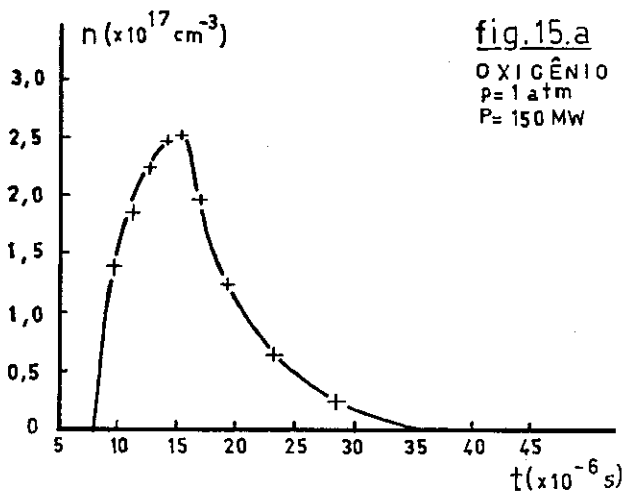
		1 atm	2 atm	3 atm
OXIGÊNIO	80 MW	5,3	6,6	4,1
	110 MW	5,5	6,9	5,6
	135 MW	5,6	6,2	5,2
	150 MW	5,8	5,7	6,4
ARGÔNIO	46 MW	5,9	7,8	5,5
	65 MW	9,6	7,0	7,0
	80 MW	7,6	7,0	7,5
	115 MW	8,8	8,5	7,1

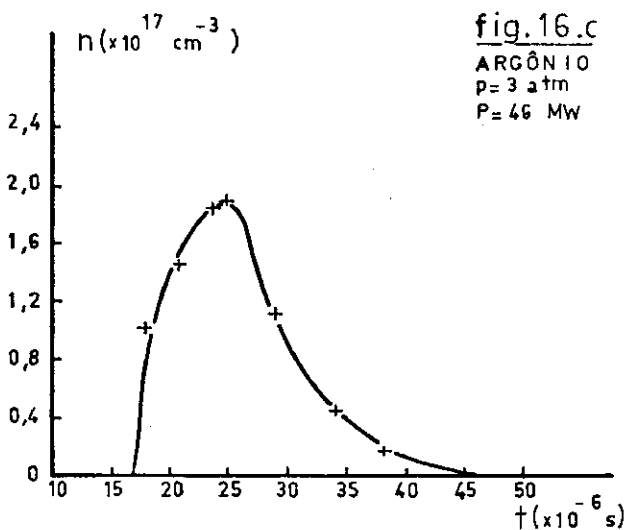
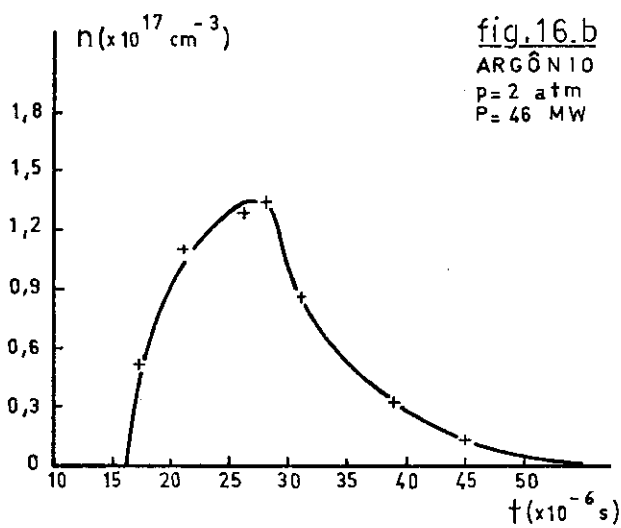
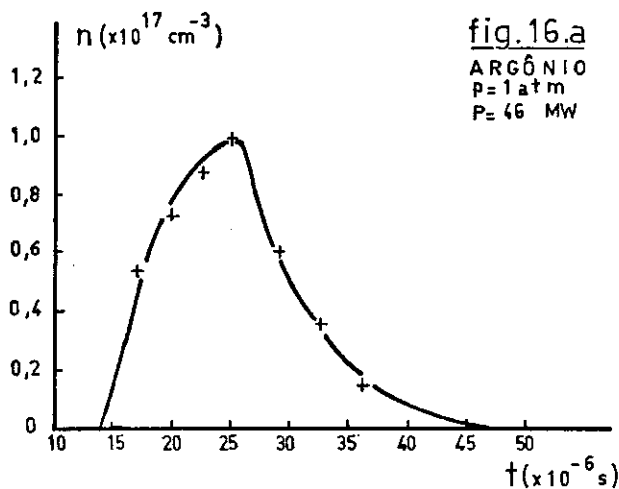
Tabela 1 - Tempo de decaimento (em μs) da densidade eletrônica do plasma como função da - pressão do gás e potência de radiação do laser.

