

Este exemplar corresponde à
redação final da Tese defendida
pelo aluno Delton de Oliveira
Campos e aprovada pela
Comissão Julgadora

17/04/86



PROF. DR. HELMUT K. BÖCKELMANN

PLASMA PRODUZIDO POR LASER EM UM SOLIDO DE
NIOBIO E ESTUDO DE SUAS PROPRIEDADES

- Delton de Oliveira Campos

- Orientador: Prof. Dr. Helmut Karl Böckelmann

Tese apresentada no Instituto de
de Física "Gleb Wataghin" da
Universidade Estadual de Campinas
para obtenção do título de
"Mestre em Ciências".

Campinas, março de 1986.

A G R A D E C I M E N T O S

Ao Prof. Dr. Helmut Karl Böckelmann, pelo apoio e orientação dedicados durante a execução desta pesquisa.

Ao Prof. Dr. Munemasa Machida, pelas suas sugestões e contribuições indispensáveis para o bom andamento deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Aruy Marotta por suas sugestões e pelo empréstimo de equipamentos sob sua responsabilidade, sem os quais este trabalho seria impossível de se realizar.

Aos Profes Dreg Paulo H. Sakanaka e José Busnardo Neto, pelo apoio ligado às partes burocrática e financeira para realização desta pesquisa.

Ao Prof. Dr. Antônio Trigueiros, com votos de boas vindas pelo seu recente ingresso no "Grupo de Plasmas".

Ao Prof. Dr. Cândido Raposo, pelos incentivos recebidos.

Aos Profes Dreg J.B. Villaverde e E. Nagai, pelo empréstimo de equipamentos indispensáveis para a realização deste trabalho.

Ao colega e amigo Roberto Y. Honda, por sua contribuição e ajuda constante, substancial e inestimável. Ao Magno P. Collares e Vladimir H.B. Scheid, companheiros e amigos de longa data. Ao amigo Milton Kayama pela sua colaboração importante dedicada a este trabalho.

Aos colegas e amigos do "Grupo de Plasmas": Alfredo, Altair, Ana, Balloni, Braga, Conrado, Emília, Hector, Yoshuyuki, Hisataki, Marília, Newton, Vicene e Vicente, pela amizade e companheirismo.

Aos técnicos e funcionários do "Grupo de Plasmas": Antônio, Augusto, Cristina, Douglas, Dina, Maurício, Sanclair e Valquíria, pela dedicação nos trabalhos técnicos ou burocráticos, e sobretudo pela amizade.

Aos colegas da "Iniciação Científica": Camilo, Fernando, Peterson e Sérgio.

Ao Instituto de Física e Química da USP - São Carlos, pelo trabalho em superfícies ópticas do laser de Rubi.

Ao laboratório de cristalografia do IFGW e à Oficina de Óptica do IFGW, por trabalhos executados no cristal de Nióbio.

Ao Depto de Raios Cósmicos do IFGW, pela concessão ao uso do microdensitômetro para análise de filmes fotográficos.

Ao Lab. de Microscopia Eletrônica do IFGW (Dep. de Física Aplicada), pelo uso do microscópio eletrônico para análises na superfície do cristal de Nióbio.

A todos os meus amigos, e a todos aqueles que, direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho, muito obrigado.

Aos meus pais, em memória;

Aos meus irmãos

RESUMO

Montamos um sistema para produção de plasma a partir da incidência da luz de um laser na superfície de um material sólido em alto vácuo.

Utilizando um cristal de Nióbio, estudamos o plasma formado quando incidimos um pulso de um laser de rubi (130MW, 50ns) em sua superfície plana com incidência de 35 graus com relação à normal.

As técnicas experimentais que utilizamos se basearam em:

I - Espectroscopia no Visível

a) Registro e análise do espectro do plasma utilizando filme fotográfico e um analisador óptico de multicanais (OMA) acoplados a um espectrômetro, o que permitiu a identificação de algumas linhas do espectro e determinação da temperatura do plasma em expansão.

b) Estudo da evolução temporal de uma linha do espectro, permitindo a determinação da velocidade de expansão do plasma.

II - Observações com uma câmera conversora de imagens (IMA-CON), que é uma câmera que registra eventos luminosos em intervalos de tempo ultra-curtos.

III - Observação da forma e medida da área das "crateras" formadas na superfície do cristal, devido à incidência do laser, por microscopia eletrônica.

Trabalho realizado com o suporte financeiro da CAPES, CNPQ, CNEN, FAPESP e FINEP.

I N D I C E

I - INTRODUÇÃO - Plasmas Produzidos Por Laser

II- PARTE TEORICA

II.1 - Formação do Plasma

II.2 - Absorção de Luz e Movimento do Plasma

II.3 - Equações para o Regime Linear

II.4 - Estudo por Análise Dimensional

II.5 - Limites do Regime Linear

II.6 - Efeitos da Intensidade, Duração e Comprimento de
onda do Pulso na Absorção da Luz do Laser

III- ESPECTROSCOPIA

III.1- Introdução

III.2- Temperatura Eletrônica a Partir de Medidas de Inten-
sidades Relativas de Linhas

III.3- Evolução Temporal de Linhas e Determinação da Velo-
cidade de Expansão dos Ions e Átomos Excitados.

IV _ PARTE EXPERIMENTAL

IV.1 - Introdução

IV.2 - Sala de Optica

IV.3 - Descrição do Sistema Experimental

- Sistema de Vácuo
- Laser do Rubi
- Cristal de Nióbio
- Focalização do Laser - Porta Amostra

IV.4 - Diagnósticos

- Sistema do Diagnósticos
- Espectrômetro
- Analisador Optico de Multicanais (OMA)
- Câmera Conversora de Imagens (IMACON)

V - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

V.1 - Identificação de Linhas do Espectro do Plasma

V.2 - Medida da Temperatura Eletrônica

V.3 - Evolução Temporal de Uma Linha - Medida da Velocidade de Expansão do Plasma

V.4 - Observações com a IMACON

V.5 - Observações das "Crateras" Formadas

VI- CONCLUSÕES

VII- BIBLIOGRAFIA

S I M B O L O S

A - Número de massa atômica

A_{lk} - Probabilidade de transição espontânea do nível de Energia l para k

c - Velocidade da luz no vácuo

e - Carga do elétron

$\vec{E}_L$ e $\vec{B}_L$ - Campos de onda do laser

$\vec{E}_s$ - Campo eletrostático de separação de cargas

ETL- Equilíbrio térmico local

$g(l)$ - Peso estatístico de um nível de energia do átomo neutro ou ion (no caso, nível l)

h - Constante de Planck / 2π

I - Intensidade da radiação absorvida

I_{lk} - Intensidade da radiação observada correspondente à transição l- k de dois níveis de energia

IMACON - Câmera conversora de imagens

(L)- Dimensão de comprimento

m - Massa do elétron

(M)- Dimensão de massa

n - Densidade dos eletrons

N - Densidade de eletrons livres (secç. III.2)

$N(l)$ - Densidade de população eletrônica do nível atômico l

OMA- Analisador óptico de multicanais

P - Pressão total no fluido

(t)- Dimensão de tempo

- T_e - Temperatura eletrônica em eV (= KT , onde K = const. de Boltzmann e T = temperatura em Kelvin)
- $\vec{u}$ - Velocidade dos eletrons que varia com frequência baixa
- $\vec{v}$ - Velocidade dos eletrons
- $\bar{v}$ - Velocidade dos eletrons que varia com frequência alta
- v - Velocidade de expansão do plasma
- λ - Comprimento de onda da radiação
- ν - Frequência de colisão elétron-íon
- ν_{lk} - Frequência da radiação correspondente à transição de dois níveis atômicos de energia
- ρ - Densidade de massa do fluido
- δ - Função Delta de Dirac
- ϕ - Fluxo de potência (W/cm^2)
- $\chi(m,n)$ - Diferença de energia entre dois níveis atômicos
- χ_i - Energia de ionização
- ω - Frequência do laser (rad/s)
- ω_p - Frequência de plasma

1.1 - Plasmas Produzidos por Laser - Introdução (ref.1)

Os mecanismos que envolvem os estágios iniciais da geração de plasmas por laser são complicados. Deve-se considerar o aquecimento do alvo enquanto sólido, sua fusão, vaporização e ionização. Porém, na maioria dos casos quando se trabalha com altas irradiâncias, os estágios iniciais de aquecimento são desprezados, uma vez que a energia necessária para ionizar o átomo é muito menor que a energia para aquecê-lo a alguns milhões de graus K. Quando um alvo sólido é irradiado pela luz de um laser de alta intensidade, ocorre uma rápida ionização na região de incidência, com consequente formação e aquecimento do plasma.

As densidades obtidas são muito altas quando comparadas a outros plasmas do laboratório (10^{19} a 10^{23} cm^{-3} , dependendo do comprimento de onda e da intensidade da radiação). No caso do nosso trabalho com laser de rubi ($\lambda = 6.943 \text{ \AA}$), a densidade crítica do plasma (onde a frequência do laser = frequência de plasma) é de $2,3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (ref.2).

Para temperaturas da ordem de 1 KeV, criam-se condições semelhantes às do interior do sol.

As pressões também são muito altas e podem atingir valores maiores que 10^8 atm, correspondendo a densidades do

energia de 10^7 J/cm^3 (ref.1).

Em geral, as dimensões dos plasmas são pequenas, da ordem de 1mm ou menos, devido à pequena área focalizada pelo laser, e o confinamento magnético não é possível devido às altas pressões. O plasma decai com expansão livre, o tem tempo de vida bastante curto.

Entre outras aplicações os plasmas produzidos por laser são também fontes ideais de luz para espectroscopia, especialmente para observação de espectros de átomos altamente ionizados. Podem ser usados para se obter elotrons livres de alta energia e átomos altamente ionizados para uso em aceleradores de partículas, porém o esforço principal está ligado com a pesquisa de fusão termonuclear, onde se pretende liberar energia de fusão diretamente do plasma denso, produzido pelo laser (ref.1).

Com o objetivo de ilustrar de uma forma geral como ocorre o mecanismo de formação do plasma produzido por laser incidente numa superfície sólida, apresentamos na secção II.1 alguns pontos essenciais sobre este assunto, baseando-nos nas referências 1 e 3. A ref. 2 também tem discussão mais extensa e detalhada sobre este tema.

Toda a análise teórica apresentada nas secções II.2 a II.5 foi essencialmente extraída da ref.4, o trata da absorção de luz e equações da dinâmica do fluido, determinando também as equações para o regime linear. Um estudo por análise dimensional é aí feito para se determinar a região linear de absorção da radiação em comparação com dados experimentais, e uma breve discussão é ainda feita sobre os limites do regime linear.

Para discutir os efeitos da intensidade, duração e comprimento de onda do pulso na absorção da luz do laser, fizemos uma síntese do assunto, que é tratado nas referências 4, 5 e 6.

11.1 - Formação do Plasma (ref.1,3)

Quando um pulso de laser de alta potência é focalizado numa superfície sólida de um metal, pode ocorrer formação de plasma na superfície metálica devido à fração da radiação penetrante ser absorvida em uma camada muito fina, que é então aquecida a altas temperaturas.

Para o caso de isolantes, acima de uma certa intensidade mínima, que depende do comprimento de onda e das propriedades do material, pode ocorrer uma ruptura, isto é, criam-se eletrons livres no material sólido irradiado. O mecanismo que produz os primeiros eletrons livres não é conhecido exatamente. Como a energia do fóton da luz do laser ($\sim 1\text{eV}$) é muito menor que a energia de ionização dos átomos ou moléculas ($\sim 10 - 20\text{ eV}$), não deve ocorrer fotoionização direta, e alguns mecanismos são então propostos para explicá-la, como a ionização por absorção de multifotons, efeito Raman estimulado, efeitos de impureza, efeitos de superfície, ou ionização devido à luz ultra-violeta espalhada das lâmpadas de "flash" dos lasers (embora talvez este não seja o nosso caso) (ref.1).

Os eletrons livres que são criados, independentemente de sua origem, recebem energia do campo de radiação e ionizam outras moléculas ou átomos neutros, através de colisões elásticas. O processo de avalanche aumenta rapidamente a concentração de eletrons livres, e em intensidades do laser suficientemente altas pode ocorrer a formação de uma camada fortemente absorvedora na superfície do alvo. Para hidrogênio sólido

do, um laser de neodímio com intensidade de 10^{10} W/cm² é suficiente para produzir tal camada em poucos nanossegundos. O tempo de formação da camada absorvedora cai rapidamente com o aumento do fluxo de luz.

Uma vez formada a camada absorvedora podemos esquematizar a formação do plasma (fig.1), (ref.3).

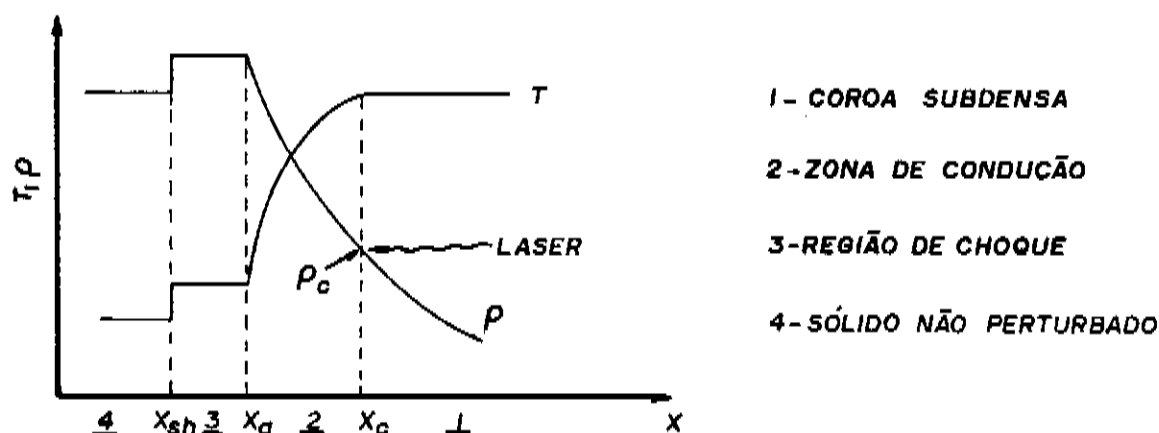


Fig.1 - Representação esquemática dos perfis de temperatura e densidade para plasmas produzidos por laser incidente em sólidos

A matéria na camada absorvedora (região em torno de x_c) é fortemente aquecida e começa a se expandir devido à sua alta pressão. Com a expansão a densidade eletrônica decresce, permitindo que uma fração de luz seja transmitida para uma região densa mais à frente. A luz é absorvida e forma uma nova camada de plasma de alta densidade. Uma nuvem de plasma em expansão surge então na frente do alvo (região 1). A distribuição de densidade da nuvem se auto-regula, de forma que a luz do laser sempre atinge a camada absorvedora em x_c , onde o material do alvo é ionizado e o processo de geração de plasma é

mantido.

