

"PRÉ IONIZAÇÃO E DIAGNÓSTICO
ESPECTROSCÓPICO DE PLASMAS
GERADOS E CONFINADOS POR
CAMPOS MAGNÉTICOS"

THETA-PINCH

ROBERTO YZUMI HONDA

Orientador: Helmut Karl Böckelmann

Tese Apresentada no Instituto de Física
"Gleb Wataghin" da Universidade Esta-
dual de Campinas como parte dos requi-
sitos necessários para obteção do títu-
lo de mestre em ciências.

AGRADECIMENTOS

Ao prof. Dr. Helmut Karl Böckelmann pela orientação recebida.

Ao prof. Dr. Paulo H. Sakanaka pelo inestimável auxílio na execução da parte computacional e teórica deste trabalho.

Aos prof. Dr. Shuko Aihara e Dr. Masanobu Niimura pelas constantes e proveitosas discussões no laboratório.

Ao prof. Dr. Aruy Marotta que com o seu oportuno e importante ingresso no grupo de plasma tornou possível grande parte deste trabalho.

Aos prof. Dr. Ricardo M. O. Galvão e prof. Dr. José Busnardo Neto pelos incentivos recebidos.

À Milton Eiji Kayama, grande amigo, pelas noites de vigília.

À todos os companheiros de pesquisa pelos bons momentos passados.

À EWKA NANINAKA amigos insubstituíveis.

À FAPESP, FINEP, CNPq e CAPES pelo suporte financeiro.

À todos aqueles que tornaram possível este trabalho.

RESUMO

Foi construído um sistema θ -pinch de 2kJ de energia provido de sistemas auxiliares de pré-ionização.

Efetuuou-se um estudo experimental e teórico do plasma produzido (plasma de Hélio) e do sistema θ -pinch em si, utilizando-se para tal um modelo teórico já desenvolvido (referência [9]) e de três técnicas experimentais distintas.

a) Sondas Magnéticas

b) Espectroscopia no Visível (OMA)

c) Fotografia ultra rápida (IMACON)

Com as sondas magnéticas foram determinados os parâmetros elétricos do sistema.

O diagnóstico do plasma gerado foi efetuado através do estudo do perfil da linha $\lambda_0 = 4686 \text{ \AA}$ (HeII), utilizando-se os Alargamentos Doppler e Stark para a determinação da temperatura iônica e da densidade eletrônica respectivamente.

Obteve-se a evolução temporal destes parâmetros com a utilização do OMA (Optical Multichannel Analyzer) operando no modo pulsado.

Utilizou-se a câmera especial IMACON para o estudo da dinâmica do sistema θ -pinch e observou-se instabilidades na coluna do plasma gerado.

Obteve-se uma boa concordância entre os valores teóricos e experimentais.

ABSTRACT

A θ -pinch system has been constructed with pre-heating devices with a total energy of 2 kJ.

During this experiment a He Plasma was studied using the following three different diagnostics.

- a) Magnetic Probes
- b) Visible Spectroscopy using the Optical Multichannel Analyser - OMA
- c) Image Converter Camera.

The experimental results have been checked with existing theoretical models.

The electrical characteristics of the system were determined with the magnetic probe.

The Doppler and Stark broadening effects of the $\lambda_0 = 4686 \text{ \AA}$ (HeII) have been used to determine the ionic temperature and electronic density respectively. The time evolution of these parameters was obtained using the OMA.

The dynamics of the plasma were observed by high speed photography. Instabilities in the plasma column have been observed.

Good agreement between the experimental and theoretical values was obtained.

ÍNDICE

Capítulo		Página
I	- Introdução	01
II	- O Sistema θ -pinch e suas características	05
III	- Um Modelo Simples da Dinâmica do θ -pinch	16
IV	- Espectroscopia em Diagnóstico de Plasma	39
V	- Parte Experimental	45
VI	- Análise dos Dados	91
VII	- Conclusões	96
	- Referências	98

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

A origem da física de plasma reporta-se há algumas décadas e o primeiro grande avanço na sua compreensão se deu por interesses astrofísicos de onde se concluiu que a maior parte do Universo é constituída por matérias neste estado.

Nos últimos anos a grande demanda de energia e a exaustão das fontes convencionais da mesma tem dado um novo impulso no estudo da física de plasma.

Todo este interesse é devido a possibilidade da obtenção de energia através da fusão nuclear controlada.

A associação dos termos fusão nuclear e física de plasma nem sempre é óbvia pois para obtermos a fusão de dois núcleos bastaria aproximar-se os mesmos o suficiente para vencermos a repulsão Coulombiana e para tanto poderíamos utilizar por exemplo dois aceleradores de partículas em oposição, ou ainda um feixe de deuterons para atingirmos um alvo de trítio ou deutério sólido.

O primeiro processo não é viável pois os feixes não podem ser tornados suficientemente densos afim de que tenhamos um "out put" positivo de energia de fusão.

No segundo processo, a maior parcela da energia seria gasta na ionização e aquecimento do alvo em colisões inelásticas, tornando-se também inviável.

Um outro aspecto importante é o comportamento da

secção de choque transversal σ para a reacção Deutério-Trítio.

O σ aumenta abruptamente até 50 KeV e atinge um pico perto de 100 KeV e decresce gradualmente para energias mais elevadas. Este fato também dificulta a utilização de aceleradores de partículas para a obtenção de energia através da fusão nuclear.

Por outro lado, se utilizássemos um plasma quente com uma distribuição Maxwelliana de velocidades, as partículas da cauda desta distribuição poderiam ter energia suficiente para a fusão.

Além do mais, sabemos que se a distribuição for Maxwelliana, colisões elásticas não a alteram, e então a energia utilizada para aquecer o plasma será retida até que as partículas reajam ou escapem do sistema.

Vemos então que a alternativa mais viável é de fato a utilização de plasmas extremamente quentes para a obtenção da fusão.

Um reator poderia se constituir simplesmente de um recipiente contendo uma mistura de deutério e trítio altamente ionizados a uma temperatura muito elevada.

Em tais plasmas "quentes", a reacção de fusão ocorrerá quando a temperatura de ignição for alcançada, à esta temperatura a energia liberada pela reacção de fusão se iguala à energia perdida por radiação do plasma.

Ainda para a reacção Deutério-Trítio que tem a temperatura de ignição mais baixa, esta excede à 46 milhões de graus Kelvin (4 KeV).

É evidente então que num plasma no qual a reação termonuclear tem início não pode ser contido por paredes materiais.

Conseqüentemente, a maioria dos reatores de fusão previstos são baseados em plasmas confinados magneticamente.

Utilizam-se diversas configurações de campos magnéticos, sendo as mais populares as configurações Toroidais (Tokamaks, θ -Pinch Toroidal, etc.), e Lineares (θ -Pinch Linear, Z-pinch, etc).

Neste trabalho realizamos o estudo de um sistema θ -pinch linear de pequeno porte e é óbvio que tal estudo não visa a fusão nuclear em si, mas sim a compreensão das propriedades básicas do plasma e da sua geração.

O estudo em si resumiu-se na determinação dos parâmetros elétricos do sistema θ -pinch (sem o plasma) e no diagnóstico do plasma por ele gerado ($T_i(t)$, $n_e(t)$).

Foi realizada também uma simulação teórica do sistema baseada no modelo teórico da referência [9].

Este modelo e os valores experimentais obtidos estão em boa concordância quanto à dinâmica do sistema θ -pinch.

A primeira parte ou seja a determinação dos parâmetros elétricos do θ -pinch foi feita com a utilização de sondas magnéticas e as evoluções temporais da temperatura iônica e da densidade eletrônica foram feitas espectroscopicamente através do estudo da largura da linha $\lambda_0 = 4686 \text{ \AA}$ do HeII, sendo utilizados respectivamente o efeito Doppler e o efeito Stark linear para este fim.

Esta técnica (espectroscopia) é muito boa pois a

luz emitida pelo plasma é utilizada como uma sonda não interagente ou seja, o plasma não é perturbado por agentes externos como por exemplo sondas elétricas, magnéticas ou mesmo um feixe de laser como na interferometria ou no espalhamento Thompson.

Foi ainda efetuado um estudo da dinâmica do θ -pinch com a utilização de uma câmera fotográfica especial ultra rápida (IMACON).

CAPÍTULO II

O Sistema θ -Pinch e suas Características:

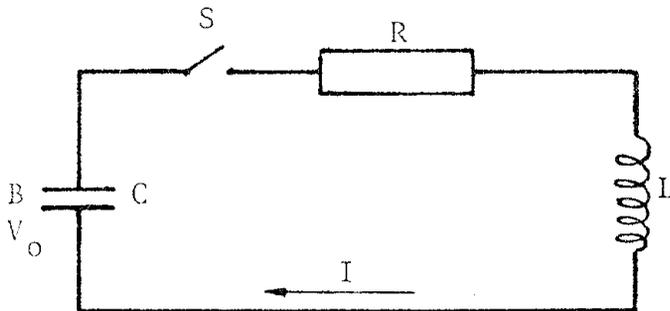
O sistema θ -pinch é constituído por um solenóide de latão (espira única) conectado a dois bancos de capacitores de baixas indutâncias e altas voltagens (banco do sistema de preionização e banco principal de capacitores) através de linhas de transmissões de placas paralelas (baixa indutância) de alumínio e chaves elétricas de altas corrente e voltagem (Spark gap)

Faz parte ainda do sistema, um tubo de pirex o qual é introduzido dentro do solenóide de latão.

Dentro deste tubo é injetado o gás de interesse que após ionizado constituirá o plasma a ser estudado.

O sistema θ -pinch na sua essência, se constitui num circuito RLC, ou seja uma resistência, uma indutância e uma capacitância ligadas em série.

Portanto em primeira instância podemos obter as características elétricas de tal circuito, sem se considerar o efeito do plasma sobre a corrente externa (no solenóide) da maneira clássica que se segue.



fig(II-2)

O SISTEMA THETA PINCH

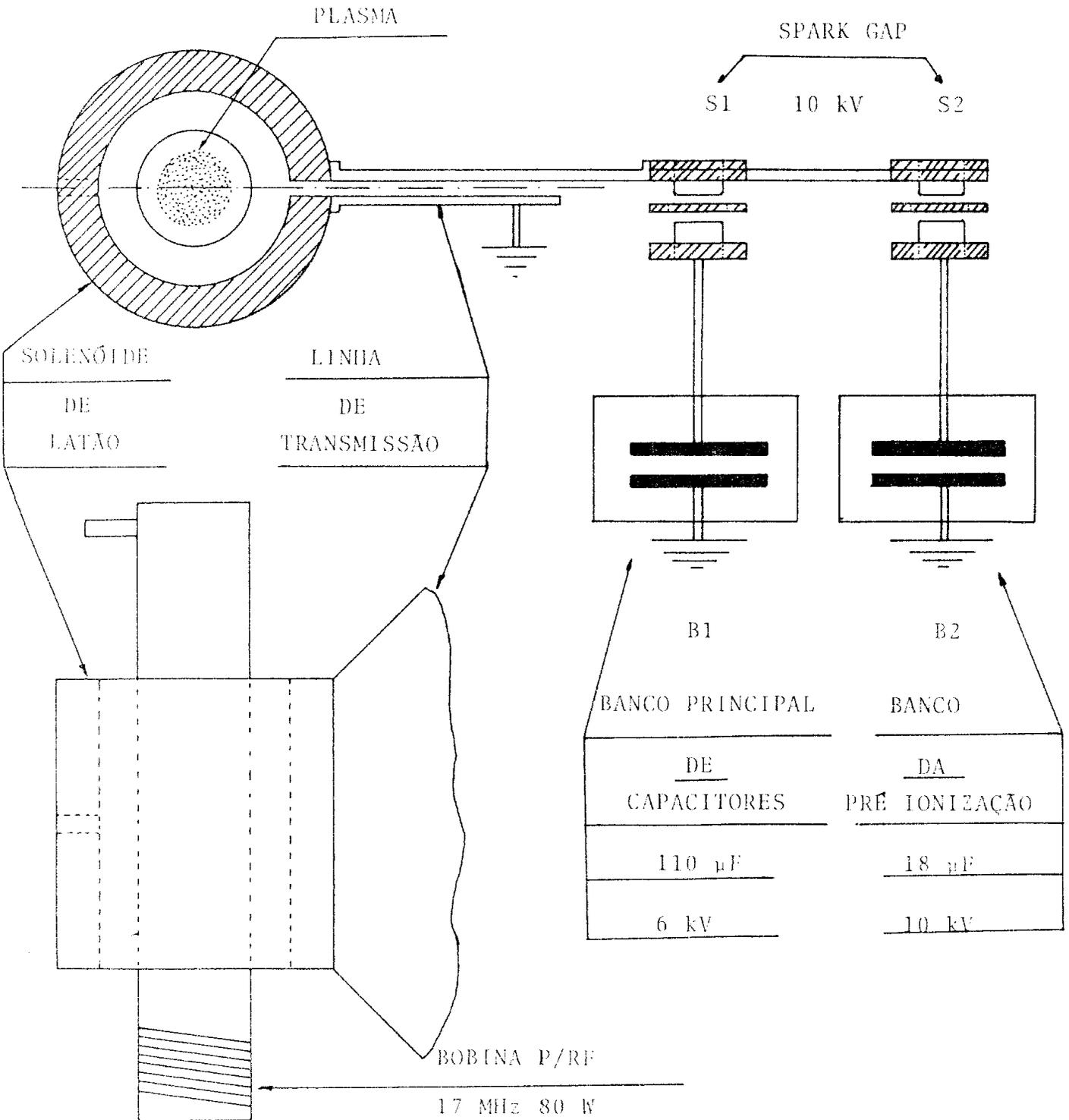


fig. (11.1)

Podemos analisar separadamente os sistemas de pr e-ioniza o e principal pois ambos constituem circuitos análogos ao da figura (II-2).

Uma vez carregado o banco de capacitores B(figura (II-2))   uma tensão V_0 , fecha-se a chave S.

  partir deste momento passará a fluir no circuito uma corrente I que será descrita pela equa o:

$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{1}{C} \int I dt = V_0 \quad (\text{II-1})$$

Onde L   a indutância total, R a resistência total e C a capacitância total do circuito.

Sem o plasma, supondo uma distribui o uniforme de corrente, podemos considerar a indutância L independente do tempo (ou seja o sistema tem uma geometria rígida), assim como a resistência e a capacitância, e teremos então:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = 0 \quad (\text{II-2})$$

A soluço da equa o (II-2) com a condi o de contorno $I = 0$ e C carregado   uma tensão V_0 , no instante inicial $t = 0$ será:

$$I = \frac{V_0}{L\omega} \cdot e^{-\frac{R}{2L}t} \text{sen}(\omega t) \quad (\text{II-3})$$

$$\text{onde } \omega = \left| \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \right|^{1/2} \quad (\text{II-4})$$

Podemos escrever a equa o (II-4) na forma:

$$\omega = (LC)^{-1/2} (1 - d)^{1/2} \quad |1| \quad \text{e} \quad |2| \quad (\text{II-5})$$

Onde $d = \frac{R^2 C}{4L}$ é denominado constante de amortecimento.