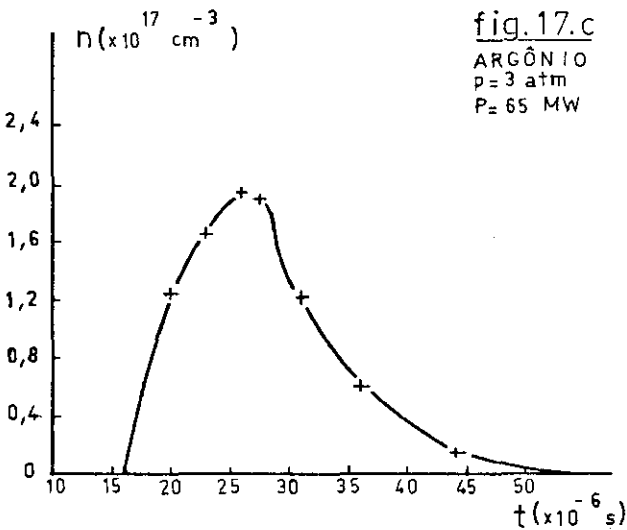
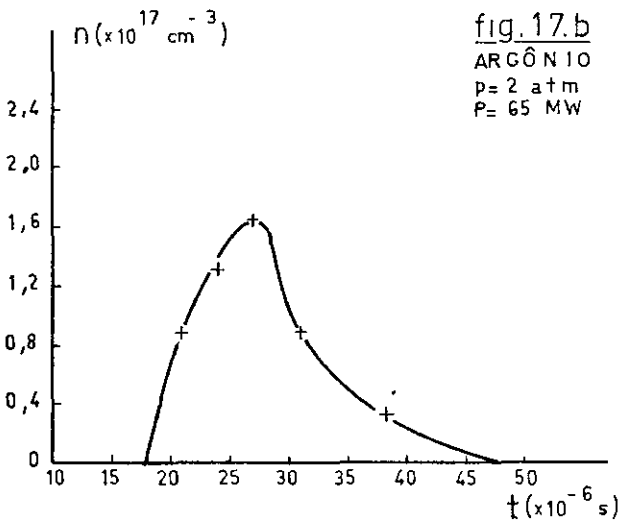
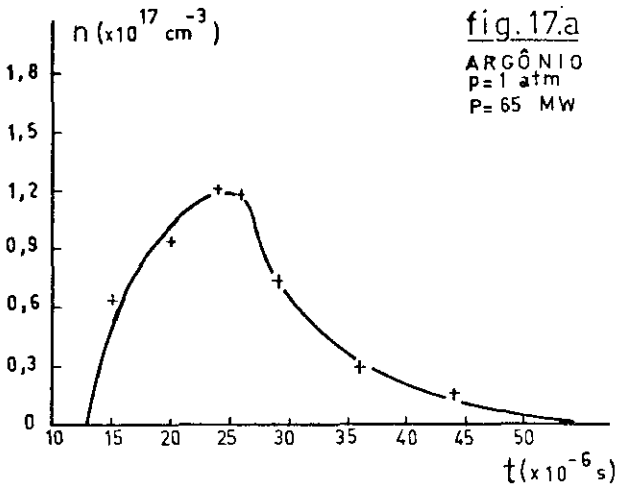