Na região 2 , embora a luz do laser não penetre, existe aquecimento por condução. O mecanismo de transferência de energia nesta "região de condução" é colisional.

Devido às altas pressões exercidas nas regiões 1 e 2, o plasma da região subdensa (1) entra em expansão e uma onda de choque se propaga no interior do alvo (região 3) com sua frente em X_{sh} , permitindo a compensação do momento linear. A região 1 representa o sólido não perturbado. Os perfis de temperatura e densidade são próximos dos esquematizados na fig. 1, válidos para intensidades não muito baixas (de forma que a absorção não ocorra em uma região bem definida) e nem muito altas, onde surgem efeitos não lineares.

11.2 - Absorção de Luz e Movimento do Plasma (ref.1)

O plasma criado por laser é eletricamente neutro a menos de flutuações locais. O campo eletromagnético intenso atua primariamente nos elétrons, que possuem massas menores. A ação nos íons acontece através do campos de separação de cargas, localmente induzidos.

Para as considerações a seguir, sejam:

$\vec{E}_L$ e $\vec{B}_L$ - campos de onda do laser

$\vec{E}_s$ - campo eletrostático da separação de cargas

$\vec{v}$ - velocidade dos elétrons

n - densidade dos elétrons

P_e - pressão dos elétrons

ν - frequência de colisão efetiva

m - massa do elétron

A dinâmica dos elétrons é descrita pela equação de movimento:

$$m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = -e (\vec{E}_S + \vec{E}_L + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}) - \frac{\vec{\nabla} P_e}{n} - m \nu \vec{v} \quad (1)$$

acoplada à equação de propagação de onda deduzida das eq. de Maxwell:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_L}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \vec{E}_L = 4\pi e \frac{\partial}{\partial t} (n \vec{v}) \quad (2)$$

$\vec{E}_S$ se relaciona com a flutuação na densidade de carga por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_S = 4\pi (\delta n) e \quad (3)$$

Verificam-se dessas equações três fontes de não linearidade (ref.4):

$(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}$ - origina uma força não linear,

$\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}_L$ - gera radiação de frequências harmônicas à do laser,

$\frac{\partial}{\partial t} (n \vec{v})$ - representa acoplamento onda-onda.

A linearização será feita assumindo-se que $\vec{v}$ e n têm duas componentes, uma que varia lentamente $(\vec{u}, n_0)$ e a outra varia com frequência alta $(\vec{v}, \tilde{n})$. Os termos da ordem de v/c são desprezados.

A parte de frequência alta do (1) e (2) fica então:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v \vec{v} = -e \frac{\vec{E}_L}{m} \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_L}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \vec{E}_L = 4\pi en_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \quad (6)$$

o que permite calcular o coeficiente de absorção da energia, (ref.2 e 4):

Para $\omega \gg \omega_p$ ($\omega_p^2 = \frac{4\pi ne^2}{m}$ = freq. de plasma; ω = freq. laser),

$$K_\omega = \frac{\omega_p^2 v}{c \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2}} \quad (7)$$

Para $\omega \sim \omega_p$,

$$K_\omega = \frac{(2 \omega_p v)^{1/2}}{c} \quad (8)$$

A derivação de K_ω por dinâmica de fluido é incompleta. Deve-se partir de uma equação cinética. Quando se parte das equações de Vlasov-Maxwell, a absorção é calculada na presença de ions discretos fixos, o que resulta em uma condutividade de alta frequência que inclui um fator de correlação que pode levar a uma absorção maior para ions de alto Z. Porém, como aqui a absorção será considerada como condição de contorno de energia, a aproximação de fluido será considerada (ref.4).

A parte de baixa frequência de (1) fica :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -e \frac{\vec{E}_s}{m} - \frac{\vec{\nabla} p_e}{n_0 m} \sim 0 \quad (9)$$

como $\vec{u}$ varia lentamente, ou seja, a velocidade de fluxo é muito menor que as velocidades térmicas dos eletrons, suas derivadas podem ser desprezadas, e a eq. (9) produz uma distribuição de Boltzmann para os eletrons.

Para os ions de carga Z e massa M :

$$\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + (\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i = Ze \frac{\vec{E}_s}{M} - Z \frac{\vec{\nabla} p_i}{n_0 M} \quad (10)$$

Ao se eliminar $\vec{E}_s$ de (9) e (10), obtém-se uma equação de movimento para o plasma neutro:

$$\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + (\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i = -Z \frac{\vec{\nabla} (P_e + P_i)}{n_0 M} = - \frac{\vec{\nabla} P}{\rho} \quad (11)$$

onde P = pressão total e ρ = densidade de massa do fluido.

11.3 - Equações para o Regime Linear (ref.4)

Quando $\bar{v} \ll v_{th}$ ($\bar{v}$ = velocidade oscilatória, v_{th} = velocidade térmica dos eletrons), a frequência de colisão elétron-íon fica :

$$\nu = \frac{2}{3} \frac{Z e^4 n_e}{m^{1/2} (2 T_e)^{3/2}} \ln \Lambda \quad (12)$$

($T_e \rightarrow$ unidade de energia)

$$\text{onde: } \Lambda = \frac{3 (T_e)^{3/2}}{2 Z e^3 (\pi n_e)^2} \quad (13)$$

Substituindo (12) em (5) a amplitude do campo fica independente do coeficiente de absorção K_ω (ref.4). Inclui-se a absorção colisional linear na eq. de energia da forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{U^2}{2} + \rho U \right) + \vec{\nabla} \cdot \left\{ \vec{U} \left(\rho \frac{U^2}{2} + \rho U + P \right) + \vec{I} + \vec{F} \right\} = 0 \quad (14)$$

onde U = energia interna específica

F = fluxo de calor

I = Intensidade absorvida

I_0 = Intensidade fora do plasma

ϕ = Intensidade radiativa

$$I = I_0 - \phi \text{ com } \vec{\nabla} \cdot \phi = - K_\omega \phi \quad (15)$$

Ao se incluir a equação de continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (16)$$

obtem-se juntamente com (11), (14) e (15), uma descrição da dinâmica do fluido de uma componente simples (plasma), irradiado por um laser e linearmente absorvedor. Este sistema não é resolvido analiticamente, a não ser em casos especiais, como fluxo auto-similar ou em situações uni-dimensionais.

11.4 - Estudo por Análise Dimensional (ref.1)

Consideraremos uma absorção colisional e assumiremos que o laser incide em uma densidade de plasma bem suave: o comprimento característico L é muito maior que qualquer comprimento de absorção l . A camada absorvedora sub-densa tem uma densidade constante $\rho < \rho_c$. A geometria é plana-unidimensional.

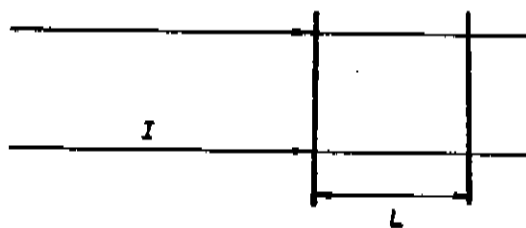


Fig.2

O coeficiente de absorção escrito em forma compacta fica :

$$K_{\omega} = a \frac{\rho^2}{T^{3/2}}, \quad a = \text{cte} \quad (17)$$

com a emissão induzida ignorada. Assume-se implicitamente que $\hbar\omega \ll T$ (tipicamente, $\hbar\omega \sim 1\text{eV}$ e $T \sim 100\text{ eV}$).

A constante em (17) tem dimensões de :

$$\{a\} = \{L\}^8 \{t\}^{-3} \{M\}^{-1/2} \quad (18)$$

Também temos :

$$\begin{aligned} \{I\} &= \{M\} \{t\}^{-3} \\ \{K_{\omega}\} &= \{L\}^{-1} \end{aligned} \quad (19)$$

e por (17) :

$$T \propto (\rho^2 a l)^{2/3} \quad (20)$$

combinando equações dimensionais para a, l, P e ρ para uma intensidade constante, temos:

$$\begin{aligned} P &\propto a^{-1/8} I^{15/16} t^{7/16} \\ \rho &\propto a^{-3/8} I^{13/16} t^{21/16} \end{aligned} \quad (21)$$

ou : $P \propto I^{2/3} \rho^{1/3} \quad (22)$

Combinando-se (22) com a equação de estado para um gás ideal :

$$P = \frac{Z + 1}{M} \rho_C T \quad (23)$$

obtem-se uma relação independente de a e l , sem se assumir nada a respeito do mecanismo de absorção. Basta considerar-se que a absorção ocorre na densidade crítica, e que m e M são constantes :

$$T \propto \left(\frac{I}{\rho_C} \right)^{2/3} \quad (24)$$

Fazendo uso de : $\rho_C = \frac{\omega^2 m}{4 \pi e^2} \frac{M}{Z} \quad (25)$

Para relacionar P e T a quantidades radiativas ($\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$) :

$$\begin{aligned} T &\propto (I \lambda^2)^{2/3} \\ P &\propto \left(\frac{I}{\lambda} \right)^{2/3} \end{aligned} \quad (26)$$

De observações experimentais, conclui-se que para $I\lambda^2 > 10^{12}$, T é proporcional a $(I\lambda^2)^{2/3}$. Um ajuste das fórmulas (26) às medidas, para T em KeV, I em W/cm^2 , λ em μm e P em Mbar (ref.4):

$$T = 10^{-9} (I \lambda^2)^{2/3} \quad (27)$$

$$P = 1,4 \times 10^{-9} \left(1 + \frac{1}{Z}\right) \left(\frac{I}{\lambda}\right)^{2/3} \quad (28)$$

Para as condições de nossa experiência, com laser de rubi ($\lambda = 0,7 \mu m$) e considerando $Z_e = 3$, (1 bar = 0,99 atm):

$$I = 10^{12} W/cm^2 \rightarrow T = 62 eV, \quad P = 2,4 \times 10^5 atm$$

$$I = 10^{13} W/cm^2 \rightarrow T = 288 eV, \quad P = 1,1 \times 10^6 atm$$

Na análise anterior considerou-se que o plasma está parado. As mesmas equações (26) são obtidas introduzindo-se uma velocidade de fluxo na análise dimensional ao relacionar P com I , considerando-se que a velocidade da partícula é a velocidade do som local (C_s) (ref.4). Então:

$$\{P\} \{L\} \{t\}^{-1} = \{I\} \quad (29)$$

$$\text{ou } \{P\} \{C_s\} = \{I\} \quad (30)$$

onde a velocidade do som C_s é :

$$C_s = \left(\frac{(Z + 1)}{M} T \right)^{1/2} = \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \quad (31)$$

Verifica-se, de (29), que existe uma velocidade característica relacionando a pressão à intensidade absorvida. De (29) e (31), obtém-se:

$$P^{3/2} \rho^{-1/2} \propto I \quad (22')$$

que já havia sido encontrado antes, para o caso do plasma "parado" (eq.22).

Ao se considerar que o ponto sônico coincide com a densidade crítica, obtém-se novamente as equações (26).

Sem nada se assumir a respeito do mecanismo de absorção, conclui-se que a lei empírica

$$T \propto (I \lambda^2)^{2/3} \quad (32)$$

denota a absorção na densidade crítica que é também o ponto sônico para o fluxo. E isto é válido quer seja a absorção linear ou não.

Pela experiência, verifica-se o domínio de validade

de (32) (ref.4) :

$$10^{12} < I\lambda^2 < (2-3) \times 10^{13} \text{ Wcm}^{-2} \mu^2$$

Para intensidades maiores que $3 \times 10^{13} / \lambda^2$, que corresponde ao mínimo para instabilidades paramétricas, encontram-se duas temperaturas para os eletrons. Somente os eletrons com temperatura maior seguem (32) até $10^{15} / \lambda^2$. A componente fria exibe variação mais lenta, ainda pouco conhecida.

Quando (32) não é satisfeito, podem estar ocorrendo duas coisas: ou a absorção colisional não ocorre em uma densidade bem definida (uma situação não estacionária durante o pulso do laser) ou o ponto sônico não está onde a absorção ocorre. Ambos efeitos podem ocorrer simultaneamente para $I\lambda^2 < 10^{12} \text{ Wcm}^{-2} \mu^2$. Para fluxos altos $I\lambda^2 > 10^{14} \text{ W cm}^{-2} \mu^2$ a situação não é bem esclarecida. Há uma competição entre instabilidades devido ao acoplamento não linear de ondas eletromagnéticas com os modos do plasma e efeitos ponderomotivos que tendem a fazer do perfil de densidade um "degrau".

11.5 - Limites do Regime Linear (ref.4)

Em experiências com intensidades variadas, verifica-se que há uma transição em torno de $(2-3) \times 10^{13} \text{ W cm}^{-2} \mu^2$, onde surgem duas temperaturas eletrônicas. Além do mais, a absorção da luz não mais segue o previsto pela teoria linear.

No início da discussão, três termos não lineares são identificados, todos envolvem a velocidade dos eletrons. Em um Plasma irradiado por laser, a velocidade eletrônica tem duas componentes:

- uma parte oscilatória

$$\bar{v} = \frac{e E}{\omega m}$$

(E = campo elétrico da onda)

- uma térmica

$$v_e = \langle v \rangle = \left(\frac{T}{m} \right)^{1/2}$$

No regime linear assume-se que v_e é dominante e $\bar{v}$ é desprezado. Efeitos não lineares são esperados se $\bar{v}/v_e$ não é pequeno.

Também no regime linear são desprezados os efeitos radiativos: por um lado, a pressão e densidade de energia associada com a luz do laser incidente, por outro, as perdas radiativas devido à emissão térmica. Esses processos devoriam ser levados em conta para uma equação de movimento e de balanço de energia mais precisos.

11.6 - Efeitos da Intensidade, Duração e Comprimento de Onda do Pulso na Absorção da Luz do Laser (ref. 1,5 e 6)

Para experimentos com fusão nuclear usando-se plasmas produzidos por laser, deve ser otimizada a performance em duas áreas na física da interação laser-plasma: primeiro, deve-se obter a maior taxa de absorção possível, e segundo, a geração de elétrons supratérmicos deve ser minimizada, pois eles causam o pré-aquecimento do núcleo, dificultando a implosão. Essas duas áreas são sensíveis às características do pulso do laser incidente.