Em termos desta constante d podemos classificar o evento em três casos distintos:

a) Quando $d < 1$

Neste caso, de (II-5) vemos que ω será real e portanto de (II-3) vê-se que a corrente I irá oscilar em função do tempo sofrendo um amortecimento. Fig.(II-3).

$$I = \frac{V_0}{L} e^{-\frac{R}{2L} t} \frac{\text{sen} \omega t}{\omega} \quad (\text{II-3})$$

Dizemos que o sistema é simplesmente amortecido ou subamortecido.

b) Se $d = 1$

Neste caso, de (II-5) vemos que $\omega = 0$, não haverá oscilação.

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{2L} t} \quad (\text{II-6})$$

Dizemos que o sistema está criticamente amortecido.

c) Se $d > 1$

Da eq(II-5) vê-se que ω será imaginário e consequentemente a corrente atingirá um máximo e decrescerá a zero novamente sem se tornar negativo.

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{2L} t} e^{\pm i \omega t} \quad (\text{II-7})$$

Se $\omega = ik$ (imaginário)

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{2L}t} e^{\pm kt} = I_0 e^{-\frac{R}{2L}t} (A \sinh(kt) + B \cosh(kt))$$

mas como $t = 0 \rightarrow I = 0$

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \frac{\sinh(kt)}{k} \quad (\text{II-8})$$

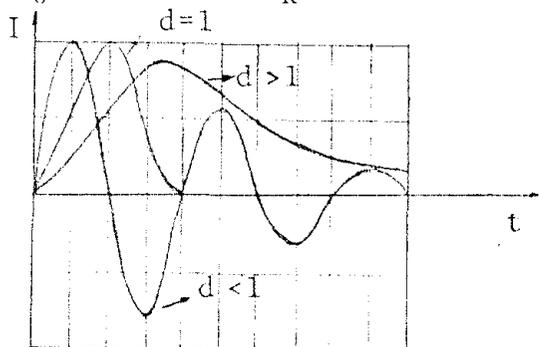


fig.(II-3)

No nosso sistema θ -pinch encontramos sempre o caso (a) ou seja $d < 1$.

Neste caso a corrente atinge o seu 1º valor máximo no instante t_m que é obtido da seguinte maneira: $|1|$ e $|2|$

$$I = \frac{V_0}{L\omega} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \omega t \quad (\text{II-3})$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{V_0}{L\omega} \left| e^{-\frac{R}{2L}t} \left(-\frac{R}{2L}t \right) \sin \omega t + \omega e^{-\frac{R}{2L}t} \cos \omega t \right| = 0 \quad (\text{II-9})$$

Portanto temos:

$$\omega t_m = \arctg\left(\frac{2\omega L}{R}\right)$$

finalmente:

$$t_m = \frac{1}{\omega} \arctg \frac{2\omega L}{R} \quad (\text{II-10})$$

Mas lembremos que $\omega = \frac{1}{(LC)^{1/2}} (1 - d)^{1/2}$ onde $d = \frac{R^2 C}{4L}$

então a corrente máxima I_m será:

$$I_m = \frac{V_0}{L\omega} e^{-\frac{R}{2L}t_m} \operatorname{sen}\omega t_m \quad (\text{II-11})$$

$$I_m = \frac{V_0}{L} \frac{\operatorname{sen}(\omega t_m)}{\omega} e^{-\left(\frac{d}{1-d}\right)^{1/2} \operatorname{arc} \operatorname{tg}\left(\frac{1-d}{d}\right)^{1/2}} \quad (\text{II-12})$$

Podemos escrever a equação (II-12) como:

$$I_m = \frac{V_0}{L} D(d) \frac{\operatorname{sen}(\omega t_m)}{\omega} \quad (\text{II-13})$$

$$\text{onde } D(d) = e^{-\left(\frac{d}{1-d}\right)^{1/2} \operatorname{arc} \operatorname{tg}\left(\frac{1-d}{d}\right)^{1/2}} \quad (\text{II-14})$$

mas

$$\operatorname{tg}(\omega t_m) = \operatorname{tg} \left| \operatorname{arc} \operatorname{tg}\left(\frac{1-d}{d}\right)^{1/2} \right| = \left(\frac{1-d}{d}\right)^{1/2}$$

portanto

$$\operatorname{sen}(\omega t_m) = (1-d)^{1/2} \quad (\text{II-15})$$

Substituindo (II-15) em (II-13) obtemos:

$$I_m = \frac{V_0}{L} D(d) \frac{(1-d)^{1/2}}{\omega} .$$

Usando (II-5) obtemos:

$$I_m = \frac{V_0}{(L)^{1/2}} D(d) (C)^{1/2}$$

$$\text{Portanto } (L)^{1/2} I_m = V_0 (C)^{1/2} D(d) \quad (\text{II-16})$$

De (II-16) obtemos diretamente:

$$\frac{L}{2} I_m^2 = \frac{C}{2} V_0^2 |D(d)|^2 \quad (\text{II-17})$$

Mas sabemos *à priori* que $W = \frac{C}{2} V_0^2$ é a energia

inicialmente armazenada no banco de capacitores.

Podemos então a partir de (II-17) obter uma definição para a "eficiência" $|2|$ da conversão de energia para este processo.

$$\frac{\frac{1}{2} LI_m^2}{\frac{1}{2} CV_0^2} = |D(d)|^2 = \eta \quad (\text{II-18})$$

Da definição (II-14) para $D(d)$ vemos que quanto menor o fator de amortecimento, maior será a "eficiência" nesta conversão de energia (capacitiva-indutiva).

Como mencionamos atrás, o sistema θ -pinch apresenta uma corrente $I(t)$ (e o campo $B(t)$) cuja função temporal é uma senóide amortecida ($d < 1$).

Tal perfil pode ser registrado num osciloscópio, provido de câmara fotográfica por intermédio de uma sonda magnética e um integrador. Fig. (II-4) |3|, |4|

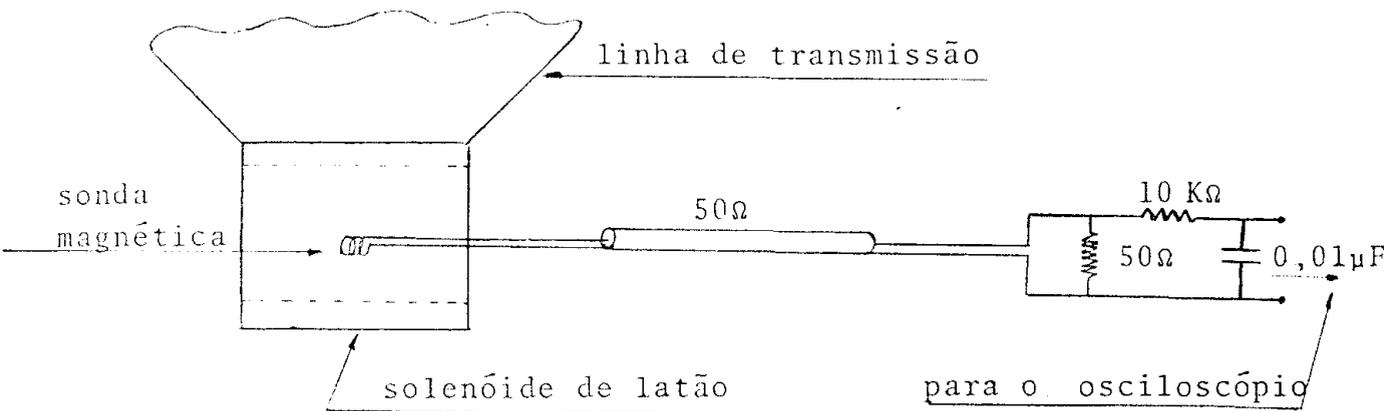
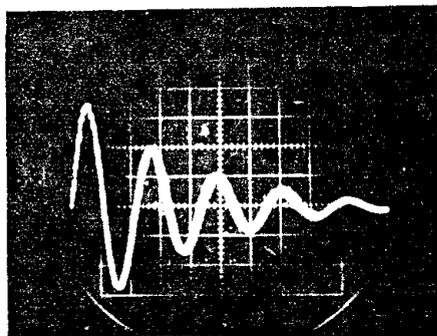


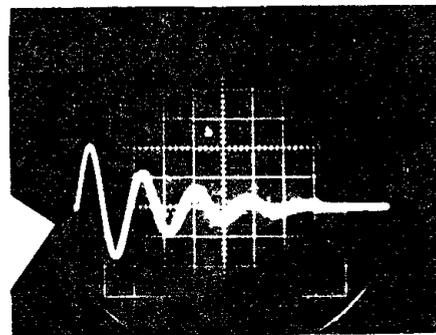
fig.(II-4)

DADOS DA Sonda MAGNÉTICA



VERTICAL: 0,05 V/div.
HORIZONTAL: 5 μ s/div.
SISTEMA DE PRÉ-IONIZAÇÃO

foto (11-5)



VERTICAL: 0,2 V/div.
HORIZONTAL: 10 μ s/div.
SISTEMA PRINCIPAL

foto (11-6)

Estes dados foram obtidos com o arranjo da fig. (11-4)

Cálculo da Constante de Amortecimento:

Os dados experimentais apresentam uma corrente cujo perfil temporal segue a equação:

$$f(t) = k e^{-\gamma t} \frac{\text{sen} \omega t}{\omega} \quad \text{Fig. (II-7)}$$

Então para obtermos a constante de amortecimento (γ) basta fazermos, por exemplo:

$$\frac{f_1(t_1)}{f_2(t_2)} = \frac{k \text{ sen}(\omega t_1)}{k \text{ sen}(\omega t_2)} e^{-\gamma(t_1 - t_2)}$$

Se $t_1 - t_2 = nT$ onde T é o período da senóide e n é um número racional ficamos com:

$$\frac{f_1}{f_2} = e^{-\gamma n T} \quad \text{e portanto} \quad \gamma = \frac{1}{nT} \ln \frac{f_1}{f_2} \quad \text{(II-19)}$$

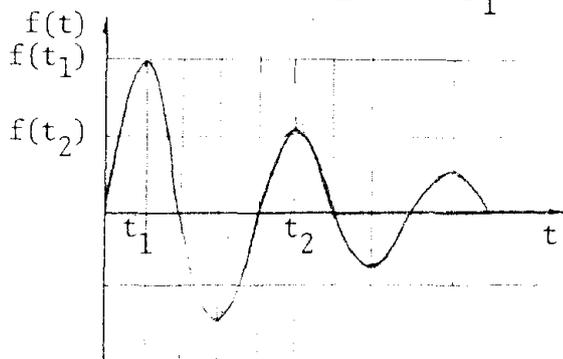


fig. (II-7)

Dos oscilogramas (II-5) e (II-6) obtemos que o período do sistema de pré-ionização é $T_{\text{pré}} = 11,0 \mu\text{seg}$ e que o período do sistema principal é $T_M = 18,0 \mu\text{seg}$.

Utilizando a equação (II-19) obtemos:

$$\gamma_{\text{pré}} = 0,0542 \times 10^6 \text{ (MKS)}$$

$$\gamma_M = 0,0385 \times 10^6 \text{ (MKS)}$$

Da equação (II-3) temos $\gamma = \frac{R}{2L}$.

Lembremos ainda que:

$$\omega = \left(\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \right)^{1/2}$$

temos então:

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} - \gamma^2$$

Portanto a indutância total L será:

$$L_{\text{total}} = \frac{1}{(\omega^2 + \gamma^2)C} \quad (\text{II-20})$$

Dos dados (II-5) e (II-6) obtemos:

$$T_{\text{pré}} = 11,0 \mu\text{s} \quad \omega_{\text{pré}} = \frac{2\pi}{T_{\text{pré}}} = 0,571 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

$$T_M = 18,0 \mu\text{s} \quad \omega_M = \frac{2}{T_M} = 0,349 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} .$$

Conhecendo-se as capacitâncias dos bancos dos sistemas de pré-ionização e principal, desprezando-se as capacitâncias das linhas de transmissões, podemos calcular as indutâncias totais destes dois sistemas:

$$C_{\text{pré}} = 18 \mu\text{F}$$

$$C_M = 110 \mu\text{F}$$

$$L_{\text{p total}} = 167 \text{ nH}$$

$$L_{\text{M total}} = 74 \text{ nH}$$

Já que $\gamma = \frac{R}{2L}$ podemos determinar as resistências totais dos sistemas de pré-ionização e principal.

$$R = 2L\gamma$$

$$R_{\text{pré}} = 2L_{\text{pré}}\gamma_{\text{pré}} = 18 \text{ m}\Omega$$

$$R_M = 2L_M\gamma_M = 6 \text{ m}\Omega$$

Podemos finalmente calcular a constante de amortecimento d para os dois sistemas:

$$d = \frac{R^2 C}{4L}$$

$$1) d_{\text{pré}} = 8,8 \cdot 10^{-3} \text{ (MKS)}$$

$$2) d_M = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ (MKS)}$$

As eficiências na conversão da energia capacitiva para indutiva serão:

$$|D_{\text{pré}}|^2 = 0,76$$

$$|D_M|^2 = 0,72$$

Podemos agora determinar a corrente máxima $I_{\text{máx}}$ dos dois sistemas a partir da equação (II-13)

$$I_{\text{pm}} = 90 \text{ kA}$$

$$I_{\text{Mm}} = 197 \text{ kA}$$

Sabendo-se a corrente máxima I_M podemos determinar o campo $B_{\text{máx}}$ pela lei de Ampère:

$$\int \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I$$

$$B_{\text{máx}} = \frac{\mu_0 I_{\text{máx}}}{\ell} \quad (\text{II-21})$$

onde $\ell = 13,2 \cdot 10^{-2}$ m (comprimento do solenóide do θ -pinch).

Portanto

$$B_{\text{pré m}} = 0,86 \text{ Wb/m}^2 \quad B_{\text{pré m}} = 8,6 \text{ k Gauss}$$

$$B_{\text{M m}} = 1,88 \text{ Wb/m}^2 \quad B_{\text{M m}} = 18,8 \text{ k Gauss}$$

Calculemos o campo elétrico induzido no interior do solenóide.

Da equação (II-3) obtemos:

$$\frac{dI}{dt} = \left(-\frac{R}{2L} \text{sen}\omega t + \omega \text{cos}\omega t \right) \frac{V_0}{L} e^{-\frac{R}{2L} t} \quad (\text{II-22})$$

Da Lei de Faraday temos:

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{d}{dt} \vec{B} \quad (\text{MKS})$$

$$\int \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = + \frac{d}{dt} \int \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

$$\therefore E = + \frac{a_1 \mu_0}{2\ell} \frac{dI}{dt} \quad (\text{II-23})$$

Portanto

$$E = \frac{a_1 \mu_0}{2\ell} \frac{V_0}{L\omega} \left(-\frac{R}{2} \text{sen}\omega t + \omega \text{cos}\omega t \right) e^{-\frac{R}{2L} t} \quad (\text{II-24})$$

para $t = 0$

$$E = \frac{a_1 \mu_0}{2\ell} \frac{V_0}{L} \quad (\text{MKS})$$

onde: $a_1 =$ raio do solenóide $= 4 \cdot 10^{-2}$ m.