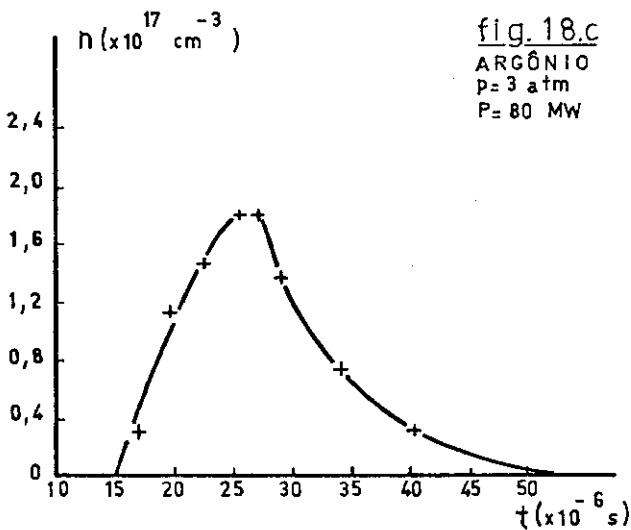
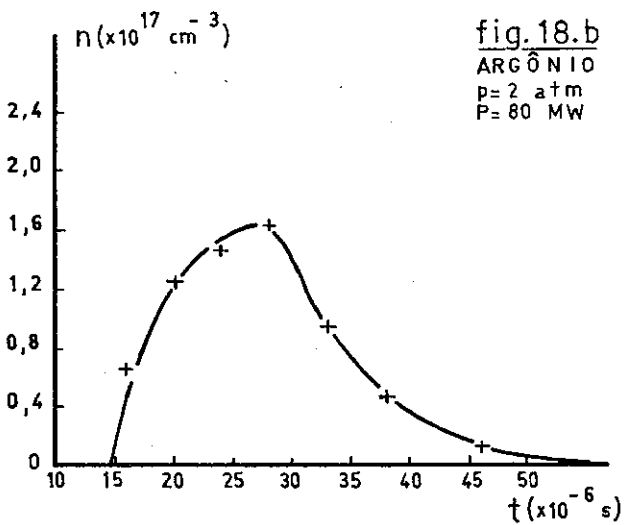
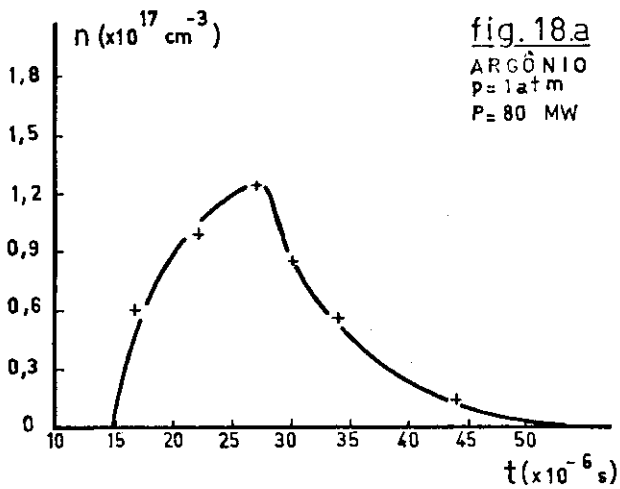