As conclusões principais que se pode tirar da experiência a respeito da absorção são (ref.5,6) :

- a absorção cai quando a intensidade do laser aumenta
- a absorção aumenta quando a duração do pulso do laser aumenta
- a absorção aumenta quando o comprimento de onda da luz do laser diminui .

Em fluxos baixos, o mecanismo principal de absorção é o Bremsstrahlung inverso, que diminui quando o fluxo incidente aumenta devido ao acréscimo na temperatura dos elétrons e porque a forma do perfil da densidade fica mais em "degrau". Com o aumento do fluxo a absorção colisional diminui e a absorção ressonante no perfil de densidade em degrau é mais significativa (a absorção ressonante corresponde à absorção dos elétrons devido à ressonância com o campo de radiação do

laser). Em fluxos mais altos ($>10^{14} \text{ W cm}^{-2}$), o decréscimo na absorção não é devido apenas à diminuição do Bremsstrahlung inverso, mas principalmente ao acréscimo no espalhamento Brillouin.

O tempo mínimo necessário para formação da zona de condução para que esta atinja um estado estacionário, considerando-se geometria plana-unidimensional (ref.4) é :

$$t_c = 4,5 \times 10^{-23} I \lambda^4 \quad (33)$$

com a conclusão importante de que t_c não depende do material do alvo. Para uma certa intensidade fixa, t_c varia com a quarta potência do comprimento de onda, de forma que, para I e λ fixos o pulso do laser deve ter largura maior ou igual a t_c para atingir um estado estacionário na zona de condução. A absorção depende da dimensão da camada absorvedora L , quanto maior L maior é a absorção. Porém, se o pulso é curto, acontece que L não chega a atingir seu valor de estado estacionário, e aí, a absorção é menor. Concluímos então que a absorção fracional máxima é menor para pulsos mais curtos.

A conclusão importante de que a taxa de absorção aumenta com o decréscimo no comprimento de onda pode ser explicada pelo acréscimo na eficiência da absorção pelo efeito Bremsstrahlung inverso quando λ diminui. O aumento do efeito Bremsstrahlung ocorre, entre outros motivos, porque, diminuindo λ a luz do laser penetra em densidades mais altas onde o plasma é mais colisional (ref.6).

Os efeitos do aumento na absorção com o decréscimo de λ , aumento da duração do pulso e controle da sua intensidade, são importantes, porque altas taxas de absorção podem ser obtidas. A absorção, ocorrendo na camada subcrítica diminui a influência dos mecanismos que ocorrem na camada crítica e que geram elétrons supratérmicos, indesejáveis nos experimentos de fusão.

No caso da nossa experiência, com o laser de rubi ($\lambda=0,7\mu\text{m}$), o comprimento de onda é baixo com relação aos lasers de CO_2 ($10,6\mu\text{m}$) e Neodímio ($1,06\mu\text{m}$), a duração do pulso é bem longa (50 ns) de forma que um estado estacionário deve ocorrer quando há a interação laser-plasma e o fluxo de potência, que pode variar de 4×10^{11} a $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, está numa faixa de absorção relativamente baixa para efeitos não lineares, de forma que devemos ter uma absorção razoável, possivelmente maior que 70%, em comparação com os estudos da ref.6.

III.1 - Introdução

O plasma produzido por laser se apresenta como uma importante fonte para estudos de probabilidades de transições atômicas em átomos altamente ionizados, uma vez que o conhecimento nesta área está longe do ideal.

Ao lado do estudo de probabilidades de transições atômicas, a análise do plasma produzido por laser através de métodos espectroscópicos tem se mostrado um importante diagnóstico na verificação de suas características, com a grande vantagem de não perturbar o plasma.

Quando um alvo sólido (colocado em uma câmara em vácuo) é irradiado por um pulso de laser de potência suficientemente alta, uma "nuvem" de plasma luminoso é formada. Verifica-se experimentalmente que essa nuvem se expande com velocidades que podem ser maiores que 10^7 cm/s, correspondendo a energia de ions de centenas de elétron-volts a alguns KeV (ref.7).

Durante o período de formação e instantes iniciais de expansão o plasma emite uma forte intensidade de luz contínua que cobre toda uma região espectral de $20 \text{ \AA}$ a $6.000 \text{ \AA}$ (ref.7), e que pode ser usada na determinação da temperatura eletrônica, através da forma do espectro contínuo. As linhas

discretas não usadas na determinação da temperatura das regiões menos luminosas do plasma, ou seja, em tempos posteriores à presença do "contínuo", ou em posições fora da região de formação do plasma (onde o contínuo é mais fraco). Em condições de aplicabilidade da equação de Saha-Boltzmann para os níveis superiores dos íons, podem-se relacionar as intensidades das linhas com as densidades dos íons correspondentes (ref.7), e determinar-se um perfil de densidades.

Também, pela evolução temporal de uma linha espectral, pode-se determinar a velocidade de expansão dos íons.

III.2 - Temperatura Eletrônica a Partir de Medidas de Intensidades Relativas

Para se determinar a temperatura dos elétrons por técnicas espectroscópicas, deve-se sempre supor a existência de alguma condição de equilíbrio local, existente no elemento de volume do plasma que está sendo examinado. A temperatura eletrônica é definida como uma média sobre a função de distribuição de velocidades maxwelliana f_M (ref.8) :

$$\frac{3}{2} T = N \int \frac{1}{2} m v^2 f_M(v) d^3 v \quad , \quad (34)$$

e o mínimo que se pode supor é que em cada pequeno elemento de volume e em cada intervalo de tempo, τ se aproxime do resultado familiar:

$$f \rightarrow f_M = \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2T}\right) \quad (35)$$

Uma situação mais restrita é a de que o plasma esteja em equilíbrio térmico local (ETL). Aqui, os eletrons livres estão distribuídos de acordo com (35) e os eletrons ligados devem satisfazer a distribuição de Boltzmann, ao popular os níveis discretos de energia:

$$\frac{N(m)}{N(n)} = \frac{g(m)}{g(n)} \exp\left\{-\frac{X(m,n)}{T}\right\} \quad (36)$$

Além do mais, a densidade de partículas livres deve satisfazer a eq. de Saha :

$$\begin{aligned} \frac{N(Z,0)}{N(Z-1,0)} &= 2 \frac{g(Z,0)}{g(Z-1,0)} \left(\frac{mT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{x_i(Z-1,0)}{T}\right\} \\ &= 6,0 \times 10^{21} T^{3/2} \exp\left\{-\frac{X(Z-1,0)}{T}\right\} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \quad (37)$$

onde:

N = densidade dos eletrons livres.

$N(m)$, $N(n)$, $N(Z,0)$, $N(Z-1,0)$ = densidade de população dos níveis $m, n, 0$ (0 = nível fundamental).

Z = carga iônica ($Z=1$ → átomo uma vez ionizado, $Z=2$ → duas vezes ionizado, $Z-1 = 0$ → átomo neutro)

g = peso estatístico do nível.

$\chi(m,n) = E_m - E_n =$ diferença de energia entre dois níveis.

$\chi_i(Z-1,0) =$ energia de ionização de partículas de carga $Z-1$ no seu estado fundamental.

Para que exista ETL, os processos de colisão elétron-átomo e elétron-íon devem ser extremamente rápidos. As condições de ETL são válidas apenas para densidades de partículas suficientemente altas (a de-excitação colisional deve ser no mínimo dez vezes mais provável que o decaimento radiativo para todas as transições), e um limite inferior de validade para plasmas opticamente finos pode ser dado por (ref.2) :

$$N \geq 8,8 \times 10^{13} T_e^{1/2} \chi_{\max}^3 \text{ cm}^{-3} \quad (T, \chi \text{ em eV}) \quad (38)$$

$\chi_{\max} =$ maior energia de ionização de qualquer dos átomos ou íons presentes.

Vamos supor agora, que para átomos de mesma espécie e mesmo estágio de ionização, hajam duas transições $\ell \rightarrow k$ e $j \rightarrow i$ (fig.3), com emissão de radiação correspondente a cada uma das transições de $h\nu_{\ell k}$ e $h\nu_{ji}$ ($h =$ constante de Planck e $\nu =$ freq. da radiação).

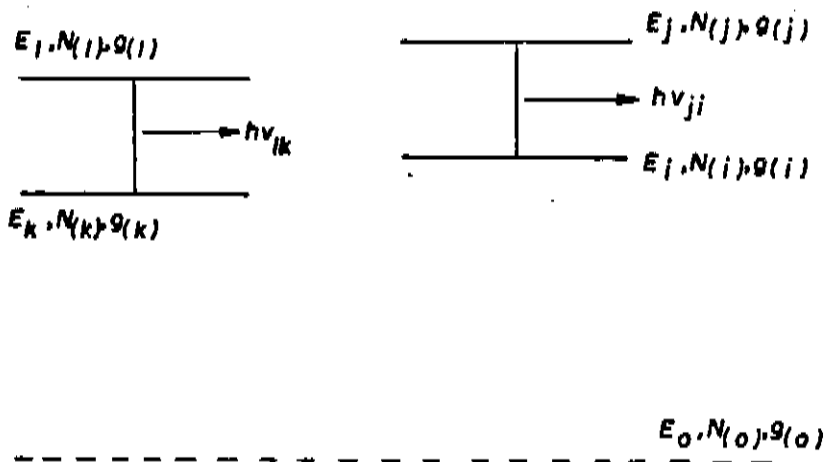


Fig.3 - Transições entre níveis atômicos

Em condições do ETL, então :

$$\begin{aligned}
 N(l) &= \frac{g(l)}{g(0)} N(0) \exp \left\{ -\frac{E_l - E_0}{T} \right\} \\
 N(j) &= \frac{g(j)}{g(0)} N(0) \exp \left\{ -\frac{E_j - E_0}{T} \right\}
 \end{aligned}
 \tag{39}$$

O número de eletrons que decaem, por unidade de tempo, do nível superior para o inferior da transição é (ref.9) :

$$\begin{aligned}
 \frac{d N(l)}{dt} &= - A_{lk} N(l) \\
 \frac{d N(j)}{dt} &= - A_{ji} N(j)
 \end{aligned}
 \tag{40}$$

(onde A = probabilidade de transição espontânea de Einstein),
e a intensidade total observável da radiação é :

$$I_{\ell k} = h \nu_{\ell k} A_{\ell k} N(\ell) \quad (41)$$

$$I_{ji} = h \nu_{ji} A_{ji} N(j)$$

ou :

$$I_{\ell k} = h \nu_{\ell k} A_{\ell k} g(\ell) \exp\left\{-\frac{E_{\ell}}{T}\right\} \frac{N(0)}{g(0)} \exp\left\{\frac{E_0}{T}\right\} \quad (42)$$

$$I_{ji} = h \nu_{ji} A_{ji} g(j) \exp\left\{-\frac{E_j}{T}\right\} \frac{N(0)}{g(0)} \exp\left\{\frac{E_0}{T}\right\}$$

Da situação de ETL (eq.39):

$$\frac{N(\ell)}{g(\ell)} \exp\left\{\frac{E_{\ell}}{T}\right\} = \frac{N(j)}{g(j)} \exp\left\{\frac{E_j}{T}\right\} = \frac{N(0)}{g(0)} \exp\left\{\frac{E_0}{T}\right\} = \beta = \underline{\text{cte}}$$

e como $v = c/\lambda$ (c = velocidade da luz), para uma transição qualquer, temos de (42) que :

$$\frac{I\lambda}{gA} = hc\beta \exp\left\{-\frac{E}{T}\right\} \quad (43)$$

com os índices de g , A e E , correspondentes ao nível superior da transição, e λ correspondendo ao comprimento de onda da radiação emitida.

Tomando-se o logaritmo em ambos os lados de (43) :

temos uma equação que corresponde à equação de uma reta , em um gráfico de $\ln(I\lambda/gA) \times E$.

Então, se dispomos de intensidades de duas ou mais linhas de emissão (que não precisam ser intensidades absolutas), e das constantes g, A e E (do nível superior da transição), que podem ser encontrados em tabelas, podemos fazer o "Plot de Boltzmann", ou seja, um gráfico de $\ln(I\lambda/gA) \times E$, e obter a temperatura eletrônica através da inclinação da reta que ela deve fornecer, se a condição de ETL é satisfeita.

A suposição feita de ETL deve ser confirmada no final, ao se traçar o gráfico descrito acima. Se não se obtém uma reta, provavelmente a condição de ETL não é satisfeita.

III.3 - Evolução Temporal de Linhas e Determinação da Velocidade de Expansão dos Ions e Átomos Excitados

A velocidade de expansão dos ions e átomos excitados pode ser determinada através da análise da evolução temporal de uma linha espectral determinada.

Conforme dissemos anteriormente, nas proximidades do ponto de formação do plasma (região onde a luz do laser foi incidida), a emissão de luz contínua é muito intensa, o que dificulta muito o estudo de linhas discretas se não tivermos controle temporal nos detectores. Porém, já a poucos milímetros desse ponto, o contínuo não é muito intenso, e a evolução temporal de uma linha pode ser observada. Considerando que o

ponto de observação esteja a uma posição X_1 do ponto de formação do plasma, quando este se expande e passa através do ponto de observação, pode-se detectar o sinal de uma linha pré-selecionada, com o uso de uma fotomultiplicadora acoplada a um espectrômetro, cuja forma típica é mostrada na fig.4(a) .

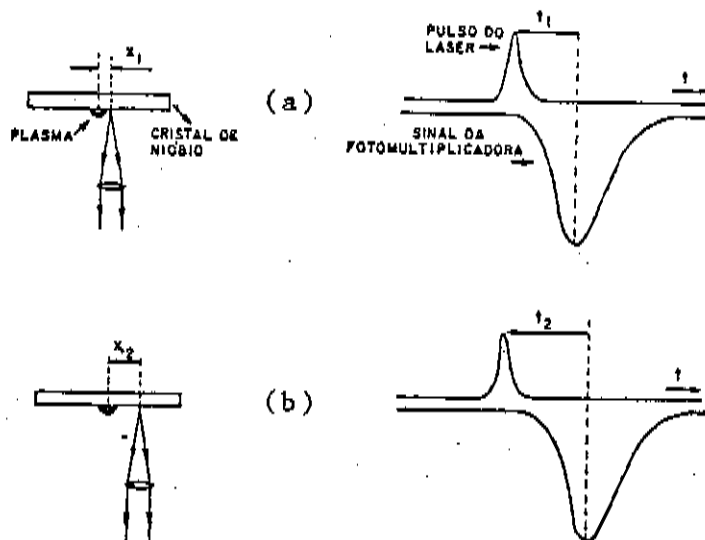


Fig.4 - Determinação da velocidade de expansão do plasma onde o sinal do traço superior indica a presença do pulso do laser captada por um fotodiodo acoplado a um canal de um osciloscópio, e o sinal do traço inferior é o sinal da linha de emissão do plasma selecionada, captada pela fotomultiplicadora, acoplada ao outro canal do osciloscópio. O sinal da linha tem um máximo em um tempo t_1 após o sinal máximo do pulso do laser. Quando o ponto de observação é deslocado para X_2 , observa-se um sinal da linha semelhante, porém menos intenso, cujo máximo está deslocado de um tempo t_2 (fig.4-b). O material sólido mostrado na fig.4 corresponde ao que foi usado em nossa experiência, um cristal de Níobio. A velocidade de expansão do plasma (no caso, lateral), pode ser determinada pela razão:

$$V = \frac{X_2 - X_1}{t_2 - t_1}$$

Ao afirmar que V corresponde à velocidade dos íons, estamos considerando que os efeitos da recombinação não são importantes. Se o plasma se recombina fortemente durante sua expansão, um íon que pudesse ser observado em uma certa posição X_1 a partir do ponto de formação do plasma, poderia aparecer como um outro íon com carga menor na posição X_2 mais adiante. O que estamos supondo é que a taxa de recombinação desses íons é suficientemente lenta de forma que seus efeitos na mudança da densidade da população dos íons sejam desprezados na região em que os analisamos (de 1 a 3 mm).