$l =$ comprimento do solenóide $= 13,2 \times 10^{-2}$ m

Então:

$$E_{\text{pré}} = 11,4 \text{ . kV/m.}$$

$$E_M = 15,5 \text{ kV/m .}$$

CAPÍTULO III

Um Modelo Simples da Dinâmica do θ -Pinch

A maneira mais simples de se visualizar o movimento das partículas (íons e elétrons) constituintes do plasma formado no sistema θ -pinch é considerar-se o movimento dos centros guias de tais partículas, ou seja, estudar-se o movimento de deriva "drift" destas. [5]

Como foi visto no capítulo anterior, no interior do solenóide é induzido um campo elétrico $\vec{E} = E_{\theta} \hat{e}_{\theta}$, pois o vetor indução magnética $\vec{B} = B_z \hat{e}_z$ na direção axial do solenóide é variável com o tempo ou seja, o fluxo de \vec{B} varia com o tempo e conseqüentemente é induzido um campo elétrico $\vec{E} = E_{\theta} \hat{e}_{\theta}$ no interior do solenóide.

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

Supondo que o campo \vec{B} tenha só a componente z (B_z)

obtemos:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_{\theta}) - \frac{\partial}{\partial \theta} E_{\rho} \right) \hat{e}_z \quad (\text{III-2})$$

Supondo uma simetria azimutal para \vec{E} . ou seja

$\frac{\partial}{\partial \theta} E_{\rho} = 0$, ficamos com:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \left| \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_{\theta}) \right| \hat{e}_z = - \frac{\partial}{\partial t} B_z \hat{e}_z \quad (\text{III-3})$$

Vemos então que o campo elétrico induzido só tem a componente E_{θ}

$$\vec{\nabla} \times E_{\theta} \hat{e}_{\theta} = - \frac{\partial}{\partial t} B_z \hat{e}_z \quad (\text{III-4})$$

$$\oint E_{\theta} \hat{e}_{\theta} \cdot d\vec{\ell} = - \frac{\partial}{\partial t} \oint B_z \hat{e}_z \cdot d\vec{s}$$

$$\text{mas } d\vec{\ell} = + \rho d\theta \hat{e}_{\theta} \quad \text{e} \quad d\vec{s} = 2\pi\rho d\theta \hat{e}_z$$

$$\text{Portanto } E_{\theta} = \frac{\rho}{2} \frac{\partial}{\partial t} B_z \quad \text{e} \quad \vec{E} = - E_{\theta} \hat{e}_{\theta} \quad (\text{III-5})$$

Este campo elétrico é responsável pelo surgimento de uma corrente no plasma de direção $(-\hat{e}_{\theta})$.

Como é óbvio, da geometria do sistema, fig.(III-1), os campos \vec{E} e \vec{B} são perpendiculares entre si e surge então uma velocidade de deriva (drift) das partículas carregadas para o centro do tubo.

$$\vec{V}_d = - \frac{E_{\theta} \hat{e}_{\theta} \times B_z \hat{e}_z}{B_z^2} = \frac{E_{\theta}}{B_z} \cdot (-\hat{e}_{\rho}) \quad (\text{III-6})$$

$$\vec{V}_d = V_{\rho} \hat{e}_{\rho} \quad (\text{III-7})$$

Da equação acima para \vec{V}_d vê-se que a direção da deriva não depende do sinal da carga.

O tempo característico de resposta das partículas (elétrons e íons) é da ordem de $\frac{1}{\omega_{C\alpha}}$ onde $\omega_{C\alpha}$ é a frequência ciclotrônica $\omega_{C\alpha} = \frac{eB}{m_{\alpha}}$ onde α representa os elétrons ou íons e vemos que $\frac{\omega_{Ce}}{\omega_{Ci}} = \frac{m_i}{m_e}$ ou seja $\omega_{Ce} \gg \omega_{Ci}$ e por **tanto** $\frac{1}{\omega_{Ce}} \ll \frac{1}{\omega_{Ci}}$.

Isto significa que os elétrons respondem muito mais rapidamente que íons, ou seja, os elétrons são mais sen-

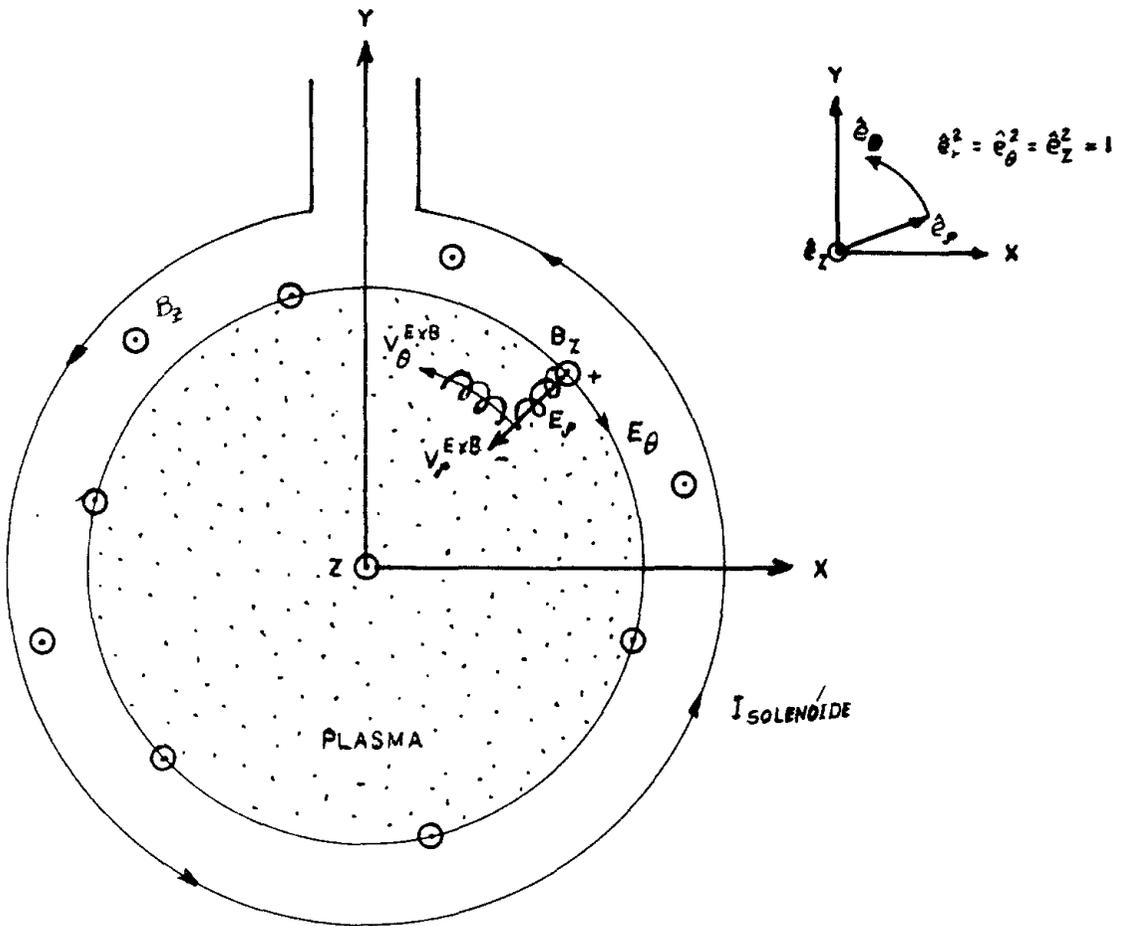


fig. (III.1)

Trajatória dos elétrons num sistema Theta-Pinch.

síveis à deriva radial.

Conseqüentemente, haverá uma separação de cargas com o surgimento de um campo elétrico radial $\vec{E} = E_\rho \hat{e}_\rho$.

Vemos aqui que o movimento dos íons é fortemente influenciado pelo dos elétrons.

Com o surgimento deste campo elétrico radial E_ρ , haverá uma nova deriva.

$$\frac{E_\rho \hat{e}_\rho \times B_z \hat{e}_z}{B_z^2} = V_{d\theta} \hat{e}_\theta \quad \text{(III-9)}$$

fig. (III-1)

Observamos então que mesmo sem considerarmos outros efeitos que dão origem à derivas, como o gradiente de pressão $\vec{\nabla}p$, gradiente de B ($\vec{\nabla}B$) etc, o movimento das partículas já é algo complicado.

Uma compreensão melhor da dinâmica do θ -pinch é obtida à partir de um modelo de fluido.

O modelo mais simples desta natureza é o modelo "Snow-Plow" [6] [7] [8].

Neste modelo estudamos o movimento de uma camada cilíndrica de plasma à partir da parede em direção ao centro do tubo (recipiente que contém o plasma formado). Fig. (III-3).

Tal camada de plasma se forma devido ao fato do mesmo ser um excelente condutor e portanto, na presença de um fluxo variável de campo magnético, surgirão correntes diamagnéticas que não permitirão que o campo magnético venha a penetrar o plasma e também devido à característica do sistema θ -pinch que opera com um banco de capacitores de alta voltagem e baixíssima indutância, uma variação muito rápida do

campo magnético será permitida.

Este último fato possibilita a formação de um choque magnético logo atrás da "camada de corrente", formando em torno desta última um perfil de densidade de plasma e de campo magnético que se propagam (se colapsam) em direção ao centro do tubo, funcionando como um verdadeiro pistão comprimindo as partículas interiores à camada, gerando no final um plasma de altíssimas temperatura e densidade.

A espessura desta camada é determinada aproximadamente pelo "Skin depth" da difusão do campo magnético no plasma que no caso extremo onde a condutividade é infinita é dada por $\Delta R = \frac{c}{\omega_p}$ onde c é a velocidade da luz no vácuo e ω_p é a frequência de plasma.

Como mencionamos atrás, o plasma tem que ser um bom condutor para que o campo magnético não se difunda através do mesmo, com a conseqüente não formação do choque magnético.

Para que o plasma seja bom condutor, o mesmo deve ser altamente ionizado.

Para obtermos um alto grau de ionização, adaptamos ao nosso sistema θ -pinch, um sistema de pré-pré-ionização e um outro de pré-ionização

Sistema de Pré-Pré-Ionização

O sistema de pré-pré-ionização se constitui simplesmente num gerador de rádio frequência acoplado ao tubo do sistema θ -pinch através de uma bobina enrolada neste último. Fig. (II-1).

O princípio de funcionamento da pré-pré-ionização pode ser descrito como segue:

Através da bobina, incidimos ondas de rádio frequência no interior do tubo que contém o gás em estudo (neutro).

Embora a maioria dos átomos do gás estejam neutros, sempre estarão presentes no sistema alguns elétrons livres, devido a processos como por exemplo a presença de raios cósmicos.

Estes elétrons livres são acelerados pelo campo elétrico da onda de rádio frequência e, se entre colisões sucessivas a energia adquirida por estes elétrons for maior que o potencial de ionização dos átomos, ocorrerá então a ionização destes últimos após a colisão.

O gerador de rádio frequência utilizado operou a 17 MHz e 100 W de potência (C.W).

O Sistema de Pré-Ionização

Este sistema é constituído de um banco de capacitores de 900 J de energia conectado ao solenóide do θ -pinch através de uma chave elétrica (Spark gap) e uma linha de transmissão de placas paralelas de alumínio. Fig. (II-1).

As características deste sistema podem ser encontradas no capítulo II.

Durante a operação com o sistema θ -pinch, primeiro ligamos o gerador de rádio frequência do sistema de pré-pré-ionização.

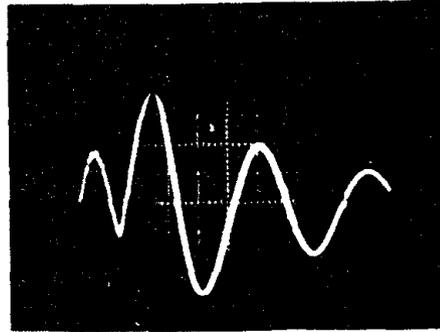
Feito isto, disparamos o sistema de pré-ionização e, após um tempo pré estabelecido (alguns micro-segundos) disparamos o sistema principal de capacitores (1,98 kJ).

Tal controle de tempo é feito eletronicamente através de geradores de atraso de tempo (time delay) que atuam sobre os pulsos de altas voltagens que disparam as chaves elétricas (Spark gaps).

Na nossa experiência aproveitamos este sistema de pré-ionização para a obtenção de um campo magnético de polarização inicial, bastando para isto atuar no gerador de atraso de tempo que comanda o disparo do sistema principal de capacitores. (foto III-1)

A pré-ionização é facilmente interpretada levando-se em consideração o movimento de deriva (drift) das partículas carregadas, para o centro do tubo, como mencionamos no capítulo atrás.

DADO DA Sonda MAGNÉTICA



VERTICAL: 0,1 V/div.
HORIZONTAL: 5 μ s/div.

foto (III-1) - Sinal da sonda magnética externa com o Theta pinch operando na configuração reversa entre os campos magnéticos interno e externo.

Observe-se que o banco principal de capacitores é disparado no instante em que a corrente do sistema da preionização é mínima

Como foi visto, os elétrons liberados na pré-pré-ionização e os íons sofrerão uma deriva para o centro do tubo e, se a energia cinética consequente deste movimento, adquirido pelos elétrons e íons for maior que o potencial de ionização, após colisões com átomos neutros durante o percurso em direção ao centro (do tubo), estes últimos serão ionizados.

$$\vec{V}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad . \quad |V_d| = \frac{E}{B} \quad \text{(III-10)}$$

$$\frac{1}{2} m V_d^2 \geq W_i \quad , \quad \text{(III-11)}$$

onde W_i é o 1º potencial de ionização do átomo.

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{E}{B}\right)^2 > W_i \quad \text{(III-12)}$$

Podemos determinar a condição mínima para que haja ionização como segue:

Primeiro lembramos que $E_{\theta} = -\frac{\rho}{2} \frac{\partial}{\partial t} B_z$, portanto:

$$\frac{m\rho^2}{4} \left(\frac{\dot{B}_z}{B_z}\right)^2 > W_i \quad (\text{III-13})$$

onde

$$\dot{B}_z = \frac{dB_z}{dt}$$

mas $B_z = \frac{\mu_0 I}{\ell}$ onde ℓ é o comprimento do solenóide e I é a corrente total.