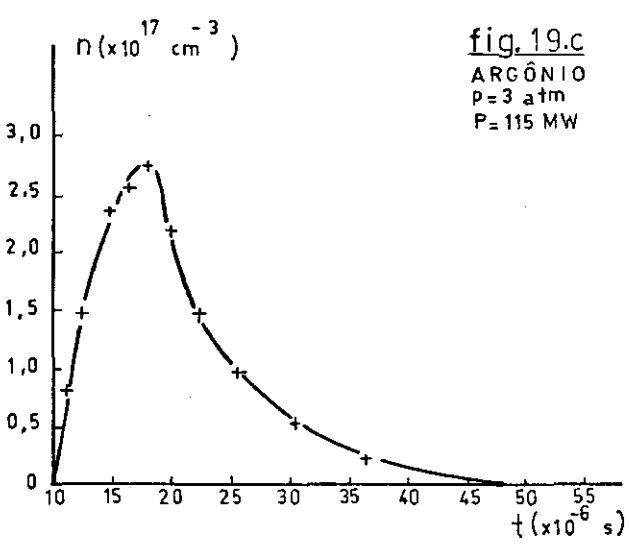
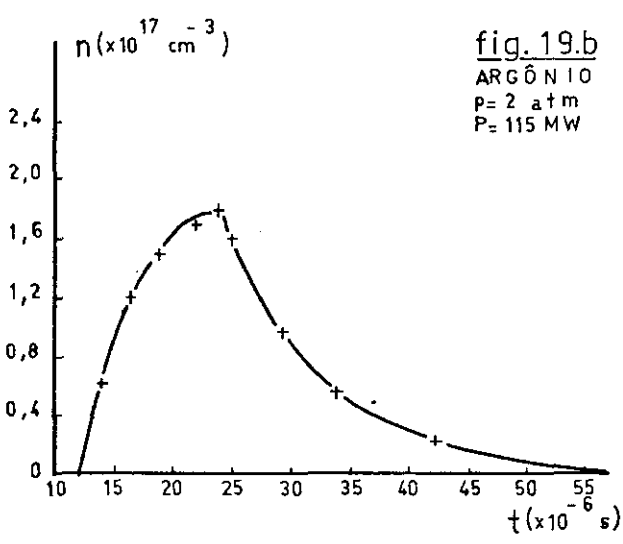
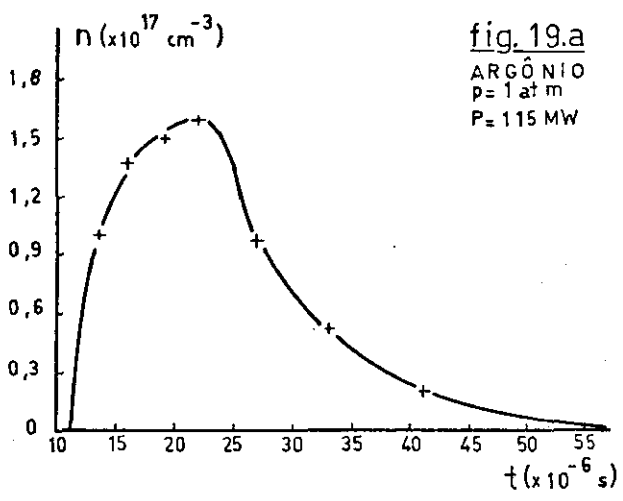