Medidas do mesmo estilo já foram feitas anteriormente (ref.7) para alvo de carbono, para o qual as suposições acima são satisfeitas, para todas as espécies do íon. Para o caso do carbono, verifica-se que ao se observar uma região fixa paralela à superfície do alvo e deslocada de alguns milímetros do mesmo, as linhas dos átomos mais ionizados aparecem primeiro. A partir da observação dessas linhas então, a velocidade particular de cada espécie de íon foi determinada, concluindo-se que para cada espécie existe uma velocidade diferente, e os átomos mais ionizados possuem velocidades maiores que os menos ionizados. Para o fluxo de potência lá utilizado ($2,9 \times 10^{11}$ W/cm²) sobre a superfície do alvo de carbono (polietileno), as velocidades variaram de $3,3 \times 10^7$ cm/s para o átomo totalmente ionizado a $0,7 \times 10^7$ cm/s para o átomo excita-

do neutro, com energias de ions correspondentes a 6,7 KeV e 0,26 Kev espectralmente. Essas variações de velocidade para espécies de ions diferentes podem ocorrer devido à variação espacial e temporal na intensidade do laser focalizado. Uma alta intensidade na região central de focalização e no pico máximo do pulso pode produzir estados de ionização maiores com velocidades maiores comparadas às regiões periféricas do feixe focalizado e em outros instantes de tempo diferentes do pico máximo.

As observações são consistentes com o ponto de vista de que a aceleração dos ions é causada pela formação de uma camada com um potencial acelerador em torno do plasma em consequência da expansão dos eletrons. Desta forma, a energia térmica inicial que em geral é grande, se converte em cinética dos ions.

IV.1 - Introdução

O trabalho experimental consiste basicamente na produção de plasma pela incidência de um laser de rubi de alta potência (4×10^{11} a 8×10^{13} W/cm²) na superfície sólida de um cristal de nióbio posicionado dentro de uma câmara de alto vácuo ($\sim 7 \times 10^{-7}$ Torr), e no estudo de algumas de suas propriedades, como sua temperatura, velocidade de expansão e observação de sua dinâmica de expansão através de uma câmera conversora de imagens (IMACON). A medida da temperatura eletrônica foi feita através da espectroscopia na região do visível ($\sim 4.100 \text{ \AA}$). Para identificação das linhas espectrais foram feitos registros com filmes fotográficos acoplados a um espectrômetro, e também registros com um analisador óptico de multicanais (OMA), também acoplado ao espectrômetro. A medida da temperatura eletrônica foi feita com o uso do OMA, analisando-se as linhas identificadas do espectro, e a medida da velocidade de expansão foi feita pela análise da evolução temporal e espacial de uma só linha, com o uso de uma fotomultiplicadora acoplada ao espectrômetro.

IV.2 - Sala de Óptica

Essa sala se resume essencialmente em uma "gaiola de Faraday" e consiste em uma armação de madeira colocada dentro de uma sala comum, e sobre essa armação foi colocada uma "parede metálica", ou seja, foram fixadas chapas de ferro galvanizado nas quatro paredes, no teto e no piso, totalmente interligadas elétrica e mecanicamente, e isoladas das paredes de tijolo, do teto e do piso (através da armação de madeira), de forma que a ligação à terra se desse a partir de um só ponto.

Nessa sala foi montado o nosso experimento. O objetivo da sala é de possibilitar medidas de sinais elétricos baixos, sem interferências de ruídos externos que podem vir de máquinas maiores instaladas no laboratório, como os sistemas TUPA I e TORÓIDE COMPACTO.

IV.3 - Descrição do Sistema Experimental

- Sistema de Vácuo

Utilizamos uma câmara de vácuo em aço inox (ref.10), que possui quatro janelas para observação, uma entrada para a luz do laser, e um posicionador da amostra sólida, que pode ser ajustado externamente à câmara, sem modificar a pressão interna. Como na experiência em que a câmara foi utilizada anteriormente eram empregadas uma bomba mecânica e uma difusora,

construímos um sistema de tubulação diferente, para acoplar agora a câmara a uma bomba de adsorção e a uma bomba iônica.

A câmara de vácuo, em aço inox, possui um comprimento interno de 31 cm e diâmetro interno de 15,2 cm, com um volume total de 5,6 litros. A tubulação que acopla a câmara às bombas de vácuo é em aço inox e tem volume interno de aprox. 2,5 litros. Existem duas válvulas, V1 (diafragma) e V2 (borboleta) (fig.5), e os anéis de vedação que empregamos são de viton.

A bomba de adsorção (Varian - nº 941.6003), é utilizada para o pré-vácuo, e uma bomba iônica (Varian modelo 911.5034, 60 l/s), dá continuidade até o alto vácuo. O uso dessas bombas diminui a possibilidade de contaminação do sistema (por exemplo, com óleos, como no caso de uma bomba difusora) e também não introduz vibrações (como no caso de bombas mecânicas) (ref.11).

Para se dar a partida na bomba iônica é necessário que a pressão seja no máximo de 5×10^{-2} Torr, mas pressões mais baixas são recomendadas.

Verificamos que a bomba de adsorção atinge, em nosso sistema, pressões da ordem de 10^{-3} Torr ou menos, num tempo total de aproximadamente 20 minutos (a partir do momento em que o nitrogênio líquido é colocado nela). Uma vez atingida essa pressão, a válvula que liga a bomba de adsorção à câmara é fechada, e liga-se então a bomba iônica, que no nosso sistema baixou a pressão até $\sim 7 \times 10^{-7}$ Torr.

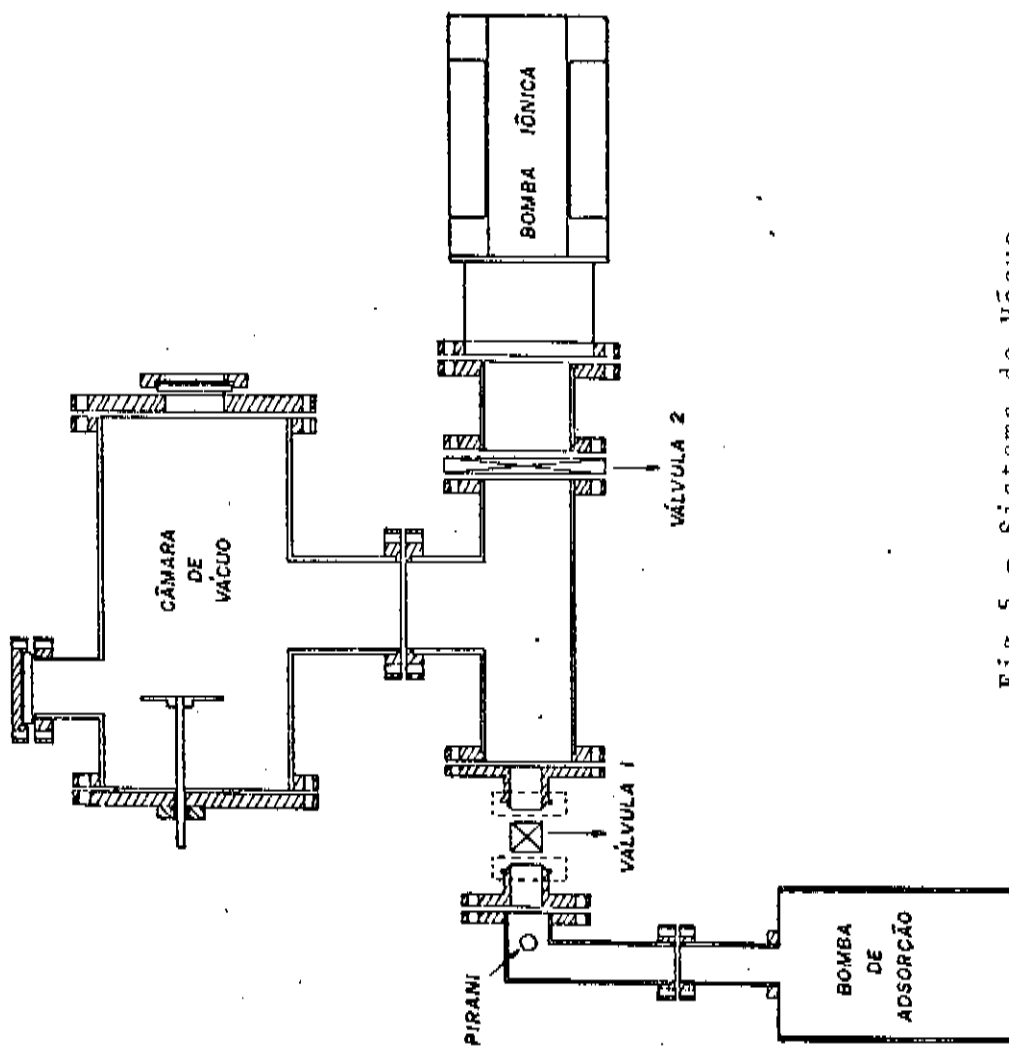


Fig.5 - Sistema de Vácuo

- Laser de Rubi

O laser de rubi que utilizamos é o da Holobeam (Series 600), com comprimento de onda de ($\lambda = 6.943 \text{ \AA}$), e potência até aprox. 200 MW, com largura de pulso média de 50 ns, e um feixe com diâmetro de 9,5 mm. Esse laser de rubi já foi utilizado em experiências anteriores do grupo de plasmas da UNICAMP (ref. 10 e 12), e seu feixe tem polarização vertical com relação à entrada do sistema.

A energia de saída do pulso do laser foi medida durante toda a experiência através do medidor Hadron, mod.102-C. A forma do pulso era verificada por um fotodiodo rápido acoplado a um osciloscópio (Tektronix 556), que observava parte da luz que saía do espelho de 99% do laser.

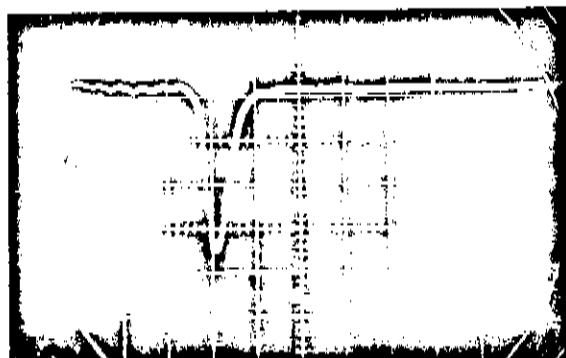


Fig.6 - Pulso do Laser
Escala: 100 ns/div.

Para obter uma melhor performance, fizemos a otimização da energia do pulso de saída, variando o atraso do pulso de alta tensão que vai para a célula de Pockell (responsável pelo chaveamento do laser), com relação ao momento em que a lâmpada helicoidal de xenônio (que circunda o cristal de rubi

do laser) era acionada. Também otimizamos a tensão desse pulso. Otimização desse tipo faz parte do procedimento normal para operação do laser, e já foi descrita em trabalhos anteriores (ref.12).

Embora tivesse sido otimizado, durante todo o percurso da experiência o laser apresentou problemas, e nem sempre os pulsos eram repetitivos (de mesma potência), motivo pelo qual sempre dávamos entre 3 e 5 minutos de intervalo de tempo entre um disparo e outro, e sempre monitorávamos os disparos através da verificação da forma e amplitude do pulso pelo uso de fotodiodo acoplado ao osciloscópio.

- Cristal de Níóbio

O cristal de níóbio ($Z=41$, $A=92$) que utilizamos em nosso experimento foi crescido no laboratório de baixas temperaturas do DFESCM do IFGW, UNICAMP. Utilizamos esse cristal por ser de alta pureza, e porque estávamos interessados em estudar o efeito da polarização da radiação laser incidente na formação do plasma, o que não foi feito neste trabalho. Além disso, o Brasil é o detentor da maior reserva mundial de níóbio, elemento importante em aplicações industriais e na fabricação de supercondutores.

A superfície do cristal foi polida no setor de Cristalografia do IFGW - UNICAMP, até o ponto em que ficou espolhada.

- Focalização do Laser - Porta Amostra

Com o objetivo de conseguir uma potência por unidade de área maior, a luz do laser era focalizada sobre a superfície do cristal, através de uma lente de distância focal de 8 cm, fixa na câmara de vácuo. A incidência sobre a superfície sólida se dá a um ângulo de 35 graus com relação à normal.

Para posicionar o alvo na região focal da lente, existe um parafuso micrométrico que movimenta o suporte do cristal para frente e para trás. Uma vez posicionada a superfície do cristal na região focal da lente, vários disparos podem ser feitos, simplesmente girando-se o porta-amostra e fazendo com que a luz focalizada incida em outro ponto da superfície sólida, tudo isso sem a necessidade de se "quebrar" o vácuo.