Temos então:

$$\frac{m\rho^2}{4} \frac{\dot{I}}{I} \geq W_i \quad \text{e} \quad \frac{\dot{I}}{I} \geq \frac{W_i}{m} \frac{4}{\rho^2}$$

onde

$$I = \frac{V_0}{L\omega} e^{-\frac{Rt}{2L}} \text{sen}\omega t, \quad \text{e} \quad (\text{III-14})$$

$$\dot{I} = \left(-\frac{R}{2L} \text{sen}\omega t - \omega \text{cos}\omega t\right) \frac{V_0}{L} e^{-\frac{R}{2L} t}$$

portanto

$$\frac{\dot{I}}{I} = -\frac{R}{2L} + \omega \cotg \omega t \geq W_i \frac{4}{m\rho^2} = \underline{\text{cte.}} \quad (\text{III-14})$$

$$\cotg \omega t \geq \left(\frac{W_i}{m\rho^2} + \frac{R}{2L}\right) \frac{1}{\omega}$$

finalmente

$$\omega t + n\pi \leq \left(\frac{4W_i}{m\rho^2} + \frac{R}{2L}\right) \frac{1}{\omega} \quad n = \text{inteiro} \quad (\text{III-15})$$

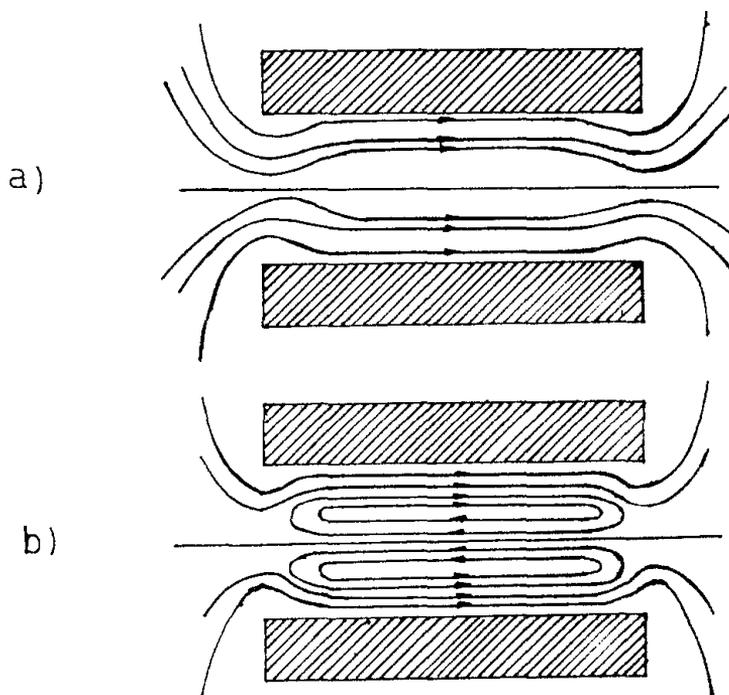
Como foi mencionado atrás, utilizamos o próprio campo magnético do sistema de pré-ionização para obtermos um

campo magnético de polarização inicial.

Nestas condições podemos usar o mesmo modelo de fluido porém acrescentando-se termos de pressão na equação de movimento onde na pressão incluímos além da pressão cinética, a pressão magnética deste campo de polarização que ficará aprisionado no interior da casca cilíndrica do plasma.

Este campo aprisionado desempenhará um papel importante na fase de compressão ou seja após o colapso da camada cilíndrica (fase de implosão).

A polarização deste campo interno ou seja o sentido do deste último em relação ao campo externo é importante pois possibilita a existência de duas configurações finais de campo.



- a) polarização paralela entre os campos magnéticos interno e externo.
- b) polarização anti paralela entre os campos magnéticos interno e externo

fig. (III.2)

Na configuração do campo interno antiparalela ou seja, campos interno e externo com sentidos contrários entre si, há a reconexão de campos, com a consequente formação de linhas de campo fechadas.

Esta configuração final possibilita teoricamente um aumento no tempo de confinamento do plasma e provavelmente a energia liberada durante o aniquilamento do campo magnético será transferida para o plasma por algum processo.

O fato mais importante neste caso é a relevância do aquecimento ôhmico nesta configuração pois o termo $\nabla \times \vec{B}$ se torna muito grande com o consequente aumento da corrente de plasma.

Este fato é verificado experimentalmente com a detecção de altas temperaturas na nossa experiência.

Dinâmica do Sistema θ -Pinch |9|*

Consideremos neste modelo o movimento de uma camada cilíndrica de plasma, empurrada por um pistão magnético para o centro, contra um plasma distribuído no interior do "tubo" formado pela camada cilíndrica que contém difuso dentro de si um campo magnético interno .Fig. (III-3).

A camada cilíndrica implodirá em direção ao centro do tubo de pìrex à partir do momento em que for atingida a condição:

$$\frac{B_z^2}{2\mu_0} = p + \frac{B_i^2}{2\mu_0} \quad (\text{III-16})$$

ou seja quando a pressão magnética exercida pelo pistão for igual à pressão cinética do plasma no interior do "tubo" formado pela camada de plasma mais a pressão magnética do campo interno difuso (B_i).

Supondo-se que a pré-ionização seja altamente eficiente, inicialmente teremos uma densidade de corrente diamagnética (\dot{J}_θ) superficial, devida à variação do fluxo de $\vec{B} = B_z \hat{e}_z$.

O campo B_z constituirá o pistão magnético que constringirá o plasma em direção ao centro do tubo com a força:

$$\vec{F} = \int \dot{J} \times \vec{B}_z d^3x .$$

(*) Todo o suporte teórico da dinâmica do sistema θ -pinch foi baseado na tese de mestrado do Sr. Yoshiyuki Shigueoka referência 9 em cujo trabalho é feito o estudo teórico de um sistema θ -pinch análogo ao deste.

Como o crescimento de B_z é muito rápido, podemos considerar que todo o plasma varrido pelo pistão se acumule numa casca cilíndrica de espessura δ na frente do pistão sem afetar as partes do plasma mais interiores.

Esta fase de constrição rápida é denominada fase de implosão e cessa no momento que a camada atinge o centro $R_i = 0$ figura (III-3), neste instante, a pressão interna sofre um aumento brusco devido ao aumento da pressão magnética interna, pois o campo interno está comprimido pela casca cilíndrica e devido à energia interna acumulada na casca durante a implosão.

Conseqüentemente o pistão sofre uma frenagem violenta e podemos supor que neste instante haja uma rápida termalização, ou seja, toda a energia cinética do movimento ordenado em direção ao centro seja convertida em energia térmica e que a pressão seja isotrópica e uniforme num plano perpendicular ao eixo do tubo mas podendo variar ao longo do mesmo (eixo z).

Haverá aqui um equilíbrio de forças externa e interna e ocorrerão oscilações radiais na coluna de plasma.

Como o plasma tem uma condutividade finita, haverá uma dissipação por efeito Joule de energia e os campos magnéticos, tanto externo como o interno difundir-se-ão através do plasma.

A dinâmica do sistema θ -pinch nestas condições é regida pelas equações:

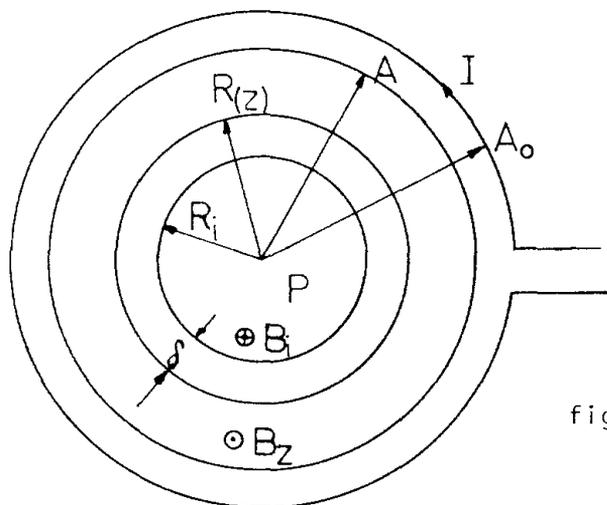


fig. (III.3)

- $R(Z)$ - raio do plasma (superfície externa da camada de plasma)
 R_i - raio do plasma não perturbado (superfície interna da camada de plasma)
 $\delta = R(Z) - R_i$ - espessura da camada de plasma móvel
 B_i - campo magnético interno
 B_z - campo magnético externo (pistão magnético)
 P - pressão do plasma
 A - raio do tubo de pìrex
 A_0 - raio interno do solenóide

1) Equação de Movimento:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (\text{III-17})$$

Onde \vec{p} é o momentum da camada de plasma e \vec{F} é a força total que atua sobre a camada ou seja, a resultante entre a força do pistão e a força devida a pressão interna total (cinética mais magnética).

2) Equação de Pressão (energia interna)

$$\frac{dP}{dt} = P_n + p_W \quad (\text{III-18})$$

Onde P é a pressão do plasma, p_W o trabalho da força \vec{F} por unidade de tempo e por unidade de volume e P_n é o aquecimento ôhmico.

3) Equação do Circuito

$$\frac{d\phi}{dt} = - R_c I - \frac{1}{C} \int^t I dt \quad (\text{III-19})$$

Onde ϕ é o fluxo total (campos interno, externo e o fluxo nas indutâncias parasitas (linha de transmissão, banco de capacitores, chaves; etc.).

4) Equação de Difusão do Campo Magnético

$$\frac{d\phi_i}{dt} = D \quad (\text{III-20})$$

Onde ϕ_i é o fluxo de B_i e D é a difusão do fluxo de B_z através da superfície do plasma.

5) Equações de Maxwell

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{d\vec{B}}{dt}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad \left| \quad \text{MKS} \quad \right. \quad (\text{III-21})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = e(n_i - n_e)$$

-§ § -

Para obtermos estas equações supomos um plasma com simetria cilíndrica, com uma dependência na direção z .

Dividimos a coluna de plasma em fatias de espessura dz e estudamos o movimento de cada uma delas.

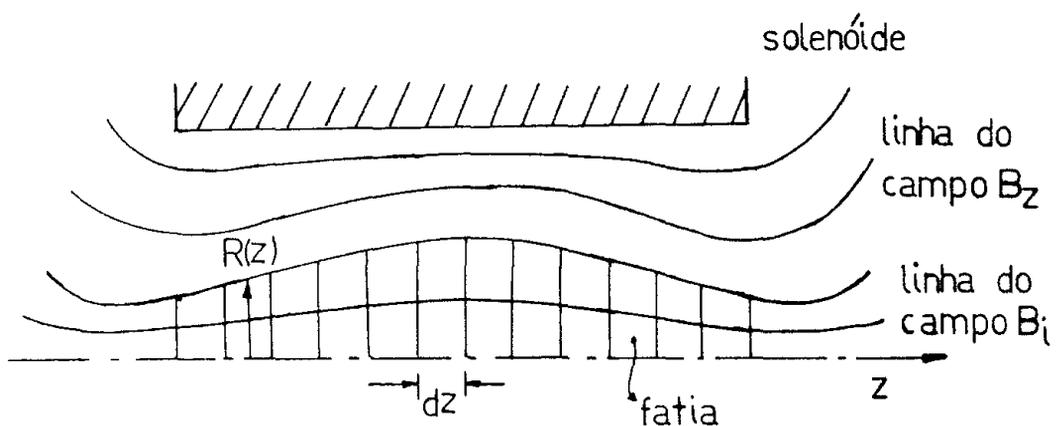


fig. (III.4)

Analisemos primeiramente a fase de implosão:

A equação de movimento será:

$$\frac{d}{dt} (\Delta M \frac{d}{dt} R(z)) = \Delta F \quad (\text{III-22})$$

onde $\Delta M = \pi \rho_m (A^2 - R^2) dz$ é a massa do plasma constituinte da fatia da camada cilíndrica.

ρ_m é a densidade de massa do plasma e A e R(z) são respectivamente o raio inicial e o raio num instante t numa posição z da fatia da camada . Fig.(III-4).

$$\Delta F = \int_{\text{camada}} (\vec{J} \times \vec{B}) d^3x \quad (\text{III-23})$$

é a força resultante.

Em coordenadas cilíndricas temos:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = (0, \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r}, 0) = (0, \mu_0 J_\theta, 0) \quad (\text{III-24})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_r + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{III-25})$$

onde $\vec{B} = (B_r(r, z), 0, B_z(r, z))$

$$\vec{J} = (0, J_\theta, 0) \quad \text{e} \quad J_\theta = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right)$$

Então a densidade de força fica:

$$\vec{f} = \vec{J} \times \vec{B} = (J_\theta B_z, 0, -J_\theta B_r) \quad (\text{III-26})$$

Como B_r é pequeno podemos desprezar a componente na direção z de \vec{f} .

A componente radial de \vec{f} será:

$$f_r = J_\theta B_z = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) B_z$$

$$f_r = \frac{1}{\mu_0} \left(B_z \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial r} \frac{B_z^2}{2} \right) \quad (\text{III-27})$$

onde $\frac{\partial B_z^2}{\partial r}$ é a força devida à pressão magnética e $B_z \frac{\partial B_r}{\partial z}$ é o termo devido à curvatura na linha de campo.

Se B_r é pequeno:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{B_r}{r} + \frac{\partial B_r}{\partial r} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \cong \frac{\partial B_r}{\partial r} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{III-28})$$

portanto $\frac{\partial B_z}{\partial B_r} = - \frac{\partial z}{\partial r} \Big|_{\text{contorno plasma vácuo}}$

$$e \quad B_r = - \frac{\partial r}{\partial z} \Big|_{\text{contorno}} B_z \quad (\text{III-29})$$

$$B_r = B_z \operatorname{tg} \theta \quad (\text{III-30})$$

onde $\operatorname{tg} \theta = - \frac{\partial r}{\partial z}$ mede a curvatura da linha de campo em relação ao eixo z .

Obtemos então:

$$f_r = - \frac{\partial}{\partial r} |1 - \operatorname{tg}^2 \theta| \frac{B_z^2}{2\mu_0} \quad (\text{III-31})$$

Finalmente a força integrada no volume da casca ou seja dentro de $2\pi R \delta dz$ será:

$$F = - \pi dz \alpha R | (B_z^2 - B_i^2) (1 - \operatorname{tg}^2 \theta) - 2\mu_0 p | \quad (\text{III-32})$$

onde $\alpha = (n_0 m_i \mu_0)^{-1}$

Fase de Pólos Implosão

Equação de Movimento:

$$\frac{d}{dt} (\Delta M \frac{dR}{dt}) = \Delta F \quad (\text{III-33})$$

onde $\Delta M = \rho \pi R^2 dz$

Supondo que não haja movimento de massa na direção z axial, concluímos que:

$$\rho \pi R^2 dz = \rho_0 \pi R^2 dz = \text{cte.} \quad (\text{III-34})$$

$$\text{Então } \frac{dM}{dt} = \pi R^2 dz \frac{d\rho}{dt} + 2\pi R \rho dz \frac{dR}{dt} = 0 \quad (\text{III-35})$$

$$\text{Portanto } \frac{dR}{dt} = - \frac{R}{2\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{III-36})$$

Supondo a densidade do plasma uniforme na fatia a a té $r = R$, o raio r do elemento de fluido deve satisfazer:

$$\frac{d\rho}{dt} = - \frac{2\rho}{r} \frac{dr}{dt} = \text{cte.} \quad (\text{III-37})$$

para um dado r.