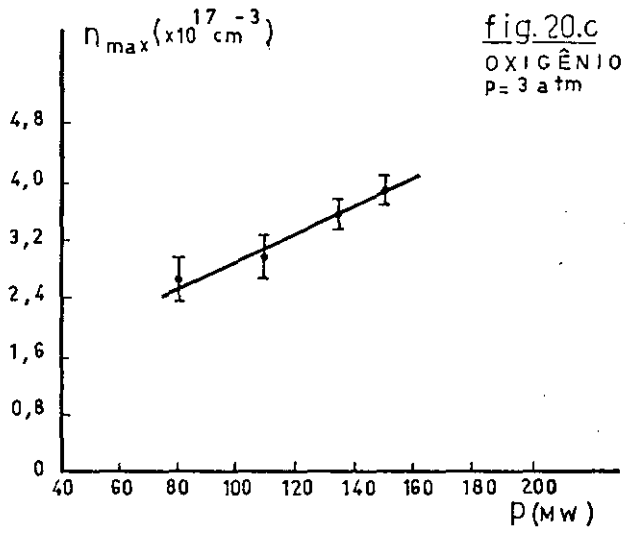
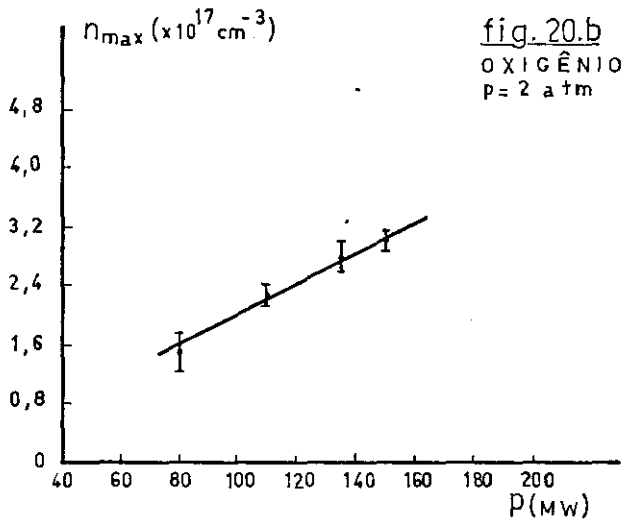
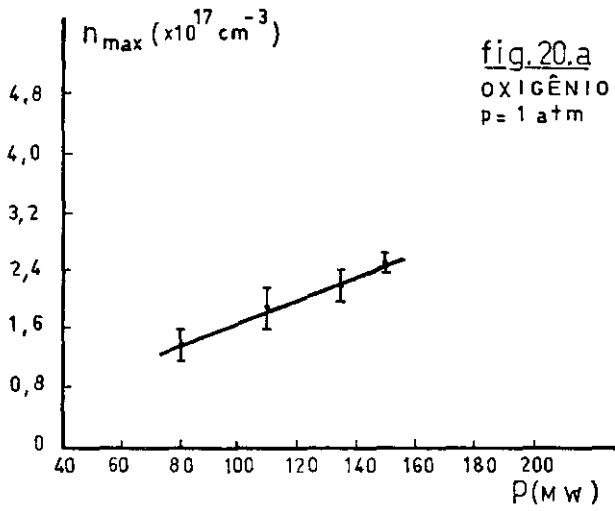


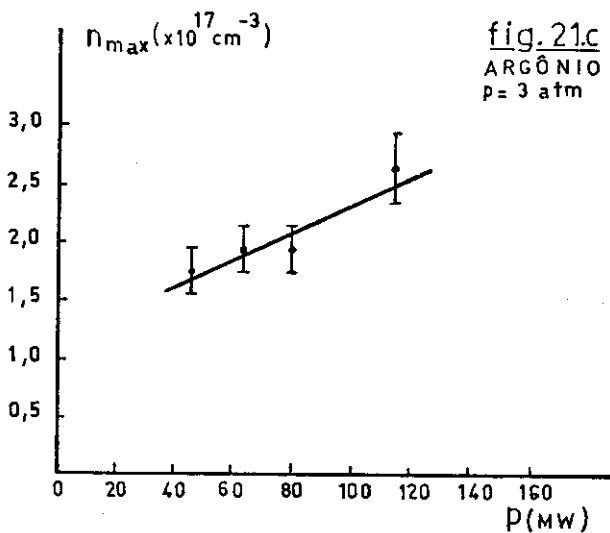
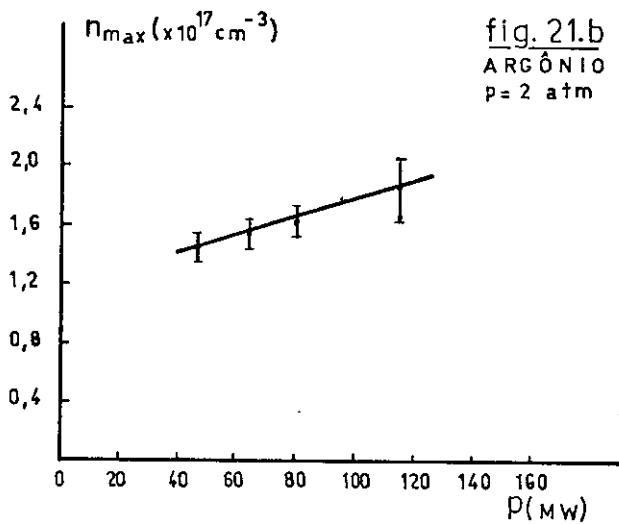
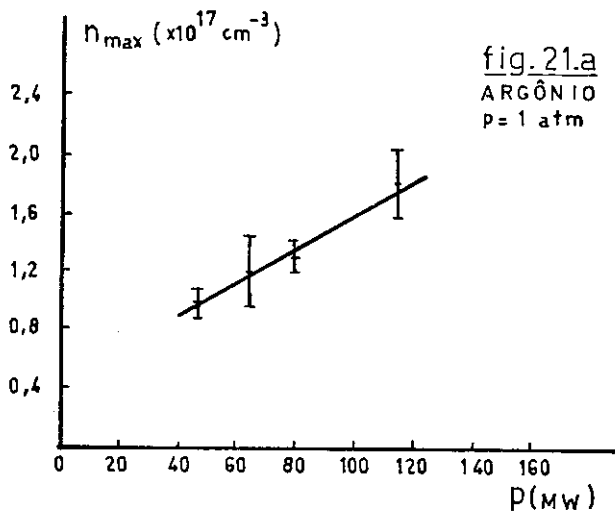