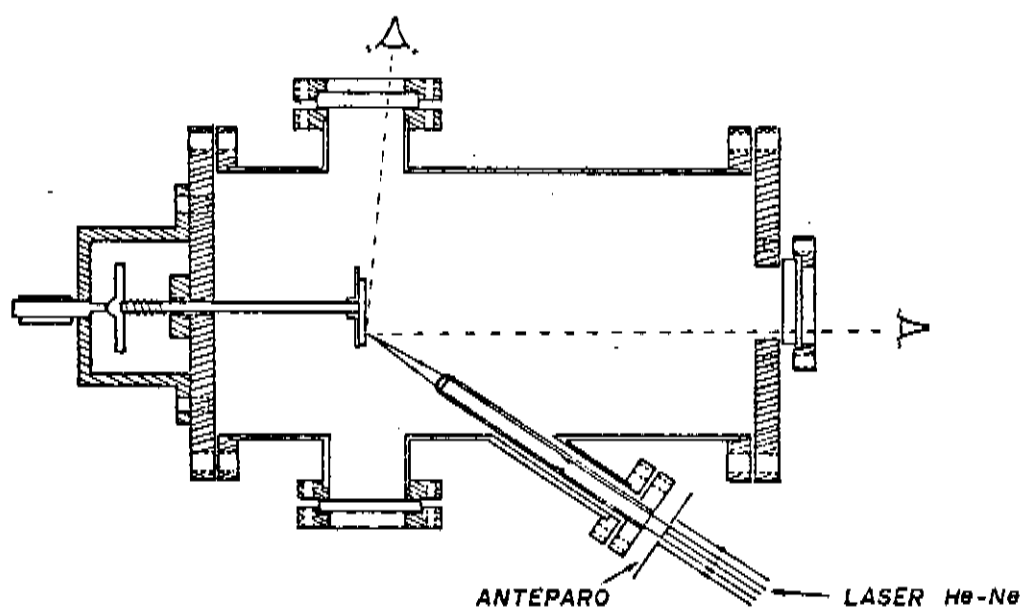


Fig.7 - Posicionamento da superfície sólida no foco da lente que concentra a luz do laser

O procedimento para se colocar a superfície do cristal na região focal da lente é o que descrevemos a seguir.

Devido à inconveniência de usar a própria luz do laser de rubi (que é pulsado), utilizamos o feixe de luz expandido de um laser de He-Ne para determinar a região focal da lente. A luz do laser de He-Ne (coaxial com o laser de rubi) era dividida em dois feixes por um anteparo colocado na entrada da câmara, que possuía dois furos pequenos, com separação entre si de aprox. 9 mm. Esses dois feixes então incidiam na superfície do cristal formando dois pontos. Com o movimento do porta-amostra com o parafuso micrométrico, podíamos fazer esses dois pontos coincidirem na superfície, indicando assim a posição da região focal da lente. A observação era feita visualmente.

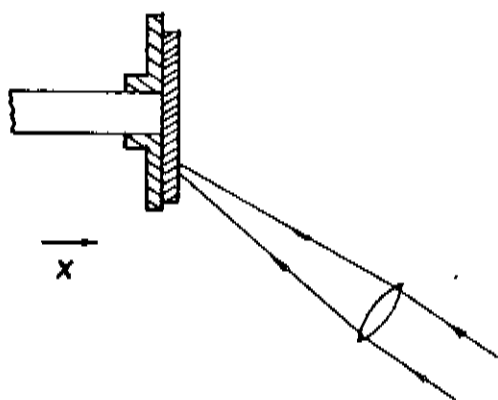


Fig. 8

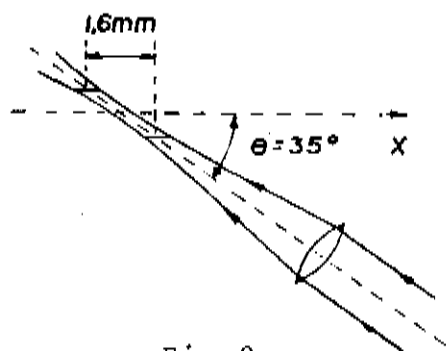


Fig. 9

Pelas observações, verificamos que os dois pontos ficavam juntos para uma região $b = 1,6$ mm (em média). Como a incidência é oblíqua, isso corresponde a uma região focal da lente de $1,6 / \cos 35 = 1,9$ mm, observado experimentalmente. Como esse valor

do comprimento da região focal da lente é muito maior do que se esperaria por cálculos teóricos, fizemos a aproximação geométrica para determinar a área de focalização da luz do laser (fig.10):

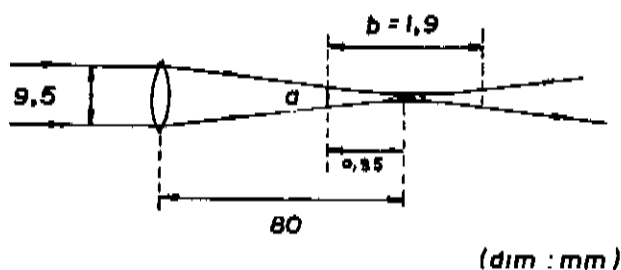


Fig.10

$$\frac{9,5}{a} = \frac{80}{0,95} \rightarrow a = 1,1 \times 10^{-1} \text{ mm} , \quad \Delta a = \frac{9,5}{80} \Delta X = 0,04 \text{ mm}$$

daí, a área correspondente à região focalizadora é:

$$S = \pi \left(\frac{a}{2} \right)^2 = 9,5 \times 10^{-3} \text{ mm}^2 = 9,5 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$$

$$\text{com desvio de: } \Delta S = \frac{\pi}{2} a \Delta a = 6,9 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$$

e como a incidência não é normal, a área focalizada na superfície é :

$$\frac{9,5 \times 10^{-5}}{\sin 35} = 1,7 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \quad (\Delta S = 1,2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2)$$

$$\text{ou:} \quad S = (1,7 \pm 1,2) \times 10^{-4} \text{ cm}^2$$

Concluimos então que a luz do laser era focalizada em uma região de $3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ de área (considerando a margem de erro superior), ou menos.

Pelos cálculos teóricos, se a luz do laser é focalizada por uma lente com diâmetro D e distância focal F , o comprimento da região focalizadora b e o diâmetro dessa região a

então (ref.13) :

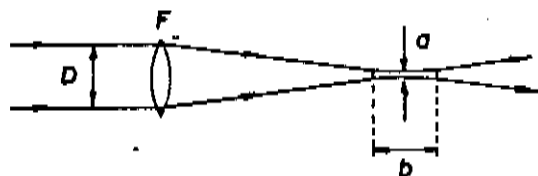


Fig.11

$$a = 2,44 \frac{\lambda F}{D}$$

$$b = 2,53 \frac{\lambda F^2}{D^2}$$

Para o nosso caso então :

$$a = 1,43 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

$$b = 1,25 \times 10^{-2} \text{ cm}$$

a área focalizada é então :

$$S = \pi \left(\frac{a}{2} \right)^2 = 1,6 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$$

Como a potência do laser em nosso experimento foi fixada em torno de 130 MW (+/- 15%), o fluxo de potência incidente no alvo varia então de :

$$\phi = 4 \times 10^{11} \text{ W cm}^{-2} \text{ (medido experimentalmente)}$$

$$\text{e } \phi = 8 \times 10^{13} \text{ W cm}^{-2} \text{ (calculado)}$$

correspondendo ao produto de $I\lambda^2$:

$$3,5 \times 10^{11} \text{ a } 4 \times 10^{13} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2$$

o que nos leva a concluir que nossa experiência tem grande

probabilidade de estar na região de absorção linear discutida antes.

IV.4 - DIAGNOSTICOS

- Sistema de Diagnósticos

O sistema de diagnósticos empregado em nossa experiência está basicamente sintetizado na fig.12 .

Para fazer a identificação de linhas do espectro de emissão do plasma utilizamos um filme fotográfico e um analisador óptico de multicanais (OMA) acoplados a um espectrômetro. Pela observação do espectro do plasma registrado pelo OMA fizemos a medida da temperatura eletrônica. Com uma fotomultiplicadora acoplada à fenda de saída do espectrômetro pudemos observar a evolução temporal de uma linha do espectro, e medir a velocidade de expansão do plasma, como descrito antes, determinando assim a energia dos íons e átomos excitados. Com uma câmara conversora de imagens (IMACON) fizemos a observação da dinâmica de expansão do plasma. Com um microscópio eletrônico de varredura, pudemos observar a forma e medir a área das crateras formadas pela incidência do pulso do laser na superfície sólida.

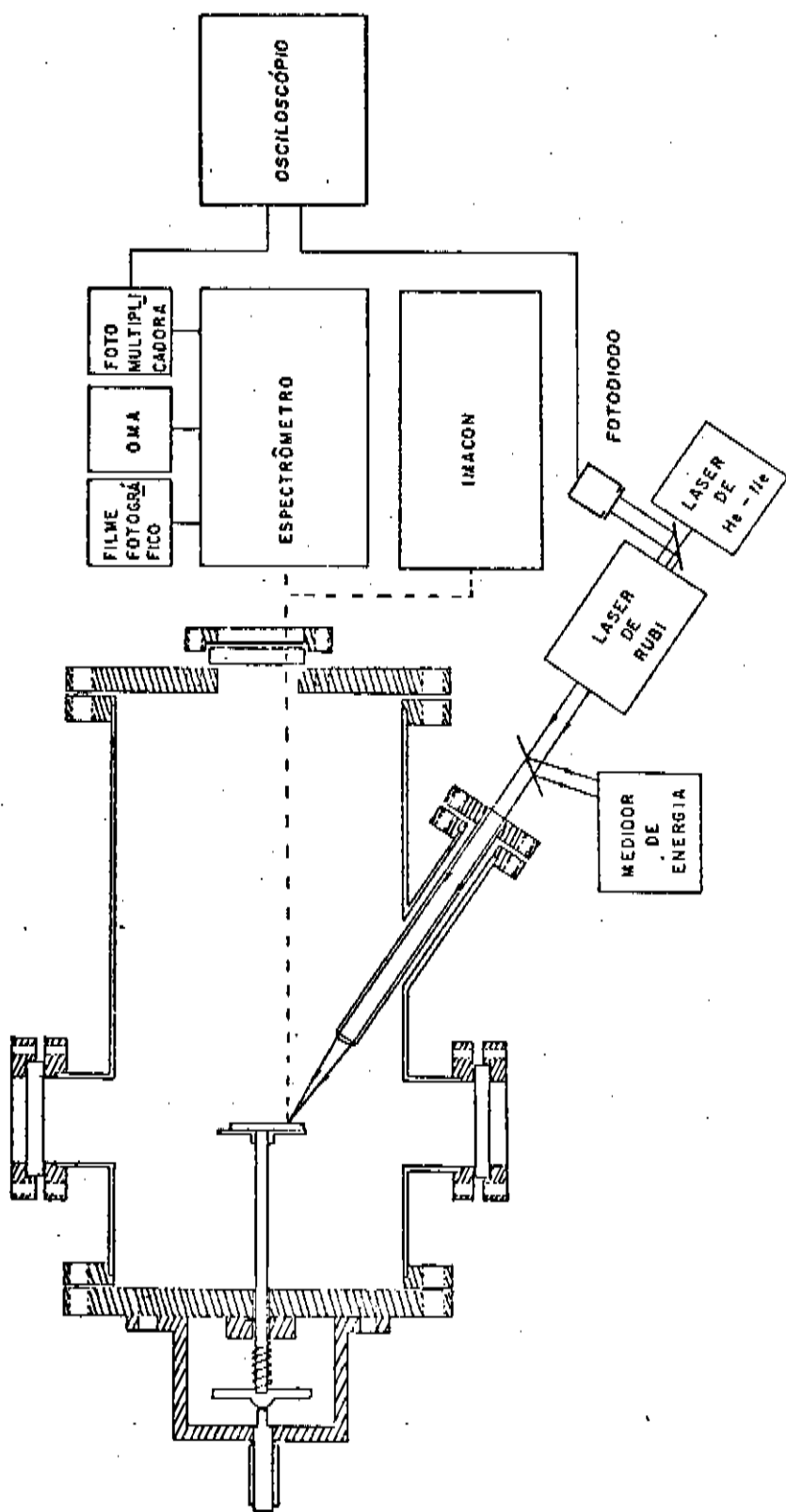


Fig.12 - Sistema de Diagnósticos

- Espectrômetro

O espectrômetro usado foi o Spex 1702 - 3/4 meter, Czerny-Turner Spectrometer, com rede de difração de 1200 estrias/mm e ângulo de "blaze" a $5.000 \text{ \AA}$. Para observação de uma faixa espectral utilizamos um espelho colocado dentro do espectrômetro, que desvia a luz de saída para a parte superior do mesmo, onde podem ser acoplados um filme fotográfico ou o detector do OMA. Para observar uma só linha do espectro, utilizamos a própria fenda de saída, onde colocamos uma fotomultiplicadora.

Fizemos o alinhamento da parte óptica interna do espectrômetro, até seu ponto ótimo, de forma a se obter resolução melhor que 0,3 Angstroms.

- Analisador Optico de Multicanais (OMA)

O OMA (Princeton Applied Research, mod.1205A, detector 1205D-SIT) consiste basicamente de um detector de luz que possui 500 canais independentes e de um console que pode armazenar o sinal de luz que incidiu em um ou vários canais, mostrá-lo em uma tela de um osciloscópio e transmiti-lo a um registrador de papel ou computador. Não descreveremos todas as suas características, que estão apresentadas em detalhes na ref.14 .

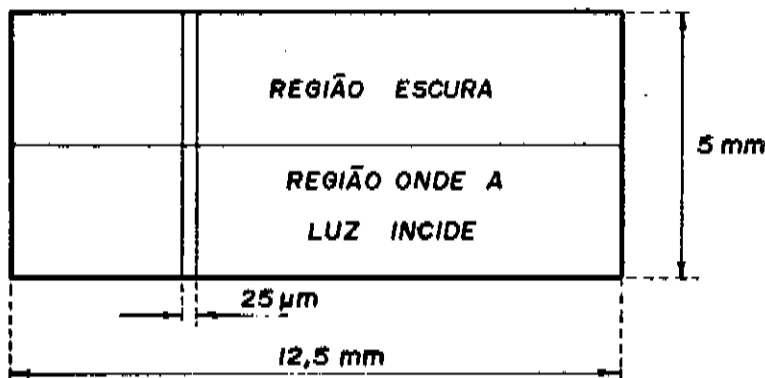


Fig.13 - Detector do OMA

O detector do OMA (fig.13) possui seus quinhentos canais dispostos paralelamente, cada canal possui 25 μm de largura e 5 mm de altura e a luz só incide em uma metade do detector, a outra metade serve para captar ruídos, de forma que na memória se armazene apenas o sinal, correspondente à diferença sinal + ruído (da parte onde bate luz) - ruído (parte sem luz) = sinal.