A quantidade de movimento será então dada por:

$$|\dot{P}| = \int dM \frac{dr}{dt} = \frac{2\pi}{3} dz \rho R^2 \frac{dR}{dt} \quad (\text{III-38})$$

$$\text{Então } \frac{d}{dt} |\dot{P}| = \frac{2}{3} \frac{d}{dt} |\rho \pi R^2 dz \frac{dR}{dt}| = \Delta F \quad (\text{III-39})$$

Portanto da equação (III-34) temos:

$$\frac{d}{dt} |\dot{P}| = \frac{2}{3} \frac{d}{dt} |\rho_0 \pi A^2 dz \frac{dR}{dt}| \quad (\text{III-40})$$

$$\frac{2}{3} A^2 \frac{d^2 R}{dt^2} = - \alpha R |(B_z^2 - B_i^2)(1 - tg^2 \theta) - 2\mu_0 P| \quad (\text{III-41})$$

Equação da Pressão

Considerando-se um plasma resistivo; da teoria MHD não ideal [10] temos para a energia interna do plasma:

$$\frac{dp}{dt} = (\gamma - 1)\eta J^2 - \gamma p \vec{v} \cdot \vec{v} \quad (\text{III-42})$$

onde p é a pressão do plasma, η a resistividade e \vec{v} a velocidade macroscópica do fluido.

Após a implosão, o plasma pode ser considerado unifome com uma interface plasma vácuo abrupta e com simetria azimutal.

Obtemos então:

$$\vec{v} \cdot \vec{v} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dr}{dt} \right) \quad (\text{III-43})$$

utilizando as equações (III-34) (III-36) (III-37)

$$\vec{v} \cdot \vec{v} = \frac{2}{R} \frac{dR}{dt} \quad (\text{III-44})$$

Finalmente:

$$\frac{dp}{dt} = (\gamma-1)\eta J^2 - 2\gamma \frac{p}{R} \frac{dR}{dt} \quad (\text{III-45})$$

-§-§-§-

Supondo o plasma e as paredes como sendo condutores ideais, haverá conservação do fluxo do campo magnético.

Suponhamos ainda que $B(z=0, r) = B(z=0, 0) = \frac{\mu_0 I}{\ell}$
e que $\left. \frac{\partial B}{\partial r} \right|_{z_{\text{fixo}}} = 0$.

Sabendo-se que $\nabla \cdot B = 0$ obtemos $\phi_{S_1} = \phi_{S_2}$

(fig.(III.5))

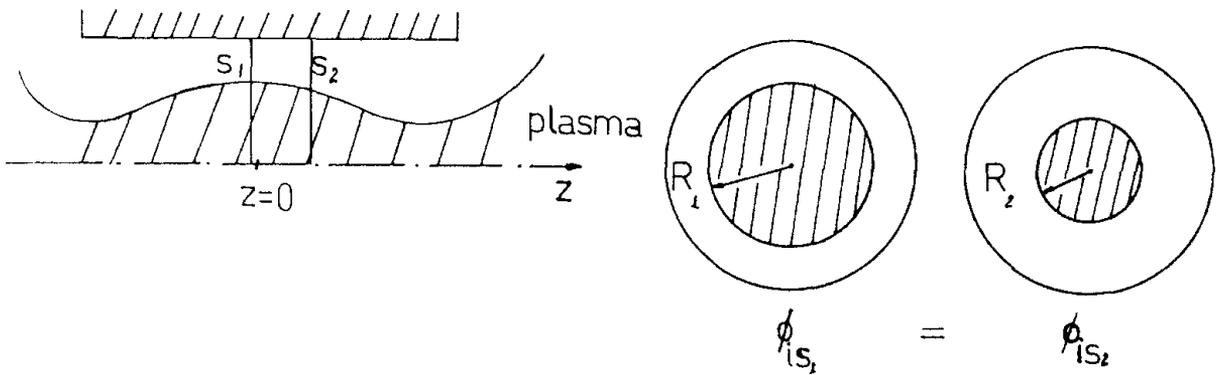


fig. (III.5)

$$B_z(z, r > R(z)) (A_0^2 - R^2(z)) = B_z(z=0, r > R(z=0)) (A_0^2 - R^2(0)) \quad (\text{III-46})$$

$$\therefore B_z(z, r > R(z)) = B_z(z=0, r > R(z=0)) \left(\frac{A_0^2 - R^2(0)}{A_0^2 - R^2(z)} \right) \quad (\text{III-47})$$

Analogamente para o campo interno teremos:

$$B_i(z, r < R(z)) = B_i(0, r < R(0)) \frac{R^2(0)}{R^2(z)} \quad (\text{III-48})$$

Equação de Difusão do Campo Magnético

Se o plasma tiver uma resistividade η , podemos estudar a difusão dos campos magnéticos a partir das equações:

$$\text{Lei de OHM} \quad \vec{E} = \eta \vec{J}$$

Equações de Maxwell

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad \nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Pela Lei de Faraday temos:

$$\frac{d}{dt}\phi = -\oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell}$$

$$\text{Portanto } \frac{d}{dt} \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = -\oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = -\oint \frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \vec{B} \cdot d\vec{\ell}$$

Em coordenadas cilíndricas a componente azimutal será:

$$(\vec{\nabla} \times \vec{B})_{\theta} = - \frac{dB_z}{dR} \quad (\text{III-49})$$

Supondo um plasma de espessura δ implodindo com um campo externo B_z e um campo interno B_i obtemos:

$$\frac{d}{dt} R^2 B_i = \frac{2\eta R}{\mu_0 \delta} (B_z - B_i) \quad (\text{III-50})$$

Podemos escrever na forma:

$$\frac{d}{dt} R^2 B_i = 2 R V_D (B_z - B_i) \quad (\text{III-51})$$

onde $V_D = \frac{\eta}{\mu_0 \delta}$ é a velocidade de difusão do campo magnético e δ a profundidade de penetração do campo magnético no plasma.

Podemos definir um tempo característico de difusão do campo como:

$$\tau = \frac{\delta^2 \mu_0}{\eta} \quad (\text{III-52})$$

V) Equação de Movimento na Direção Axial

Para tornar mais realístico, ao modelo apresentado acrescentou-se um movimento na direção axial.

Tal movimento foi assumido como o resultado de uma difusão térmica nesta direção:

$$V_{\text{Dif}} = V_{\text{ei}} \quad (\text{velocidade térmica dos íons})$$

$$p n^{-\gamma} = \text{cte.}$$

Condições Iniciais:

$$R(z,0) = A \quad \left. \frac{dR}{dt} \right|_0 = 0$$

$$n(z,0) = n_0 \exp(-\alpha z)$$

$$p(z,0) = n(z,0) T(z,0) \quad \text{onde}$$

$$T(z,0) = T_0$$

$$\Phi(0) = \langle \pi(A^2 - R(z,0)^2) B_z(z,0) \rangle \text{ média sobre } z, \quad B_z(z,0) = 0$$

$$I(0) = 0, \quad Q(0) = -V_0 C, \quad V_0 = \text{tensão de carga}$$

$$C = \text{capacitância total}$$

$$\Phi_i(0) = \langle \pi R(z,0)^2 B_i(z,0) \rangle \text{ média sobre } z, \quad B_i(z,0) = B_i$$

Definições:

A = raio interno do solenóide.

$R(z,t)$ = raio do plasma na coordenada axial z e tempo t .

$B_z(z,t)$ = campo magnético externo.

$B_i(z,t)$ = campo magnético interno.

$P(z, t)$ = pressão do plasma.

$$\alpha = \frac{1}{n_0 m_i \mu_0}$$

$$\text{tg} \theta = \frac{d}{dz} R(z, t)$$

$$\gamma = 5/3 \text{ (3 dimensões)}$$

$$\gamma_2 = 2 \text{ (2 dimensões)} \quad \gamma = \frac{f+2}{f} \text{ onde } f \text{ é o n}^\circ \text{ de graus de liberdade.}$$

$$\gamma_1 = 3 \text{ (1 dimensão)}$$

$$J = \frac{B_z - B_i}{\mu_0 \delta} = \text{densidade de corrente}$$

δ = comprimento de penetração do campo magnético

$$\phi(t) = \langle \pi(A^2 - R(z, t)^2) B_z(z, t) \rangle \text{ média sobre } z = \text{fluxo total do campo externo}$$

$$\phi_i(t) = \langle \pi R^2(z, t) B_i(z, t) \rangle \text{ média sobre } z = \text{fluxo total do campo interno}$$

$$V_d = \text{velocidade de difusão radial} = \eta / \mu_0 \delta$$

$$V_{\text{Dif}} = \text{velocidade de difusão axial}$$

$$V_{\theta i} = \frac{kT_i}{m_i} \text{ velocidade térmica}$$

$$\eta = \frac{1}{625} T_e^{-3/2} = \frac{2/\sqrt{2\pi}}{3} \frac{\sqrt{m_e} \ln \Lambda e^2 z^2}{T_e^{3/2}} \text{ (Braginskii) } \\ T_e \text{ em (eV).}$$

Sistema Completo das equações que regem a
Dinâmica do Sistema θ -Pinch:

I) Equação de Movimento

Fase de Implosão

$$\frac{d}{dt} | (A^2 - R^2) \frac{dR}{dt} | = - \alpha R | (B_z^2 - B_i^2) (1 - \text{tg}^2 \theta) - 2\mu_0 p | \equiv Q_a$$

Fase de Pós-Implosão

$$\frac{d}{dt} | \frac{2}{3} A^2 \frac{dR}{dt} | = - \alpha R | (B_z^2 - B_i^2) (1 - \text{tg}^2 \theta) - 2\mu_0 p |$$

II) Equação de Pressão (conservação de energia)

Fase de Implosão

$$\frac{dp}{dt} = (\gamma - 1) \eta J^2 - \rho_0 (\gamma - 1) \frac{Q_a}{R^2} \frac{dR}{dt} - 2\gamma_2 \cdot p \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$$

aquecimento Joule	trabalho da for- ça externa	compressão adiabática
----------------------	--------------------------------	--------------------------

Fase de Pós-Implosão

$$\frac{dp}{dt} = (\gamma - 1) \eta J^2 - 2\gamma_2 \frac{p}{R} \frac{dR}{dt}$$

III) Equação de Circuito

$$\frac{d\phi}{dt} = - R_e I - \frac{1}{C} \int^t I dt$$

IV) Equação de Fluxo

$$\frac{d\phi_i}{dt} = 2RV_d (B_z - B_i)$$

CAPÍTULO IV

Espectroscopia em Diagnóstico de Plasma

Como sabemos, o plasma gerado no sistema θ -pinch é uma fonte bastante intensa de "luz".

Tanto na sua formação quanto na sua relaxação, o plasma emite radiações que abrangem quase que a totalidade do espectro eletromagnético, tanto radiações discretas oriundas de transições eletrônicas nos átomos e íons, quanto radiações no contínuo devido à recombinações e "bremsstrahlung".

Estas radiações carregam consigo informações a respeito de seus emissores e conseqüentemente a respeito do plasma em questão (o plasma em estudo é formado a partir do gás He).

Neste trabalho, na parte espectroscópica nos ativemos ao estudo do alargamento "broadening" da linha $\lambda_0 = 4686 \text{ \AA}$ do He II (íon do He).

Foi feito o estudo do alargamento devido ao efeito Doppler e do alargamento devido à pressão (alargamento Stark linear), obtendo-se respectivamente a temperatura iônica (T_i) e a densidade eletrônica (n_e) do plasma.

a) O Alargamento Doppler [3] , [4]

O movimento de uma partícula emissora em direção ou a partir de um observador leva à um deslocamento no comprimento de onda da linha emitida, este é o conhecido deslocamento Doppler das linhas.

Num plasma, os movimentos aleatórios das partículas causam um alargamento das linhas como resultado desta "aleatoriedade".

Este fato é conhecido como o alargamento Doppler das linhas espectrais.

Se a componente da velocidade de uma partícula radiante, paralela a direção de observação é v_s , então o comprimento de onda deslocada devido ao efeito Doppler será:

$$\Delta\lambda = \pm \frac{v_s}{c} \lambda_0 \quad (\text{IV-1})$$

onde λ_0 é o comprimento de onda não deslocado (real) e c a velocidade da luz.

Com a hipótese de que o movimento das partículas do plasma é de natureza puramente térmica, obtem-se uma distribuição de velocidades maxwelliana para os emissores (íons e átomos).

Esta hipótese é razoável pois experimentalmente só observamos a linha em estudo após o plasma atingir o centro, ou seja após a termalização do mesmo. Isto foi feito focalizando-se o sistema óptico no centro do solenóide do θ -pinch. Fig. (V-1).

Então a fração de partículas movendo-se na direção de observação com componente de velocidade entre v_s e $v_s + dv_s$ é dada por:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\pi^{1/2}} \exp \left[-\left(\frac{v_s}{v}\right)^2 \right] \frac{dv_s}{v} \quad (\text{IV-2})$$

onde $v = \left(\frac{2RT}{M}\right)^{1/2}$ é a velocidade mais provável das partícu -

las, R é a constante do gás e M é o peso atômico e T a temperatura absoluta.

Substituindo-se $\Delta\lambda$ para v_s de acordo com a equação (IV-1) e definindo-se a largura Doppler $\Delta\lambda_D = \left(\frac{V}{C}\right)\lambda$ obtemos:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\pi^{1/2} \Delta\lambda_D} \exp \left| -\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2 \right| d(\Delta\lambda) \quad (\text{IV-3})$$

Se o plasma for opticamente "fino", então as intensidades I são proporcionais às concentrações das partículas radiantes N , e em particular a intensidade emitida no intervalo $d(\Delta\lambda)$, ou seja $I(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda)$, é proporcional à fração de partículas dN .

Então para um alargamento puramente Doppler obtemos para a intensidade uma distribuição Gaussiana:

$$I(\Delta\lambda) = \frac{I_t}{\pi^{1/2} \Delta\lambda_D} \exp \left| -\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2 \right| \quad (\text{IV-4})$$

onde I_t representa a intensidade total da linha.

A intensidade alcança a metade do seu valor máximo quando o expoente tem valor $1/2$. A meia largura, que é a largura entre dois pontos cujas intensidades são a metade da máxima é dada por:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{1/2} &= 2(\ln 2)^{1/2} \Delta\lambda_D = 1,665 \Delta\lambda_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2} \\ \Delta\lambda_{1/2} &= 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{IV-5})$$

$\Delta\lambda_{1/2}$ é obtida em Å se λ_0 é dada em Å e T em °K.