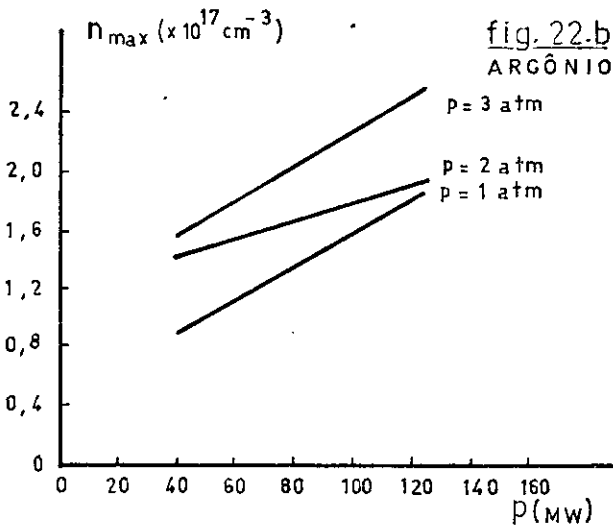
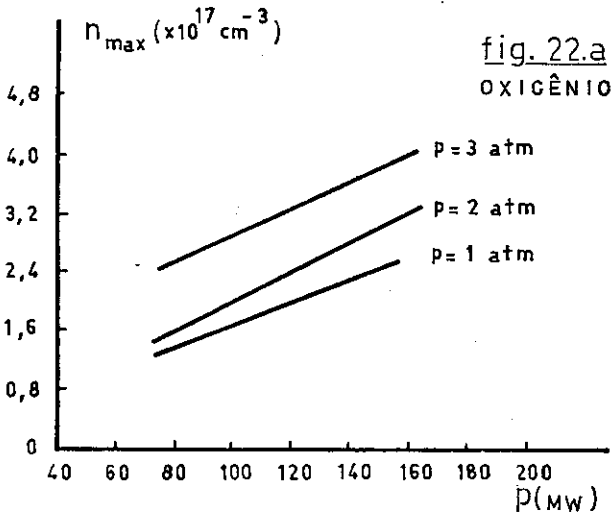