A princípio, se uma linha espectral tem largura menor que a largura de um canal do detector (25 μm), quando ela incide no canal X e é armazenada na memória do OMA, ela deveria se apresentar como na fig. 14(a) ,

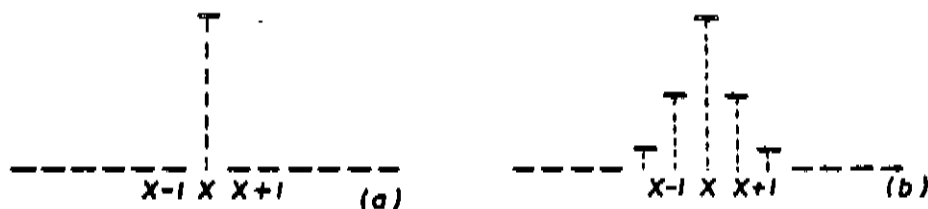


Fig.14

indicando que só um canal recebeu luz. Porém, existe um efeito de perturbação de um canal nos canais vizinhos, que torna a situação ideal acima impraticável, e de uma forma geral, o sinal fica como na fig.14(b) (para luz incidindo em um só canal), na melhor das condições de alinhamento óptico. Esse efeito torna muito imprecisa uma medida de largura de linha que seja da ordem de aprox. $1 \text{ \AA}$ como devem ser as linhas do nosso plasma.

Com o espectrômetro em 1ª ordem, temos uma dispersão linear correspondente a 0,31 Angstroms/canal, em 2ª ordem de 0,14 e em 3ª ordem de 0,08. Não utilizamos ordens superiores à primeira, devido à intensidade da luz do plasma não ser suficiente para operar nessas ordens de difração do espectrômetro.

Naturalmente, a resposta do detector do PMA não é a mesma ao longo de toda a região espectral. Porém, ela possui um máximo próximo à região de $\lambda = 4.100 \text{ \AA}$, que coincide com a região espectral que estamos observando no plasma. Como para cada canal corresponde (em 1ª ordem $0,3 \text{ \AA}$, ao longo de todos os canais (500) pudemos observar uma região espectral de aprox. $150 \text{ \AA}$ simultaneamente. Consideramos que a variação da resposta do detector nesse intervalo de comprimento de onda seja pequena, o que é razoável, quando observamos sua curva de resposta com λ , apresentada pelo fabricante.

Embora a consideração feita acima a respeito da resposta do detector com o comprimento de onda seja razoável, observamos um outro efeito de resposta dos detectores, ou seja, o comportamento de cada canal com a luz de mesma intensidade e

mesmo comprimento de onda. Para fazer isso, selecionamos uma linha do espectro de emissão de uma lâmpada de mercúrio na região de λ próxima à que estamos observando (tomamos as linhas 4046,6 e 4077,8 Å). Fizemos o deslocamento dessa linha ao longo de todos os canais usando a manivela de deslocamento de λ do espectrômetro (scan), e observamos que os canais tinham resposta diferente, embora o comprimento de onda e a intensidade fossem os mesmos. Fizemos então uma curva para correção desse efeito, normalizando-a com relação à região de canais onde a resposta foi maior. Esse efeito foi levado em conta quando medimos as intensidades das linhas espectrais que aparecem ao longo do detector.

- Câmera Conversora de Imagem (IMACON)

A IMACON, que também tem a descrição detalhada de seu funcionamento na ref.14, é basicamente uma câmera fotográfica que registra eventos luminosos em intervalos de tempo curtos, sobre filmes comuns (polaróides ou filmes negativos sensíveis).

Ela opera em dois modos diferentes:

a) Modo "Framing":

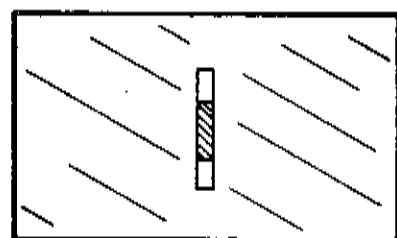
Nesse modo, o evento é registrado em uma sequência de quadros (cada qual correspondendo a um tempo de exposição de alguns nanossegundos no seu fotocatodo). No nosso laborató-

rio, a sequência de fotos mais rápida que podemos conseguir corresponde a uma frequência de 5×10^6 fotos/segundo, com 200 ns de tempo de separação entre uma foto e outra, e exposição de cada foto de 40 ns.

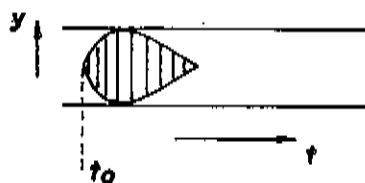
Como veremos mais à frente, essa frequência ainda é muito grande para as observações do nosso plasma, razão pela qual esse modo não foi usado.

b) Modo "Streak"

Nesse modo o registro é contínuo, com uma varredura horizontal para registrar variações temporais geralmente de parte do sistema observado, usando-se uma fenda, ou seja, a fenda seleciona a região de



(a) -Região luminosa observada pela fenda



(b) -Evolução temporal da região observada

Fig.15

observação, e a luz que passa por ela é registrada no filme com deslocamento contínuo no tempo. Qualquer modificação espacial em Y (fig.15) na forma da fonte emissora de luz observada

pela fenda, durante o tempo de varredura, é registrada no filme.

Utilizamos a varredura mais rápida, que corresponde a 100 ns por milímetro registrado no filme (na horizontal, ou seja, perpendicular à fenda).

V.1 - Identificação de Linhas do Espectro do Plasma

Para fazer a identificação das linhas do espectro da luz emitida pelo plasma, utilizamos ora o OMA, ora um filme fotográfico acoplados ao espectrômetro.

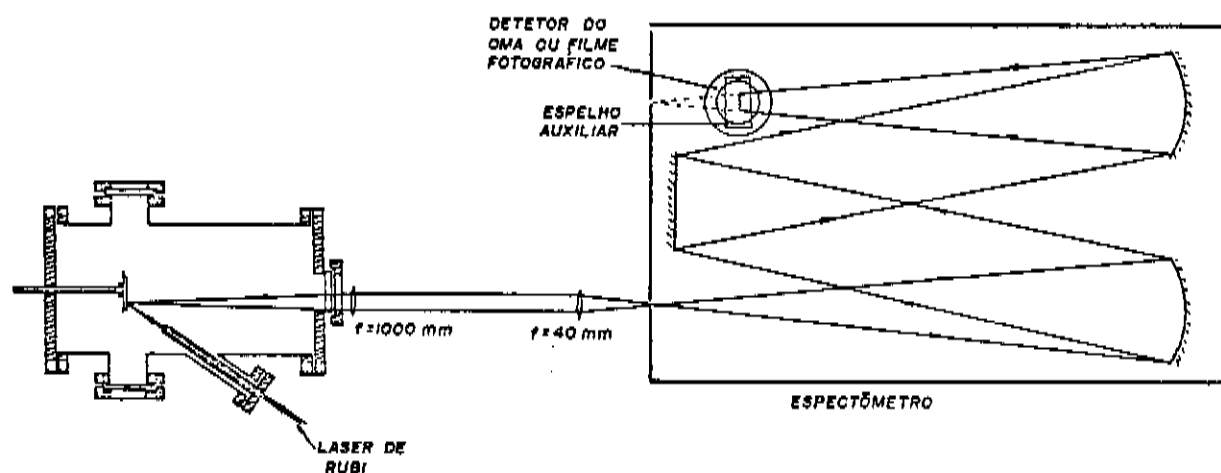


Fig.16 - Registro do espectro de emissão do plasma

A montagem descrita na fig.16 permite uma redução no tamanho da imagem de 25 vezes. Como trabalhamos com a fenda do espectrômetro variando entre 10 e 18 μm , isso corresponde a uma região de observação real no plasma de 250 a 450 μm .

A região espectral de observação que estudamos ficou em torno de 4100 $\text{\AA}$. O motivo dessa escolha é que nossa óptica não tem acesso a comprimentos de onda em regiões mais baixas

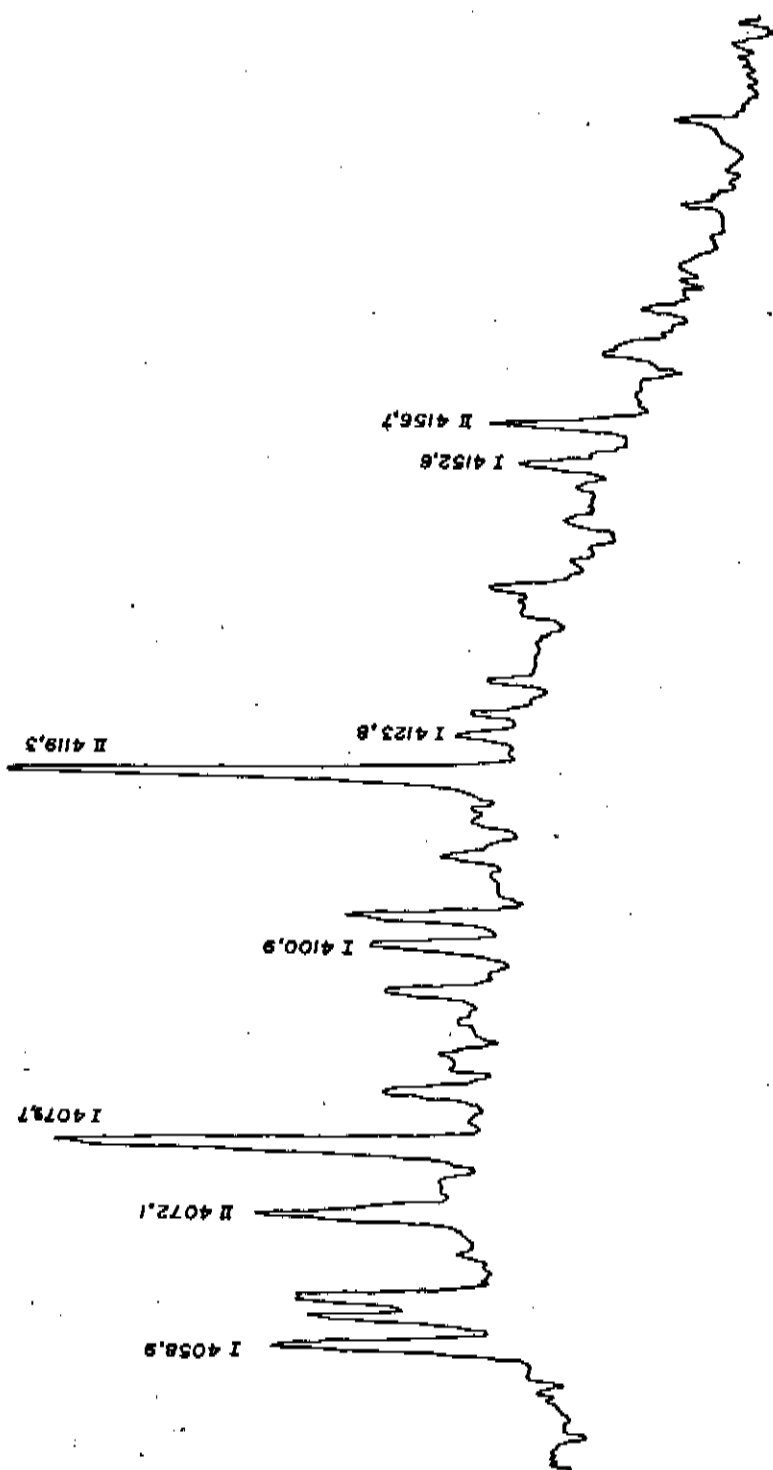
do espectro (ultra-violeta), no OMA essa é a região de resposta com maior ganho, e além do mais é uma região que apresenta tanto linhas do átomo excitado (Nb I) quanto do átomo uma vez ionizado (Nb II).

A vantagem em se utilizar o OMA está na resposta imediata que ele fornece a respeito do espectro, porém como dissemos antes, sua resolução não é muito boa, e como o espectro do plasma de nióbio apresenta um número muito grande de linhas tabeladas (quase todas com separação menor que $1 \text{ \AA}$ entre si) a identificação dessas linhas é dificultada. Portanto, o OMA foi usado para uma identificação grosseira das linhas. O espectro típico apresentado pelo OMA está na fig.17 onde se pode ver o efeito descrito anteriormente, de respostas diferentes dos canais, observando-se a "base" do espectro, que deveria ser próxima de uma linha horizontal.

Para uma identificação mais precisa das linhas, utilizamos um filme fotográfico ultra-rápido, de alta sensibilidade, com emulsão pancromática, o filme Kodak 2485, que era por nós revelado no próprio laboratório.

Com o filme fotográfico, pode-se obter resolução melhor que $0,3 \text{ \AA}$. A faixa observável do espectro usando o filme fotográfico corresponde a aproximadamente $400 \text{ \AA}$, em contraste com os $150 \text{ \AA}$ observáveis simultaneamente no OMA.

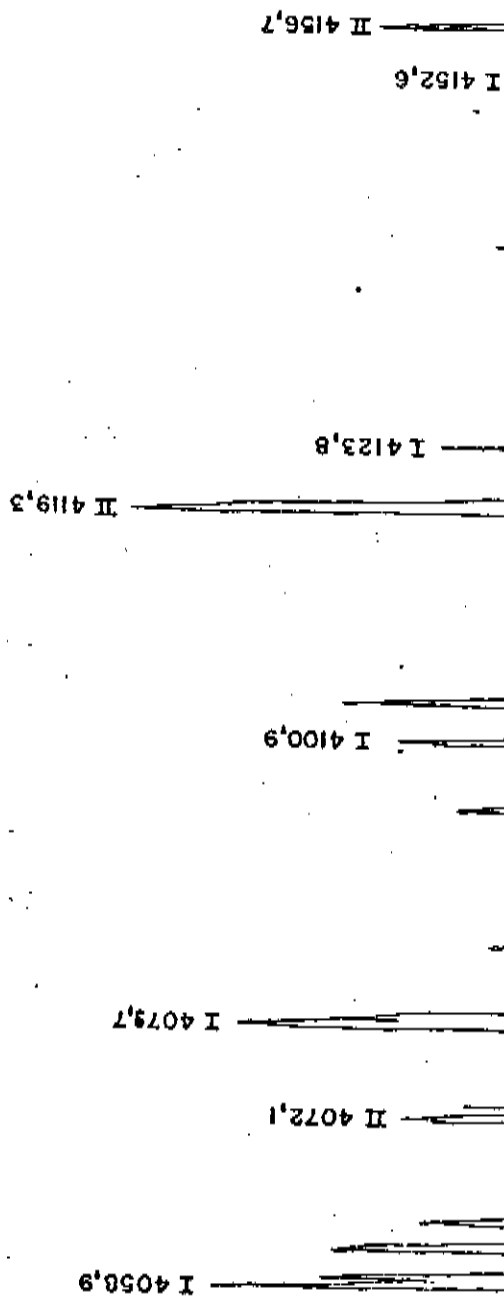
Embora o filme fotográfico seja atraente sob o aspecto de resolução e região de observação maior, ele possui desvantagens com relação ao tempo para se obter o espectro.