Torna-se evidente então da equação (IV-5) que o alargamento Doppler é mais pronunciado quando temos partículas de pequena massa e à alta temperatura.

b) O Alargamento Stark Linear [3], [4], [11], [12]

A pressão de operação (filling pressure) de 150 mTorr ($N = 4,86 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) é bastante elevada e por isso é razoável supor-se que o plasma formado seja altamente colisional.

Nestas condições, nos instantes em que foram observados o evento luminoso (sistema óptico focalizado no centro do tubo de pirex) é de se esperar que o alargamento devido à pressão como o alargamento Stark seja pronunciado.

As linhas espectrais podem ser alargadas pela pressão dos átomos, elétrons e íons que compõem o meio.

O alargamento devido à pressão, das linhas espectrais emitidas por um plasma é descrito por uma lei de interação geral $\Delta\omega = C/r^n$, com diferentes valores de n para diferentes tipos de interação. [4].

Os casos onde $n = 2$ e $n = 4$, isto é, alargamento - pelo efeito Stark linear e quadrático respectivamente, são produzidos pelas cargas dos elétrons e íons vizinhos, agindo sobre átomos sensíveis a campos.

O alargamento Stark é portanto causado por colisões Coulombianas das partículas emissoras com elétrons e íons ou seja, devido a perturbações dos níveis de energia das espécies em observação via distorção de campo causada por

colisões Coulombianas.

Conhecendo-se o valor da constante C, o alargamento pode ser obtido a partir de cálculos estatísticos das distribuições das distâncias r dos perturbadores ou vice-versa, a densidade numérica das cargas no plasma pode ser obtida a partir de medidas das larguras de linhas.

A semi largura de uma linha que sofreu o alargamento Stark é aproximadamente dada por:

$$\Delta\lambda^S = 2,50 \times 10^{-9} \alpha_{1/2} n_e^{2/3} \quad | \lambda | \quad (\text{IV-6})$$

Onde n_e é a densidade dos elétrons em cm^{-3} e $\alpha_{1/2}$ é uma constante ou seja, o valor onde $S(\alpha)$ tem o valor igual a metade de seu máximo.

$S(\alpha)$ é uma função plotada contra $\alpha = \Delta\lambda/F_0$ tal que $\int S(\alpha) d\alpha = 1$, onde α é o comprimento de onda reduzido e $F_0 = 1,25 \cdot 10^{-9} n_e^{2/3}$.

c) Sobreposição dos Efeitos no Perfil Medido

Como sabemos, o perfil de linha medido é o resultado da "sobreposição" dos diversos mecanismos de alargamento presentes e atuantes simultaneamente sobre o perfil da linha emitida.

Na presente experiência, os dois mecanismos citados, ou seja os efeitos Doppler e Stark são predominantes sobre os demais, os quais podem ser desprezados, como por exemplo, o alargamento Natural, o alargamento Zeeman, o alargamento instrumental, etc.

Embora campos magnéticos intensos estejam presentes na experiência (18 kGauss) o efeito de alargamento por eles produzidos (Zeeman) são pequenos comparados com os produzidos pelos dois mecanismos citados (Doppler e Stark).

O alargamento devido ao efeito Zeeman é aproximadamente dado por:

$$\Delta\lambda_Z \approx 10^{-12} \lambda_0^2 H \quad (\Delta\lambda \text{ e } \lambda_0 \text{ em } \text{\AA}, H \text{ em Gauss}) \quad |3| \quad (\text{IV-7})$$

$$\Delta\lambda_Z \approx 0,4 \text{\AA} \quad p/H = 18 \text{ k Gauss} \quad \text{e} \quad \lambda_0 = 4686 \text{\AA}$$

O perfil instrumental ou seja o alargamento introduzido pelo sistema de diagnóstico (óptica externa, espectrômetro, OMA) foi medido experimentalmente e o valor encontrado foi $\Delta\lambda_i \approx 0,4 \text{\AA}$.

Os perfis medidos apresentam todos uma largura de ordem de alguns \AA .

O perfil resultante medido ou seja a intensidade da linha, é portanto dada por: |3| , |4| , |11| , |13| .

$$I_R(\Delta\lambda') = \int_{-\infty}^{\infty} I_D(\Delta\lambda) I_S(\Delta\lambda' - \Delta\lambda) d(\Delta\lambda) \quad (\text{IV-8})$$

onde $I_D(\Delta\lambda)$ é a intensidade resultante do efeito Doppler,

$I_S(\Delta\lambda)$ é a intensidade resultante do efeito Stark, e a integral é a Convolução (Folding) entre os perfis dados.

Já foi visto atrás que o alargamento Doppler apresenta um perfil Gaussiano e que o alargamento Stark um perfil Lorentziano e o fato dos dois processos terem origens independentes nos possibilita a desconvolução (unfolding) da relação (IV-8) e a obtenção da contribuição de cada um dos dois processos, para o perfil final medido.

E desta maneira é feita a análise do perfil de linha medido.

CAPÍTULO V

Parte Experimental

Apresentamos neste capítulo os procedimentos efetuados para a obtenção dos dados da experiência em questão.

O plasma formado no sistema θ -pinch foi estudado utilizando-se para tal três técnicas distintas de diagnóstico, quais sejam:

- a) Sondas Magnéticas
- b) Espectroscopia no Visível (OMA)
- c) Fotografia ultra-rápida (IMACON)

a) Sondas Magnéticas

As sondas magnéticas utilizadas eram constituídas por pequenas bobinas de fio de cobre esmaltado que eram colocadas na linha de transmissão ou no interior do solenóide do θ -pinch externamente ao plasma ou ainda com a utilização de um tubo de lucite (no lugar do tubo de pirex para conter o gás em estudo), internamente ao plasma (sonda interna).

O princípio de funcionamento destas sondas é muito simples, baseia-se na lei de Faraday ou seja:

A bobina (sonda) é introduzida dentro de um fluxo de campo magnético variável e conseqüentemente irá concatenar dentro de si parte deste fluxo, o que irá originar o surgimento de uma pequena força eletromotriz criando uma

diferença de potencial nos terminais da sonda.

Esta diferença de potencial é enviada através de cabos coaxiais à instrumentos de medidas capazes de detectá-la (osciloscópio por exemplo) com os devidos cuidados técnicos, como a terminação dos cabos com resistências adequadas em paralelo com o instrumento de medida (casamento de impedância) para evitar-se reflexões nos terminais do cabo com a conseqüente distorção do sinal de interesse.

O sinal da sonda é dado por:

$$V = nA \frac{dB}{dt} \quad (V-1)$$

onde V é a voltagem que surge na bobina (sem o integrador), n é o número de espiras e A é a área em (m^2) de uma espira e $\frac{dB}{dt}$ é a variação do campo em (W_b/m^2s) ou (10^4 Gauss/seg).

Analisando-se a relação acima (V-1) concluímos que para um bom sinal V , bastaria aumentar-se o número de espiras ou a área A de cada espira ou ainda ambas as coisas.

Porém esta conclusão é errônea pois existem dois compromissos de vital importância para a nossa experiência, concernentes ao diagnóstico com sondas magnéticas.

1) Resolução Espacial

Para uma boa resolução espacial, as dimensões da sonda devem ser as menores possível, para termos medidas locais de campo e também para a não perturbação do sistema analisado, devido à presença da sonda.

2) Resolução Temporal

A resposta em frequência da sonda é determinada - pela constante de tempo.

$$\tau = \frac{L}{R_0} \quad (V-2)$$

onde L é a indutância da bobina e R_0 é a resistência conectada através da linha de transmissão entre a sonda e o instrumento de medida.

Um solenóide constituído por uma única camada de espiras tem a indutância dada por:

$$L = F n^2 r, \quad (\mu H) \quad (V-3)$$

onde F depende da razão entre o comprimento da bobina ℓ e o raio da mesma (r/ℓ) (para $r/\ell = 2$ $F \approx 0,029$) $|3|$.

Vemos então a forte dependência do tempo de resposta com o número de espiras (n^2).

Portanto devemos ter em mente sempre que utilizarmos sondas magnéticas estes dois fatores; ou seja, para um bom sinal de saída (sinal detetável) devemos manter o compromisso entre o tamanho da espira (r, ℓ) e o número da mesma (n) para uma boa resolução espacial e temporal.

Sonda utilizada :

$\phi_{in} =$	2,6mm	2,4mm
$\phi_{ext} =$	3,0mm	3,0mm
$\ell =$	7,0mm	2,0mm
$n =$	13	5
	sonda	sonda
	externa	interna

Os sinais apresentados no capítulo II são característicos desta sonda (fig. (II-5) e fig(II-6)).

Sendo que os mesmos foram integrados eletronicamente como mostrado na figura (II-4) do capítulo II.

Para este caso (com integrador) o sinal da sonda é dado por:

$$V_0 = \frac{n A B}{R_i C_i} \quad (V-4)$$

onde R_i e C_i são respectivamente a resistência e a capacitância do integrador, e B o campo magnético.

Para a determinação direta do campo \vec{B} a partir do sinal da sonda e da fórmula (V-4), devemos calibrá-la ou seja, devemos determinar a área efetiva (nA) da mesma.

Isto é feito colocando-se a sonda em um campo magnético conhecido.

Tal campo \vec{B} conhecido deve simular aproximadamente as condições da experiência para minimizarmos o erro no uso da sonda.

Apresentamos a seguir um sumário dos dados obtidos com a utilização da sonda magnética, (tabela I).

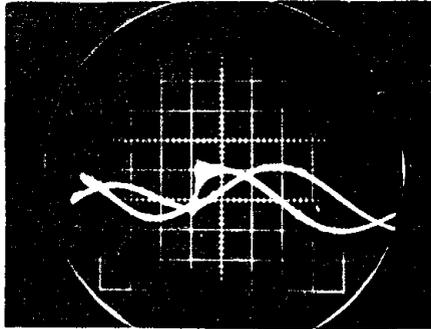
Apresentamos ainda duas fotos registrando sinais da sonda magnética externa (externa ao plasma, mas dentro do solenóide do θ -pinch).

Na foto (V-1) vemos o sinal da sonda magnética integrado (curva "suave") e sem integração.

Este disparo foi efetuado com o sistema evacuado ($1,7 \times 10^{-5}$ Torr)(He).

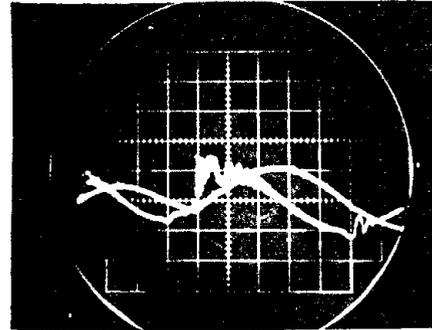
Na foto (V-2) vemos um dado semelhante ao ante-

SINAIS DA SONDA MAGNÉTICA



1V/div.
2 μ s/div.
SISTEMA EVACUADO

foto (v-1)



1V/div.
2 μ s/div.
SISTEMA A $1,5 \times 10^{-1}$ Torr (He)

foto (v-2)

Sinais da sonda magnética externa sem integrador.
Observe-se o efeito do plasma na foto (v-2).

rior com a diferença que neste caso o sistema continha o gás hélio à pressão de $1,5 \times 10^{-1}$ Torr.

Observe-se neste caso, no sinal não integrado da sonda magnética externa; as oscilações presentes.

Estas representam oscilações radiais do plasma (bouncing) e são comparadas com as obtidas pelo IMACON e também com o resultado da simulação teórica do θ -pinch mais adiante.

Sumário dos dados obtidos com a Sonda Magnética Interna (Sem Plasma).

	Sistema de Pré - ionização	Sistema Principal
Banco de Capacitores	18 μ F 10 kv - DC	110 μ F 6 kv - DC
Período de Descarga (T)	$T_{\text{pré}} = 11 \text{ s}$	$T_{\text{M}} = 18 \mu\text{s}$
Frequência angular (ω)	$\omega_{\text{pré}} = 0,571 \times 10^6 \text{ S}^{-1}$	$\omega_{\text{M}} = 0,349 \times 10^6 \text{ S}^{-1}$
Fator de Amortecimento exponencial $\gamma = R/2L$	$\gamma_{\text{pré}} = 0,0542 \times 10^6$ (MKS)	$\gamma_{\text{M}} = 0,0385 \times 10^6$ (MKS)
Indutância (total)	$L_{\text{pré}} = 167 \text{ nH}$	$L_{\text{M}} = 74 \text{ nH}$
Resistência (total)	$R_{\text{pré}} = 18 \text{ m}\Omega$	$R_{\text{M}} = 6 \text{ m}\Omega$
Constante de Amortecimento $d = R^2C/4L$	$d_{\text{pré}} = 8,8 \cdot 10^{-3}$ (MKS)	$d_{\text{M}} = 1,2 \cdot 10^{-2}$ (MKS)
"Eficiência" $ D ^2$	$ D_{\text{pré}} ^2 = 0,76$	$ D_{\text{M}} ^2 = 0,72$
Corrente (Máx.)	$I_{\text{pré m}} = 90 \text{ kA}$	$I_{\text{Mm}} = 197 \text{ kA}$
Campo Magnético (Máx.)	$B_{\text{pré m}} = 0,86 \text{ Wb/m}^2$	$B_{\text{Mm}} = 1,88 \text{ W/b/m}^2$
Campo Elétrico (Máx.)	$E_{\text{pré m}} = 11,4 \text{ kV} _{\text{m}}$	$E_{\text{Mm}} = 15,5 \text{ kV} _{\text{m}}$

TABELA I

b) Espectroscopia no Visível (OMA)

Como mencionamos nos capítulos anteriores, o plasma é uma fonte muito intensa de "luz" e utilizando-se técnicas espectroscópicas, a análise destas emissões nos dão muitas informações à respeito do plasma emissor.

A "luz" emitida pelo plasma formado no sistema θ -pinch era coletada por um sistema de lentes, dispersa no espectro do hélio por um espectrômetro e analisado por um sistema multicanal (OMA - Optical Multichannel Analyzer).

A análise concentrou-se na linha $\lambda_0 = 4686 \text{ \AA}$ do hélio (He II), é uma linha complexa resultante da transição entre os níveis $n=3$ e $n=4$ do íon do hélio (n é o número quântico principal).