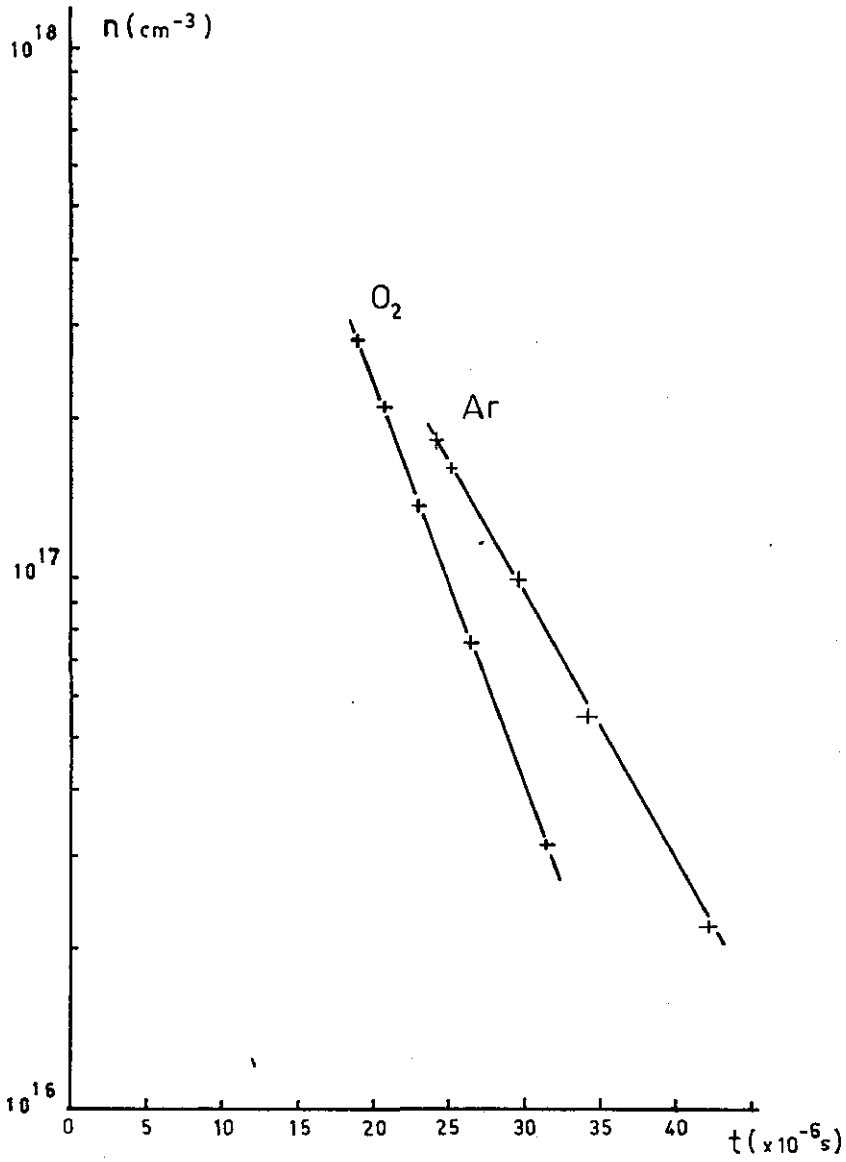


Fig.23 - Decaimento da densidade eletrônica (\log_{10})

CAP.V - CONCLUSÃO

De um modo geral podemos dizer que a experiência feita forneceu de uma forma relativamente simples os dados que nos propusemos a obter. Algumas dificuldades foram encontradas como no alinhamento do sistema óptico e do laser de rubi, mas resolvidos esses problemas pudemos rapidamente conseguir os resultados finais. Esses resultados se resumiram em curvas de densidade eletrônica do plasma em função do tempo para uma posição fixa no espaço, estando os mesmos dentro de uma faixa de valores já esperados. Não encontramos bons resultados nas medições da velocidade de expansão do plasma, como foi discutido anteriormente, pelo uso do interferômetro para diagnóstico. Entretanto alguns efeitos como o de lente e onda de choque puderam ser notados em algumas condições de pressão e potência de descarga do laser de rubi. O volume do plasma e a forma de expansão obtidos diretamente por fotografias também concordam com outros trabalhos realizados sobre a produção de plasma através de pulsos de laser de alta potência focalizados em gases.