ZERO DE REFERÊNCIA

Fig.17 - Espectro de emissão do plasma obtido com o OMA

Fig.18 - Espectro de emissão do plasma obtido com filme fotográfico



Depois de impresso o espectro no filme acoplado ao espectrômetro, este deve ser revelado, e depois levado a um microdensitômetro para o registro do espectro no papel, e posterior análise para identificação das linhas.

Usamos o microdensitômetro instalado no laboratório do Departamento de Raios Cósmicos do IFGW - UNICAMP .

Um espectro típico obtido do filme fotográfico está na fig.18 , e para identificar algumas linhas fizemos uso de uma tabela de linhas espectrais (ref.15).

Identificamos inicialmente a linha mais intensa que aparecia na região observada, a linha Nb II $4.119,3 \text{ \AA}$, usando o OMA. A partir dessa linha, com o OMA e o filme fotográfico procuramos identificar outras linhas que apareciam mais isoladas (separação de aprox. $1 \text{ \AA}$ das vizinhas), e mais intensas. A dispersão linear do espectrômetro observada no filme fotográfico era de $\sim 11 \text{ \AA/mm}$.

Verificamos que as intensidades das linhas não tinham a mesma relação com as intensidades das linhas apresentadas na tabela (cujos espectros foram obtidos por outros métodos), ou seja, a linha mais intensa observada em uma certa região não correspondia com a mais intensa da tabela observada na mesma região (por exemplo).

Embora tenhamos desenvolvido um método próprio para calibração e conversão do espectro de opacidade do filme (que é o que se obtém com o densitômetro) em espectro de intensidades de linhas (que é o que nos interessa), e um programa numérico para uma posterior análise para medidas de temperatura

eletrônica, vimo-nos limitados a usar o filme fotográfico somente na identificação de linhas, porque a luz do plasma só conseguia ser impressa no filme quando o pulso do laser era acidentalmente largo ou não simples, isto é, quando o laser emitia vários pulsos juntos. Quando o pulso do laser era único, a intensidade de luz e o tempo necessário para imprimir o espectro no filme eram insuficientes, e não aparecia nada. Portanto, nas medidas de temperatura vimo-nos restringidos a usar apenas o OMA, agora já com algumas linhas do espectro identificadas.

V.2 - Medida da Temperatura Eletrônica

Para fazer a medida da temperatura eletrônica utilizamos o método que descrevemos anteriormente no capítulo III.

Como na região onde o laser incidia, que é a região de formação do plasma, existe uma emissão de radiação contínua muito intensa, e como nossas medidas são feitas integradas no tempo, quando observávamos aquela região o contínuo "mascarava" as linhas, por ser mais intenso que qualquer uma delas na região em que as observávamos. Passamos a observar uma região de 250 a 450 μm deslocada de 1mm do ponto de formação, onde o contínuo era menos intenso e as linhas apareciam mais discriminadas.

O critério básico de escolha das linhas utilizadas foi o seguinte: as linhas deveriam ser as mais isoladas possí-

veis, as mais intensas e deveriam ter o produto de suas constantes (gA) tabeladas.

Embora tenhamos feito algumas medidas com outras linhas, apresentaremos as mais utilizadas por apresentarem resultados mais confiáveis:

$\lambda (\text{\AA})$	$gA (\times 10^{-8} s^{-1})$	$E (\text{cm}^{-1})$
		Nível Sup.
Nb II 4.072,1	0,54	38.216
II 4.119,3	9,1	45.342
II 4.156,7	0,81	40.104
Nb I 4.123,8	1,8	24.397
I 4.152,6	1,7	24.770
I 4.100,9	2,5	24.770
I 4.079,7	4,9	25.200

Obs.: Nb I corresponde ao átomo excitado e Nb II ao átomo uma vez ionizado.

Fazendo o gráfico de $\ln(I\lambda/gA) \times E$ (como descrito no cap. III) para cada disparo do laser, medimos a temperatura eletrônica do plasma.

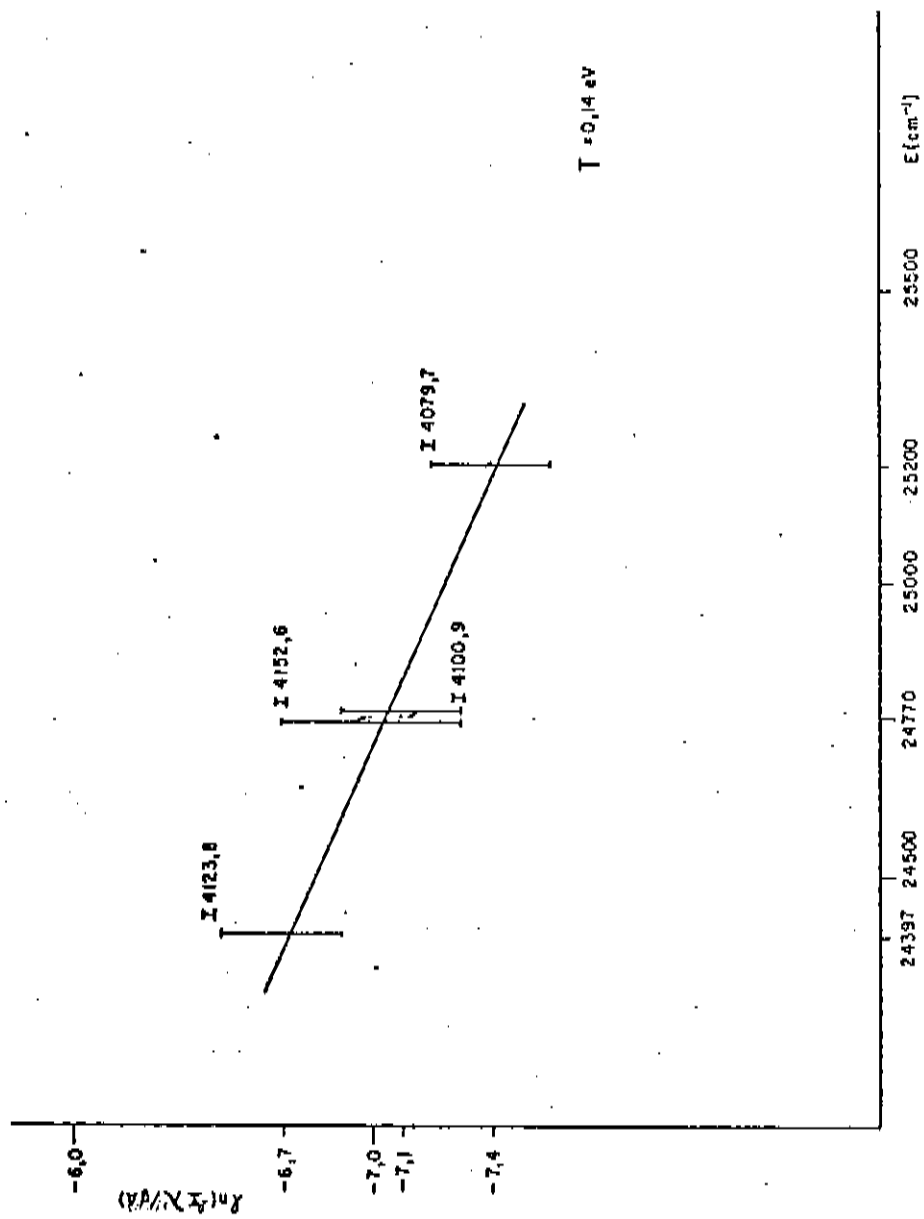


Fig.19 - Medida da temperatura do Nb I

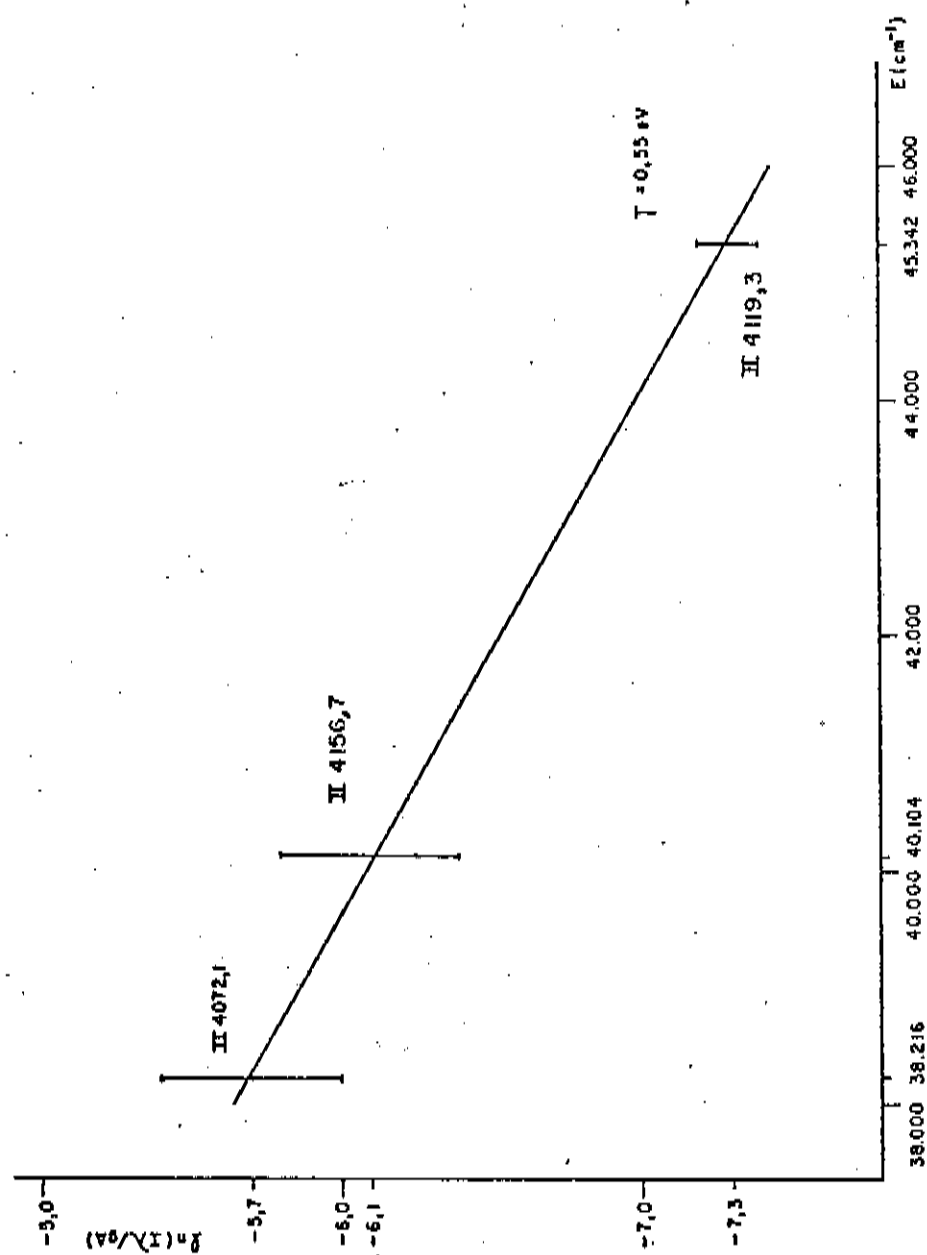


Fig.20 - Medida da temperatura do Nb II

Pelos gráficos de vários disparos, medimos uma temperatura eletrônica média de:

$$T_e = 0,2 \text{ eV} \quad \text{para Nb I}$$

$$T_e = 0,6 \text{ eV} \quad \text{para Nb II}$$

com desvios da ordem de 15% . Convém lembrar porém, que erros da ordem de 30% nas medidas de g_A tabelados são comuns.

As medidas de temperatura eletrônica foram feitas com o OMA. Como dissemos antes (cap.IV), o ganho dos canais do OMA não é o mesmo para todos, e foi necessário fazer uma curva para correção do ganho, e daí corrigir as intensidades das linhas medidas.

Ao detectar o espectro do plasma, o OMA também capta a radiação contínua. Se a resposta fosse a mesma ao longo de todos os canais o contínuo simplesmente deslocaria verticalmente a "linha base" horizontal do espectro. Como a resposta não é a mesma, o aspecto fica como na figura 17 . Utilizamos a curva de calibração do ganho para determinar primeiro a intensidade do contínuo, tomando vários pontos da linha base. Uma vez determinado o contínuo, medimos as intensidades das linhas superpostas ao contínuo, fazendo a devida correção na intensidade. A intensidade da linha é a diferença (linha + contínuo) - (contínuo), e a barra de erro considerada foi a correspondente à incerteza na medida do contínuo.

Naturalmente, deve-se considerar a intensidade de uma linha integrada ao longo de seu perfil para as medidas de

Te, porém, devido aos efeitos de perturbação de um canal do DMA com os canais vizinhos (descrito no cap.IV), consideramos apenas a intensidade integrada no canal que apresentou amplitude máxima (que corresponde a $0,3 \text{ \AA}$ da linha, cuja largura não foi medida, mas que deve ser pouca coisa maior).

V.3 - Evolução Temporal de uma Linha - Medida da Velocidade de Expansão

Para fazer a observação da evolução temporal de uma linha do espectro, fizemos a seguinte montagem experimental:

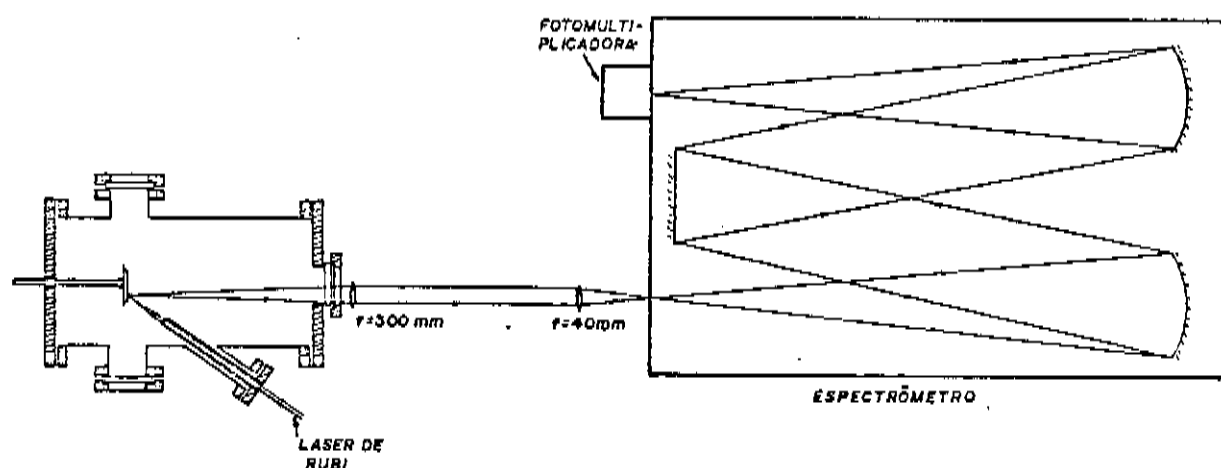


Fig.21 - Sistema para registrar a evolução temporal de uma linha do espectro de emissão do plasma

Com o sistema de lentes acima, obtém-se uma imagem

reduzida de 7,5 vezes, projetada na fenda de entrada do espectrômetro. Como agora usamos a abertura da fenda do espectrômetro variando entre 6 e 16 μm , observamos uma região real correspondente no plasma de 45 a 120 μm .