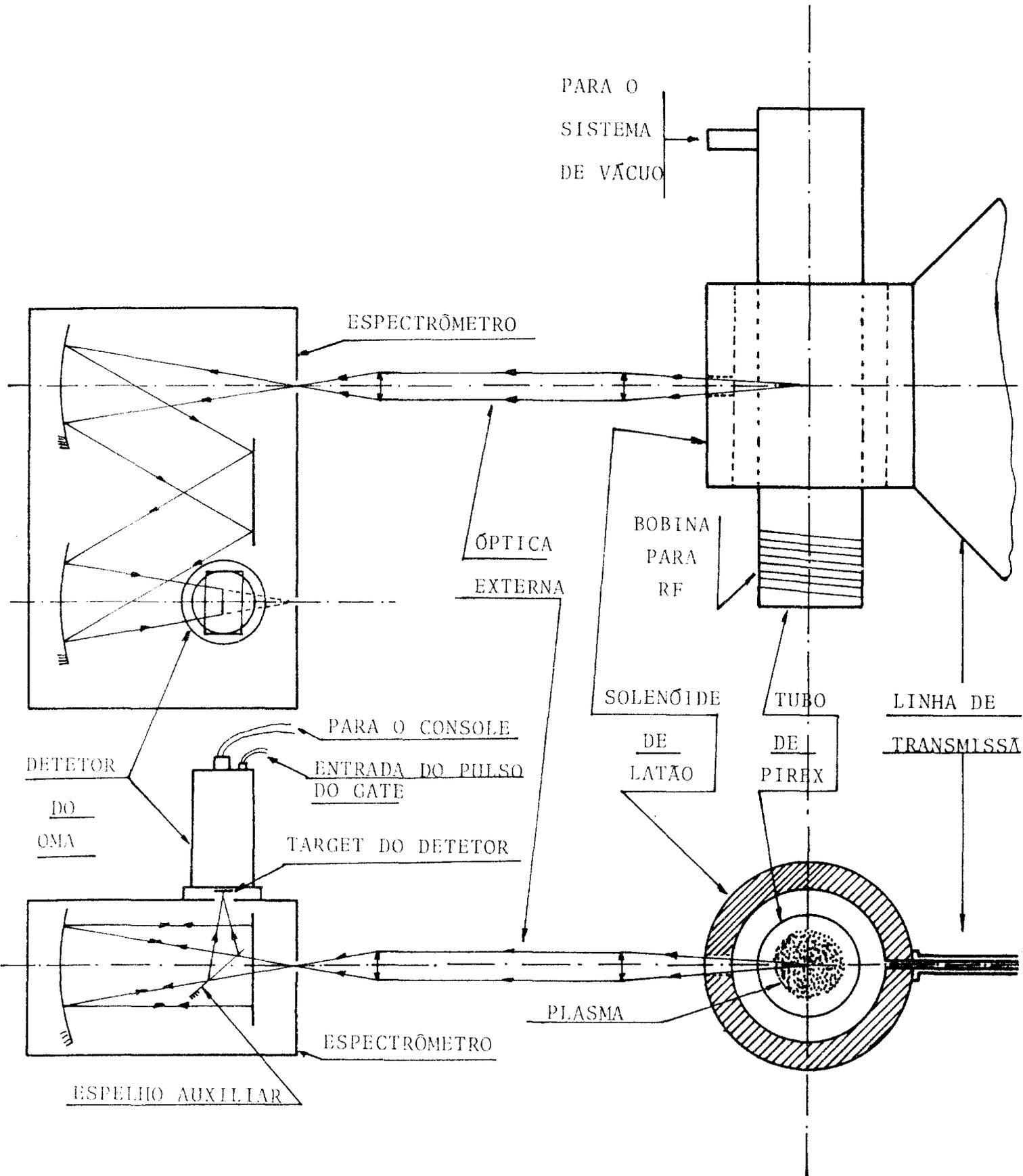
Os critérios utilizados para a escolha desta linha foram os seguintes:

1) Esta linha apresenta-se relativamente isolada em relação às linhas de possíveis impurezas presentes no sistema, como: oxigênio, nitrogênio, carbono, hidrogênio, silício, etc.

Isto nos possibilita o seu estudo com a certeza da não sobreposição (overlapping) com outras linhas espúrias.

2) Esta linha apresenta uma intensidade relativa elevada o que facilita a sua detecção experimental.

3) Para o estudo do alargamento Stark, encontramos para esta linha, cálculos teóricos [11, 12] efetuados e tabelados, sem os quais não poderíamos fazer a análise do



MONTAGEM DOS SISTEMAS-THETA PINCH-OMA

fig. (v.1)

perfil obtido.

- 4) Sendo uma linha iônica, nos dá uma informação mais realística do plasma que a priori já sabíamos ser relativamente "quente".

A montagem experimental dos sistemas OMA- θ -pinch, está esquematizada na figura (V-1).

O espectrômetro utilizado tinha as características seguintes:

Espectrômetro "Spex": 3/4 metro Czerny-Turner

Rede de difração: 1200 estrias/mm.

Blazed λ : 5000 Å

A detecção da linha era feita por um sistema multicanal (OMA) cujas características de funcionamento e cujos recursos são descritos a seguir:

OMA - Optical Multichannel Analyzer

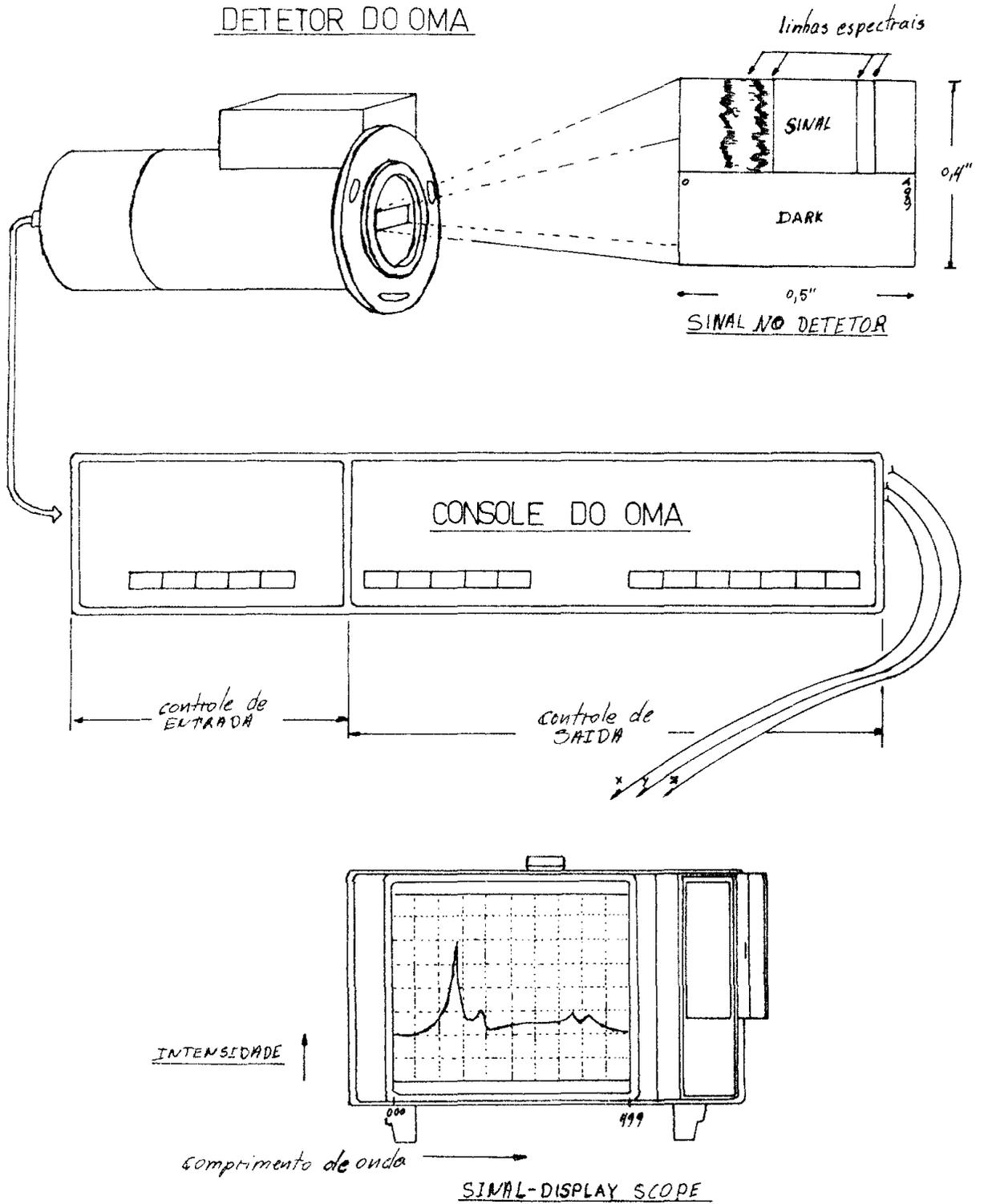
Este aparelho foi desenhado para medidas simultâneas de luz num arranjo linear de 500 canais.

Na figura (V-2) um espectro é mostrado disperso sobre os 500 canais de um detetor padrão.

O sinal proveniente do detetor é digitado pelo console e armazenado numa memória (solid state memory) e é usado para restaurar o sinal num display de um osciloscópio X-Y.

Os detetores usados no OMA tem três características em comum:

- 1) Eles são todos "storage devices", isto é todos os 500 ca



fig(V-2)

nais são ativados simultaneamente.

- 2) Eles são lineares com relação à intensidade de luz, isto é, se a intensidade da luz dobrar, o sinal proveniente do detetor também dobrará.
- 3) Os detetores são lidos canal por canal, um canal de cada vez por um feixe de elétrons (scanning electron beam).

O "housing" do detetor também contém um pré-amplificador de baixo ruído com um "band width" controlado.

O sinal de alto nível deste pré amplificador é enviado para o console para processamento posterior.

O console tem várias funções; a primeira destas é digitar o sinal proveniente do detetor.

Uma vez na forma digital, o dado pode ser dirigido diretamente para uma das duas memórias (de 500 words, 21 bits), memória A ou memória B.

Estas memórias podem ser usadas para armazenamento do resultado de uma exposição simples de 32,8 ms ou para uma média no sinal, de várias exposições, melhorando-se assim tanto a razão sinal-ruído (S/N) quanto o range dinâmico.

Melhoria na razão sinal- ruído superior à 100 vezes em relação à uma única varredura é facilmente conseguida.

Geralmente a memória A é usada para se armazenar o sinal de interesse juntamente com aqueles não desejáveis como o "stray light" e o "dark current" do detetor.

Na memória B costuma se armazenar somente estes últimos ou seja os sinais não desejáveis.

As duas memórias podem ser subtraídas eletrônica-

mente canal por canal para se obter apenas o sinal de interesse.

Uma vez obtido o dado "limpo", (A menos B), cada canal pode ser lido no painel do console, digitalmente, ou o seu conteúdo pode ser enviado para um printer ou computador através de saídas próprias (parte traseira do console).

Um "high speed analog out put" é usado para acionar um "X-Y display scope" e um "Slow analog output" é também disponível para acionar "plotters".

a) Modos de Operação

Em todos os modos de operação, o dado proveniente de todos os canais (500) detetores são enviados para uma memória.

O dado pode ser somado (acumulado) na memória A (A ACCUM), na memória B (B ACCUM), ou nas duas por um número qualquer de "varreduras".

É possível também selecionar se um "Delay" de zero a onze vezes 32,8 ms ($0 \dots 11 \times 32,8 \text{ ms} = 360,8 \text{ ms}$) entre dois ciclos de acumulação.

Isto permite que o sinal se acumule no detetor antes do mesmo ser aplicado no preamplificador, melhorando assim a razão sinal-ruído para sinais fracos.

As acumulações podem ser automaticamente paradas de duas maneiras:

- 1) Selecionando-se o modo "full scale hold" acionando se a tecla FULL SC HOLD no painel do console do OMA.

A acumulação cessará quando qualquer um dos canais atingir ou exceder a contagem 98000.

2) Selecionando-se o modo "preset hold" acionando se a tecla PRESET HOLD no painel do console.

A acumulação cessará após um número pré escolhido de ciclos de acumulação.

O tempo (t) de acumulação será o número (p) escolhido no PRESET vezes o delay (d) mais um, vezes 32,8 ms ou seja:

$$(t) = 32,8 \times (p) \times ((d) + 1) \text{ ms}$$

A medida pode ser parada normalmente em qualquer tempo soltando se os botões de acumulação.

b) Modos de Saída

O console padrão 1205 A tem saídas adequadas para acionar um plotter X-Y, um "point Plotter" ou um "printer" ou um plotter (X-t).

c) Detetor

Na experiência em questão foi usado o detetor - 1205D SIT.

O detetor modelo 1205D é constituído de um "silicon intensified target camera tube(SIT)", componentes de de flexão, fontes de alta voltagem e um preamplificador.

O intensifier do detetor 1205D SIT dá acesso ã um controle de ganho, através da mudança da voltagem acelerado

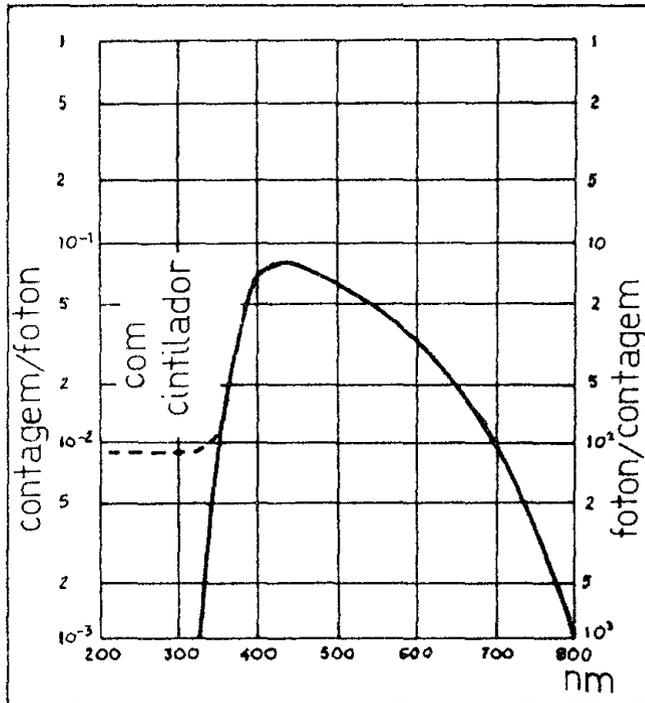


Gráfico: Resposta vs Comprimento de Onda
Detetor 1205 D

ra do fotocátodo.

Um range de 2kv a 9 kv para a voltagem do fotocátodo dá um ganho entre 1 a 1500. Para o foco ótimo a diferentes ganhos, o detetor 1205D requererá reajustes rotacionais em torno do eixo.

d) O Modo "Gate"

Talvez a característica principal que torna o uso do OMA tão atrativo para a experiência em questão é o fato do detetor 1205D SIT poder operar no modo "gate".

Ao se comutar uma chave no detetor, o SIT fica normalmente "off" (desligado) e pode ser "gated on" com um pulso quadrado negativo através de uma entrada adequada existente no detetor.

Para preservar o foco do "intensifier" no modo "gated", o pulso para o gate deve ser plano com uma rápida subida e descida. A duração do pulso para o gate pode ser de 10 ns a 2 ms.

Na experiência foi usado um pulso quadrado de 1450 volts negativos, sendo que este valor é o que apresentou a melhor condição de focalização.