Os desvios constatados na análise dos sinais do interferômetro foram em grande parte reforçados pela não reprodutibilidade do pulso do laser de rubi quanto a sua energia. Essas flutuações não puderam ser evitadas e devem ser levadas em consideração quando tentarmos interpretar as curvas traçadas para as diversas variáveis envolvidas na experiência.

Como método de diagnóstico o interferômetro com laser de He-Ne funciona bem quando estamos interessados em ana-

lisar densidades eletrônicas altas, em posições determinadas do espaço. Entretanto esse método não nos permite conhecer a temperatura dos elétrons do plasma e portanto não podemos conhecer alguns parâmetros como comprimento de Debye, frequência de colisão dos elétrons, resistividade e outros, que dependem da temperatura. Além disso o perfil de densidade deve ser de certa forma regular, ou seja, monotonicamente crescente até atingir um valor máximo e monotonicamente decrescente a partir daí. Por esse motivo não foi possível fazer o diagnóstico no ponto focal da lente, onde o plasma é produzido. Nesse ponto a densidade eletrônica varia irregularmente e o interferômetro mostra um sinal de difícil interpretação.

No caso de trabalhos futuros em experiências deste tipo, seria interessante diminuir a faixa de variação da energia do pulso do laser para uma dada voltagem na sua fonte de tensão. Seria possível adaptar ao sistema óptico um dispositivo eletrônico, que pudesse ser programado para disparar o obturador da câmara fotográfica acoplada ao osciloscópio, somente quando a energia do pulso estivesse dentro de um limite de erro aceitável. Dessa forma as fotos seriam tiradas apenas nas descargas que apresentassem um valor de energia dentro de uma faixa de erros preestabelecida.

Algumas alterações ainda poderiam ser feitas a fim de se obter outros resultados. O uso de um espectrômetro para o diagnóstico permitiria a análise do plasma produzido tanto em gases como em alvos sólidos (metais ou plásticos), além de ser possível conhecer outras características do plasma, como já foi

discutido. Não vemos possibilidade de se tentar fazer o confinamento magnético desse plasma, com o aparato utilizado para este trabalho.

Podemos dizer que este tipo de experiência abrange um campo muito grande de pesquisas e que outros trabalhos de vem ser feitos a fim de se conseguir mais informações sobre a interação laser-plasma, o que julgamos ser de grande interesse ao estudo da física de plasmas.

REFERÊNCIAS

- (1) - Mulser, P.; Sigel, R.; Witkowski, S.: Plasma production by laser - Physics Reports (Section C of Physics Lett.) 6, nº 3, 187 (1973)
- (2) - Koopman, D.W.: Laser-Generation of rarefied plasma flows. In Modern Optical Methods in gas Dynamic Research - Dosanjh Ed., Plenum Press (1971)
- (3) - Ready, J.F.: Effects of High-Power Laser Radiation - Academic Press (1971) - Cap.5
- (4) - Bekefi, G.: Principles of laser plasmas - John Wiley & Sons, Inc. (1976) Cap.11
- (5) - Fowles, G.R.: Introduction Modern Optics - Holt, Rinehart and Winston, Inc. (1968) - Cap.5
- (6) - Podgorny, I.M.: Topics in Plasma Diagnostics - Plenum Press (1971) - Cap.7
- (7) - David, C. et al.: IEEE Journal of Quantum Electronics, Density and Temperature of a Laser Induced Plasma - Vol.2, 9, p.493 (1966)
- (8) - Alcock, J.A. et al.: IEEE Journal of Quantum Electronics - A Mode-locked Laser as a Light Source of Schlieren Photography - Vol.4, 10, p.593 (1968)
- (9) - Ostrovskaya, G.V.; Ostrovskii, Yu.I. - Holographic Investigation of a Laser Spark - JETP Lett, 4, 83-4 (1966)

- (10) - Ramsden, S.A.; Davis, W.E.R. - Radiation scattered from the plasma produced by a focused ruby laser beam - Phys. Rev.Lett. , 13, 227 (1964)
- (11) - Hughes, T.P.: Plasmas and Laser Light - Adam Hilger Ltd. (1975) - Cap.6