Ao receber a luz do plasma o espectrômetro faz a separação das linhas do seu espectro de emissão. Como já havíamos identificado algumas dessas linhas, fizemos com que só uma delas saísse na fenda de saída do espectrômetro, de forma a detectar a presença do plasma na região espacial que estava sendo observada. Fizemos o estudo com a linha II 4.119,3 Å e com a I 4.058,9 Å. Quando o plasma passa pela região onde o sistema de lentes está observando, sua luz é captada, e a presença dos átomos excitados e uma vez ionizados é detectada (de acordo com a linha usada), atingindo um máximo de sinal quando a densidade máxima dessas espécies de átomos está na região de observação, e depois decaindo devido à expansão do plasma. Obviamente, quanto mais distante do ponto de formação do plasma estiver a região observada pelo conjunto de lentes, maior será o tempo em que o plasma gastará para atingir aquela região, e por conseguinte, maior será o atraso do sinal da fotomultiplicadora com relação ao sinal máximo do pulso do laser, considerado "tempo zero".

A fotomultiplicadora que utilizamos é a RCA C31034, e o seu sinal era levado a um canal de um osciloscópio Tektronix 556. O sinal do pulso do laser obtido através de um fotodiodo como dito anteriormente, também era levado ao osciloscópio, no outro canal, de forma a permitir uma comparação tempo-

ral entre o máximo do pulso do laser e o máximo do sinal da linha. Os dois canais eram sincronizados e disparavam simultaneamente.

Pelo método descrito na secção III.3, fizemos observações em posições que variaram de 0,5 a 3 mm do ponto de formação do plasma, e medimos sua velocidade de expansão :

$$\text{Para Nb I} \rightarrow V = 0,9 \times 10^6 \text{ cm/s} \pm 15\%$$

$$\text{Nb II} \rightarrow V = 2 \times 10^6 \text{ cm/s} \pm 8\%$$

correspondendo a energias cinéticas de :

$$\text{Nb I} \rightarrow 78 \text{ eV}$$

$$\text{Nb II} \rightarrow 390 \text{ eV} .$$

Como salientamos na secção III.3, essas medidas são consistentes com a idéia de que há uma conversão de energia térmica para cinética das partículas. Em geral a temperatura do plasma durante seu período de formação é alta (300 - 500 eV ou mais) mas seu decréscimo com a expansão do plasma é bastante acentuado. Não tivemos acesso à medida da temperatura durante o período de formação do plasma porque nessa fase os estágios de ionização e de energia são maiores e necessitaríamos observar regiões do espectro na faixa do ultravioleta, que não temos acesso.

Também, como dissemos em III.3, as diferenças nas medidas de velocidades de expansão e de temperatura para áto-

mos de espécies diferentes são coerentes com o pensamento de que durante a formação do plasma existem regiões mais "quentes" que outras, devido à focalização da luz do laser não ser a mesma, e também devido à própria forma do pulso. Para as regiões mais quentes correspondem átomos com maiores estágios de ionização, e as mais frias, átomos com estágios menos ionizados e temperaturas menores (ref.7).

A 1 mm de distância do ponto de formação do plasma, o máximo da radiação contínua surgia 60 ns depois do máximo do pulso do laser, e as linhas II 4.119,3 Å e I 4.058,9 Å tinham máximos em 230 e 330 ns depois, respectivamente. A meia altura, a linha II 4.119,3 Å tinha uma largura de aprox. 200 ns e a I 4.058,9 Å é um pouco mais larga, aprox. 250 ns.

V.4 - Observações com a IMACON

Como salientamos anteriormente, só pudemos utilizar, e precariamente, a IMACON no seu modo "streak". O "tempo de vida" do plasma é muito curto e mesmo o modo "streak" mais rápido que dispomos (100 ns/mm) não consegue mostrar satisfatoriamente a evolução temporal do plasma no espaço.

Usamos a seguinte montagem para observar a imagem do plasma:

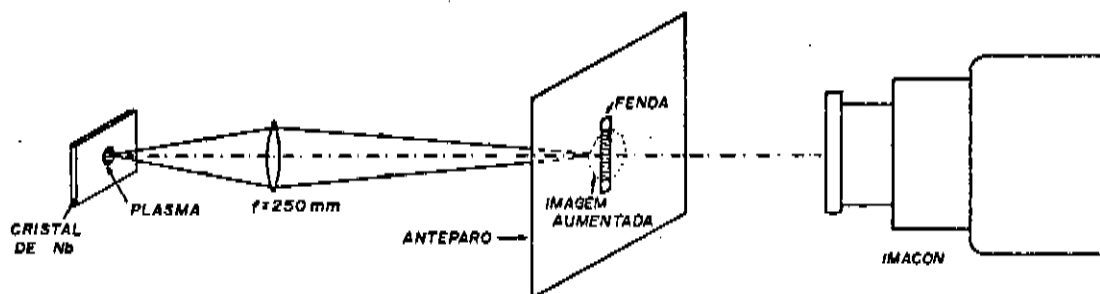


Fig.22 - Sistema de observação com a IMACON

Desta vez ampliamos a imagem do plasma de 3 vezes e a projetamos sobre uma fenda de aprox. $300\text{ }\mu\text{m}$ de largura (o que corresponde a uma observação real de uma região de $100\text{ }\mu\text{m}$ no plasma), e como o ponto de formação era projetado de forma a ficar a $0,5\text{ mm}$ da fenda, a região real observada estava deslocada de aprox. $160 - 200\text{ }\mu\text{m}$ do ponto onde o laser incidia. Foi acoplado à IMACON o filme Kodak 2485 (o mesmo utilizado na observação do espectro), que depois de registrar a imagem era revelado e levado ao microdensitômetro.

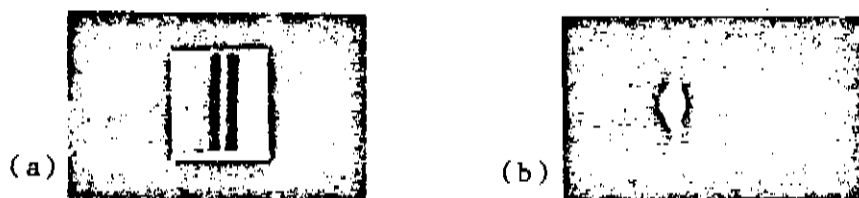


Fig.23 - (a): Fenda observada pela IMACON
(b): Evolução temporal do plasma observada através da fenda (modo "streak" - 100 ns/mm)

Pelas observações feitas com a IMACON concluímos que o "tempo de passagem" do plasma pela fenda era de aprox. 200

na (coerente com as observações da evolução temporal de uma linha) e que o plasma luminoso se apaga a uma distância de aproximadamente 2 mm do seu ponto de formação.

V.5 - Observações das "Crateras" Formadas

A incidência do pulso do laser e posterior ejeção de material da superfície do sólido dá formação a uma "cratera" minúscula.

Vemos na figura 24 a disposição dos "furos" na superfície do cristal de nióbio.



Fig.24 - Cristal de Nb com as "crateras" provocadas pela incidência do laser

A forma em arco é devida à rotação que se dava no cristal para se passar de um disparo do laser para o seguinte sem "quebrar" o vácuo, e mantendo a superfície na região focal, como dissemos na secção IV.3 .

Utilizando um microscópio eletrônico de varredura, do Laboratório de Microscopia Eletrônica do Dep.de Física aplicada do IFGW - UNICAMP, verificamos a forma e a área de algumas crateras (fig.25 e 26).



Fig.25 - Observação das crateras com microscópio eletrônico (aumento: 40X)



Fig.26 - "Cratera" ampliada 144X.

Vemos que a forma é aproximadamente elíptica, razoável considerando-se que o pulso do laser é incidente obliquamente a 35 graus. A área média das crateras é de $3,4 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$. Para a fig.26 o pulso do laser foi incidente da "direita" para a "esquerda" com ângulo de 35 graus com relação à normal.

Trabalhamos numa região correspondente ao produto $I\lambda^2$ de 2×10^{11} a $4 \times 10^{13} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$. Uma determinação mais precisa da potência por unidade de área não foi possível devido à incerteza na medida da região focal. Todavia, isto nos leva a uma probabilidade grande de estarmos trabalhando na região linear de absorção, como citamos na parte teórica. A comparação da temperatura calculada com base na eq.(27) com a medida através de espectroscopia é gritantemente diferente. Porém, vemos que a energia dos íons medida pela velocidade de expansão se aproxima mais da energia térmica prevista. As partículas do plasma, que têm inicialmente uma temperatura alta, depois de alguns instantes têm sua velocidade térmica inicial convertida em cinética, com a expansão livre.

As temperaturas eletrônicas medidas pelo "plot de Boltzmann" cuja reta confirma a suposição inicial de equilíbrio térmico local (ETL), foram de 0,2 eV para o Nb I e 0,6 eV para o Nb II, e as velocidades de expansão foram de $0,9 \times 10^6 \text{ cm/s}$ e $2 \times 10^6 \text{ cm/s}$ para o Nb I e Nb II, respectivamente, correspondendo a energias cinéticas de 78 e 390 eV.

Naturalmente, como comentamos anteriormente, não consideramos efeitos de recombinação em nossas medidas e nem efeitos devido ao número atômico do nióbio ser alto ($Z=41$, $A=92$).

Só foi possível a observação de linhas espectrais

correspondentes a átomos excitados (Nb I) e uma vez ionizados (Nb II), isto porque os átomos mais ionizados emitem linhas em regiões de comprimento de onda menor, no ultravioleta, que não tínhamos acesso, daí a razão de observarmos temperaturas baixas, pois por observações de linhas de átomos mais ionizados e do espectro contínuo (Bremmstrahlung e recombinação), certamente obteríamos temperaturas maiores, em tempos mais próximos ao máximo do pulso do laser.

Pela IMACON, observando a dinâmica de expansão do plasma, verificamos que ele se "apaga" aprox. 2 mm depois do ponto onde foi formado e confirmamos o seu "tempo de vida" que se aproximou com o observado pela evolução temporal de uma linha, ou seja, da ordem de 200 ns. Por microscopia eletrônica, observamos uma forma elíptica das crateras formadas pela incidência do pulso do laser e medimos uma área média de $3,4 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$.

Como proposta para trabalhos futuros, sugerimos antes de tudo que se desenvolva um sistema que garanta maior precisão na medida da área em que a luz do laser é focalizada, de forma a se ter maior precisão e controle do fluxo de potência.

Sugerimos que sejam feitos estudos em regiões espectrais mais baixas (ultra-violeta e raios X), medidas de densidade por sondas, interferometria ou espalhamento Thomson, e, por uma melhor resolução temporal, observar a evolução da densidade e temperatura no espaço. O "copo de Faraday" pode ser usado para medidas de energia de íons.

Podem-se desenvolver também outros trabalhos em espectroscopia. Como existe um número muito grande de linhas é possível que algumas delas sejam novas, e uma análise mais cuidadosa e precisa na identificação dessas linhas é aconselhável, mesmo na região do visível, o que não foi feito por nós, uma vez que só identificamos algumas que nos eram convenientes, isoladas e intensas. Pode-se também estudar a classificação das diversas linhas do espectro (também no ultra-violeta), ou seja, determinar a que grau de ionização pertencem os átomos que emitem essas linhas.

As linhas apresentadas em tabelas em geral não são obtidas de plasmas produzidos por laser. Pode-se estudar como essas mudanças nas razões de amplitude de linhas do espectro mudam de acordo com o método utilizado, incluindo-se agora o espectro obtido pelo plasma produzido por laser, e observar se há alguma influência nesse efeito, da polarização da luz incidente do laser com respeito aos eixos do cristal de Nióbio.

VII - BIBLIOGRAFIA

- 1 - P.Mulser, R.Sigel e S.Witkowski
Phys. Reports vol.6c nº3, Jan. 1973
- 2 - T.P.Hughes
Plasmas and laser Light - publ.by Adam Hilger Ltd (1975)
- 3 - R.Fabbro, C. Max, E.Fabre
Phys. of Fluids, vol28 May 1985 , nº5 - pg 1463
- 4 - J.L.Bobin
Phys. Reports, vol.122 nº4, June 1985
- 5 - B.H.Ripin, R.R.Whitlock, F.C.Young, S.P.Obenschain,
E.A.Mclean, R.Decoste - Phys. Rev. Lett. 43, nº5, 1979 -
pg 350
- 6 - C.Garban-Labaune, E.Fabre, C.E.Max, R.Fabbro, F.Amiranoff,
J.Virmont, M.Weinfeld, A.Michard.
Phys. Rev. Lett. 48, nº 15, 1982 - pg 1018
- 7 - B.C.Boland, F.E.Irons, R.W.P.McWhirter
J. Phys.B (Proc.Phys.Soc.), 1968 sec.2, vol.1 pg 1180
- 8 - George Bekefi
Principles of Laser Plasmas, John Wiley & Sons (1976)
- 9 - Chian e Reusch
Física de Plasma Vol.III - UFF (1979)
- 10- Armando Mirage
Tese de Mestrado - UNICAMP , Grupo de Plasmas do IFGW,
Set. 1978

- 11- D.O.Campos, H.K.Bockelmann
Rev. Bras. Apl. Vác., vol.4 nº 1 e 2, 1984 - pg 125
- 12- Milton E. Kayama
Tese de Mestrado - UNICAMP , Grupo de Plasmas do IFGW,
1981
- 13- An Introduction to Lasers and their Applications
O'Shea, Callen, Rhodes ; Addison-Wesley Publishing Company
1977.
- 14- Roberto Y. Honda
Tese de Mestrado - UNICAMP , Grupo de Plasmas do IFGW,
1980.
- 15- Experimental Transition Probabilities for Spectral Lines of
Seventy Elements - Charles H. Corlin and William R. Bozman
NBS, July 1962