Para evitar que o pulso de alta voltagem do gate interfira no preamplificador e no vídeo processador do console, é desejável que o gate seja acionado enquanto o vidicon não esteja executando a varredura do feixe eletrônico (reading beam blanked).

Para duração de pulsos acima de 800 μ s e frequên-

cia de 30 Hz ou menor, o gating deve ser efetuado dentro do tempo de retraço do feixe eletrônico, sendo isto possível se efetuarmos um sincronismo entre o console do OMA e o disparo do sistema Theta-Pinch.

Usando o modo "delayed", já descrito anteriormente, para acumulação de sinal, o pulso do gate seguramente não causará interferências.

e) O "TARGET" do Detetor

O target do detetor é um arranjo bidimensional de microfotodiodos (junções PN), dispostos como na figura abaixo.

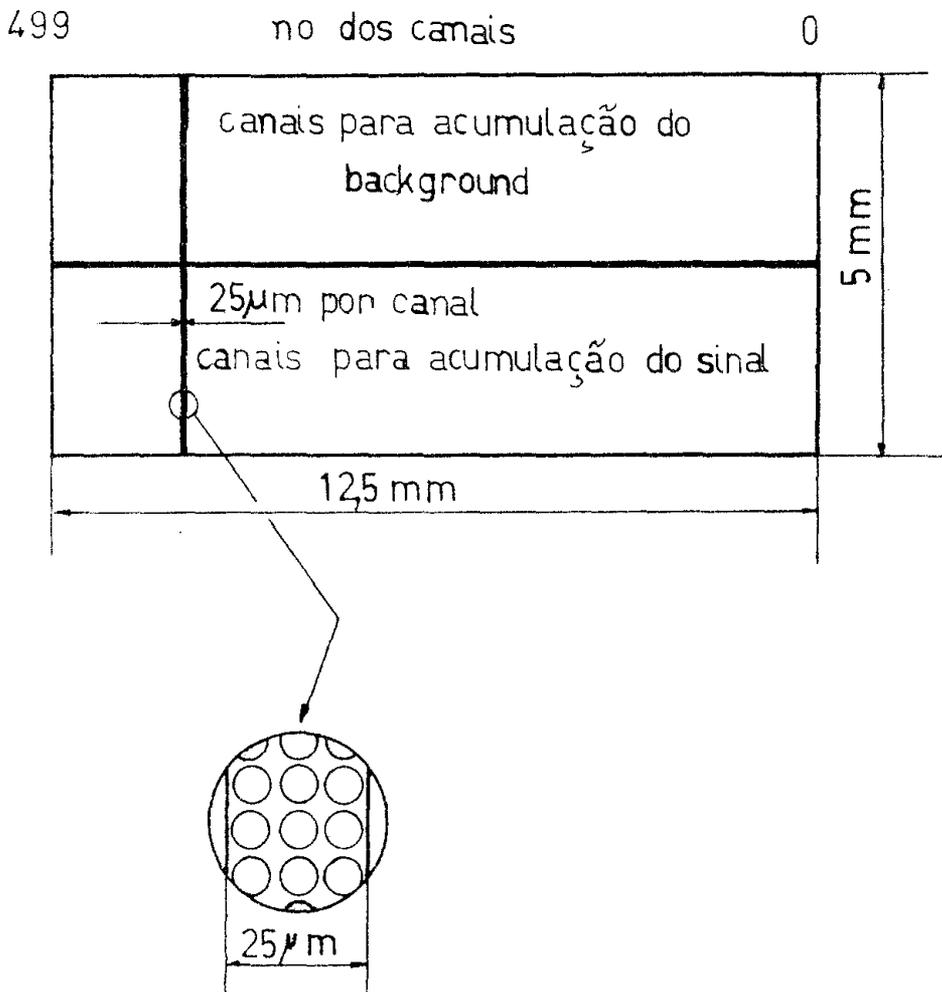


fig. (v.3)

Para entendermos o princípio de funcionamento podemos utilizar o esquema abaixo.

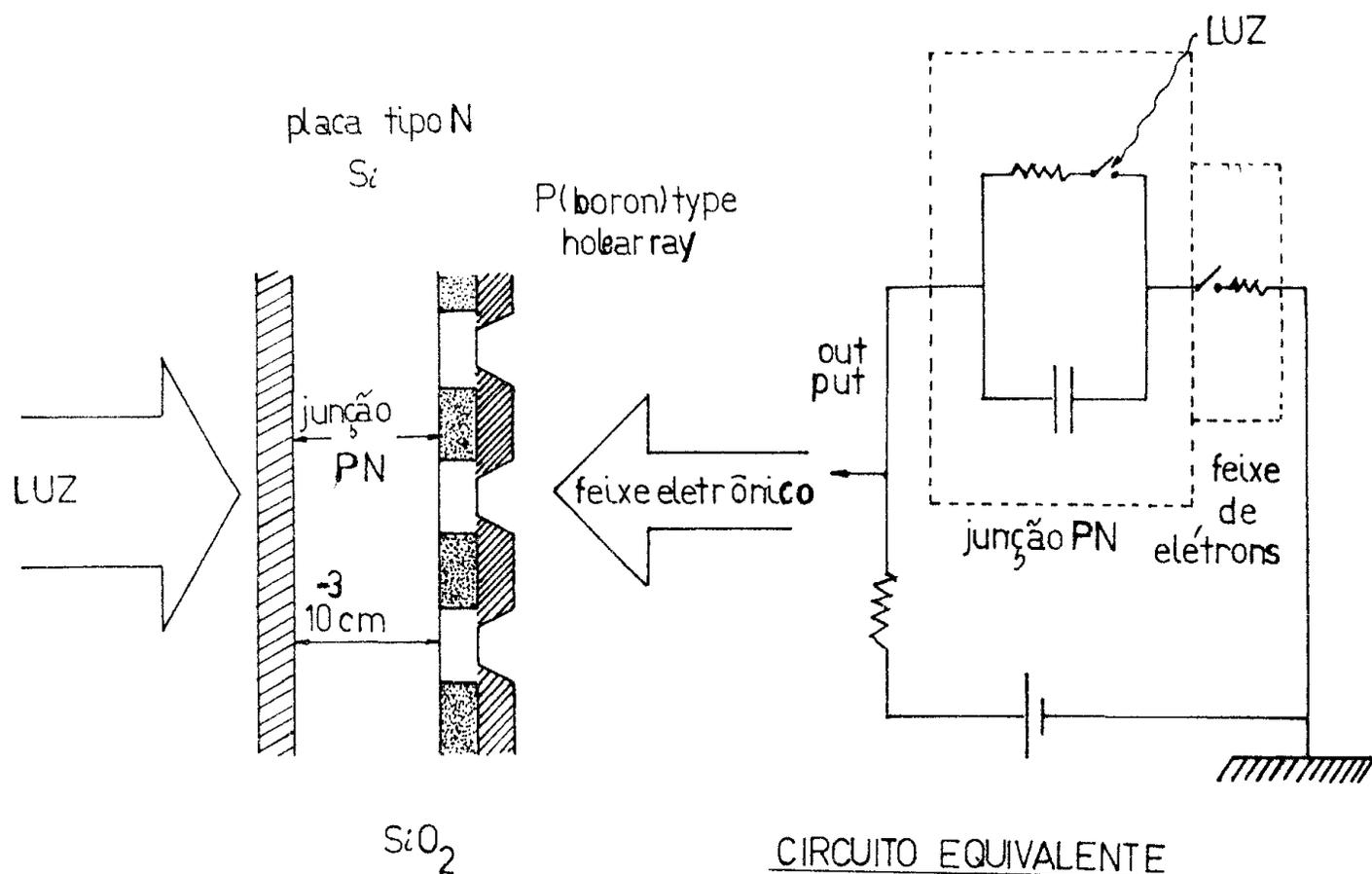


fig. (v.4)

Onde a junção funciona como uma chave, acionada pela luz incidente e pelo feixe de elétrons.

Observações Importantes

1) A capacidade do vidicon ler o sinal de luz acumulado no target numa única varredura está relacionada com os níveis do sinal e do dark current do detector.

Embora o OMA possa detetar pulsos de luz de pi-

cosegundos, várias varreduras de 32,8 ms podem ser necessárias para que o sinal seja completamente lido, quando este é proveniente de flashes de luz de baixa intensidade.

Este efeito aparece como um aumento no tempo de resposta às mudanças dos níveis dos sinais, quando estes são muito baixos, ou quando o vidicon é refrigerado (cooled) para reduzir o "dark current".

O efeito é chamado "TARGET LAG".

Devido ao target lag, é difícil eliminar se o efeito de sinais que entraram no detetor instantes antes de se começar a acumulação na memória.

O efeito do target lag pode ser eliminado por um sincronismo adequado entre as diversas operações durante a experiência, ou também usando se o modo gate do intensifier do detetor 1205D.

2) Um outro problema que surge na utilização do OMA é o denominado "CHANNEL SKEW".

Cada canal do target integra luz durante o intervalo de tempo entre duas varreduras consecutivas do mesmo canal, e todos canais ficam ativos por um tempo total igual. Porém, desde que os canais são varridos (lidos pelo feixe de elétrons) sequencialmente, o intervalo de tempo visto por um canal difere do visto pelo canal adjacente de $64\mu\text{s}$ (não o tamanho do intervalo, mas sim o intervalo em si).

Então o intervalo de tempo visto pelo canal 000 - começa e termina exatamente 32ms antes do canal 499.

O efeito channel skew está associado com o início e o fim do processo de varredura.

Ele é constante para qualquer acumulação simples na memória, mesmo que o sinal tenha sido integrado no detector.

Por exemplo, uma acumulação de 100 segundos na memória requererá 100,032 segundos para ser completado, sendo que à menos dos primeiros e dos últimos 32ms, todo o intervalo de tempo será comum à todos os 500 canais.

Dentro de um ciclo simples de "input" (ou no modo REAL TIME), o intervalo de 12 canais (768 μ s) de retraço do vidicon (este é o intervalo desde o fim da varredura do canal 499 ao começo do novo ciclo de varredura (no canal 000) e um delay de integração qualquer são comuns à todos os canais (500), deste ciclo de input.

O efeito channel skew é mais aparente se o sinal de luz tem seu início e fim num tempo aleatório durante o ciclo de input.

Se o sinal de luz é produzido e se mantém por um tempo maior que o período do ciclo de input, todos 500 canais "verão" a luz iniciar-se ao mesmo tempo, mas no fim da medida o canal 000 para de "enxergar" 32 ms antes do canal 499. Se a luz estava uniformemente distribuída sobre os 500 canais, o channel skew aparecerá como uma rampa sobre o pico do sinal acumulado, com o canal 499 indicando 32 ms mais "sinais" do que o canal 000.

A inclinação desta rampa é inteiramente determinada pela magnitude da intensidade do sinal e não é afetado pelo modo DELAY, pelo sinal total acumulado ou pela relação de fase entre a transição do sinal e o ciclo de acumulação.

Note que se o sinal de luz cessa durante a medida, o efeito resultante é que o canal 000 parte 32 ms antes do canal 499, e todos eles terminam no mesmo tempo, quando a luz é cessada.

Isto produz um efeito de rampa exatamente ao contrário, oposto ao efeito que ocorre quando ligamos a luz, então, estes dois efeitos se cancelam se o sinal de luz é produzido e cessado durante o mesmo ciclo de acumulação.

De fato o erro causado por este efeito é determinado pela diferença entre os níveis dos sinais no começo e no fim da medida.

Qualquer número de mudanças no nível de sinal pode ocorrer durante a medida sem introduzir qualquer erro adicional.

3) O efeito SKEW-LAG

Um efeito de segunda ordem é causada pela combinação do channel skew e target lag.

Se o sinal luminoso é produzido e cessado, ambos durante a medida (como no caso de um flash), todos os canais verão a mesma quantidade de luz. Entretanto, após cessado o sinal luminoso, alguns canais receberão uma varredura ã mais do que outros, devido ao channel skew.

Devido ao target lag, o sinal luminoso sobre estes canais serão mais completamente lidos.

Desde que o erro é causado pelo incremento na completeza da leitura associada ã varredura extra dos últi-

mos canais, ele será minimizado permitindo se ao OMA continuar varrendo (scanning) por um pequeno intervalo de tempo após o fim do flash.

Os efeitos skew lag são eliminados se o flash ocorrer inteiramente dentro do intervalo de retraço ou durante um intervalo de DELAY, por esse meio evitando o channel skew.

Esta é a grande razão para a utilização da técnica da sincronização do evento com o ciclo de acumulação do OMA.

O Sincronismo Entre os Sistemas OMA E THETA PINCH I

Como foi visto nas observações anteriores, o sincronismo entre o disparo do sistema theta pinch e o ciclo de acumulação na memória do OMA é importante para a eliminação dos efeitos mencionados.

Como sabemos o evento luminoso em estudo, ou seja, a formação do plasma no sistema theta-pinch, se caracteriza perfeitamente como um "flash fenomeno", como o discutido atrás. Além do mais, o sistema theta pinch em operação é uma grande fonte de ruídos elétricos e magnéticos, e se não fizermos um sincronismo, tais ruídos perturbarão o sistema de leituras do OMA (scanning) e a própria memória durante a acumulação, o que torna a relação sinal ruído muito baixa, o que não pode ocorrer.

Vamos agora descrever de uma maneira sucinta como é feito este sincronismo.

O que nos interessa é fazer com que o fenômeno luminoso ocorra dentro do intervalo de tempo correspondente ao retraço do feixe de elétrons de varredura ($768\mu\text{s}$).

Isto é possível pois o evento luminoso total que é a formação e a evolução do plasma no sistema theta pinch, tem uma duração de alguns microsegundos (período do banco principal de capacitores = $18\mu\text{s}$), cabendo perfeitamente dentro do intervalo de retraço.

O retraço do feixe eletrônico de varredura é comandado por uma linha de sinais gerada no console do OMA denominada FRBLANKD1.

Então o que queremos é disparar o sistema theta pinch em sincronismo com estes pulsos.

Na parte traseira do console do OMA existe uma saída denominada REMOTE PROGRAM; essa saída dá acesso a um pulso, o DELINHD1 que é produzido em sincronismo com o FRBLANK, quando acionamos o AACCUM.

Então se utilizarmos o pulso DELINHD1 para dispararmos o theta pinch, o SINCRONISMO estará estabelecido.

Utilizando esse procedimento, fizemos a captação do sinal no detetor exatamente durante o retraço do feixe eletrônico de varredura. No nosso caso usamos ainda um DELAY 11, isto é, o "target" era lido pelo feixe eletrônico só depois de um tempo igual ao tempo de retraço mais 11 vezes $32,8\text{ ms}$.

Com o procedimento acima garantimos que a leitura do "target" era feita sem a interferência do theta pinch.

Usamos o modo PRESET HOLD com um preset igual a 3.

Um esquema ilustrativo da sequência temporal do sincronismo é mostrado na figura seguinte onde por simplicidade usamos um DELAY 1 e um preset igual a 3.

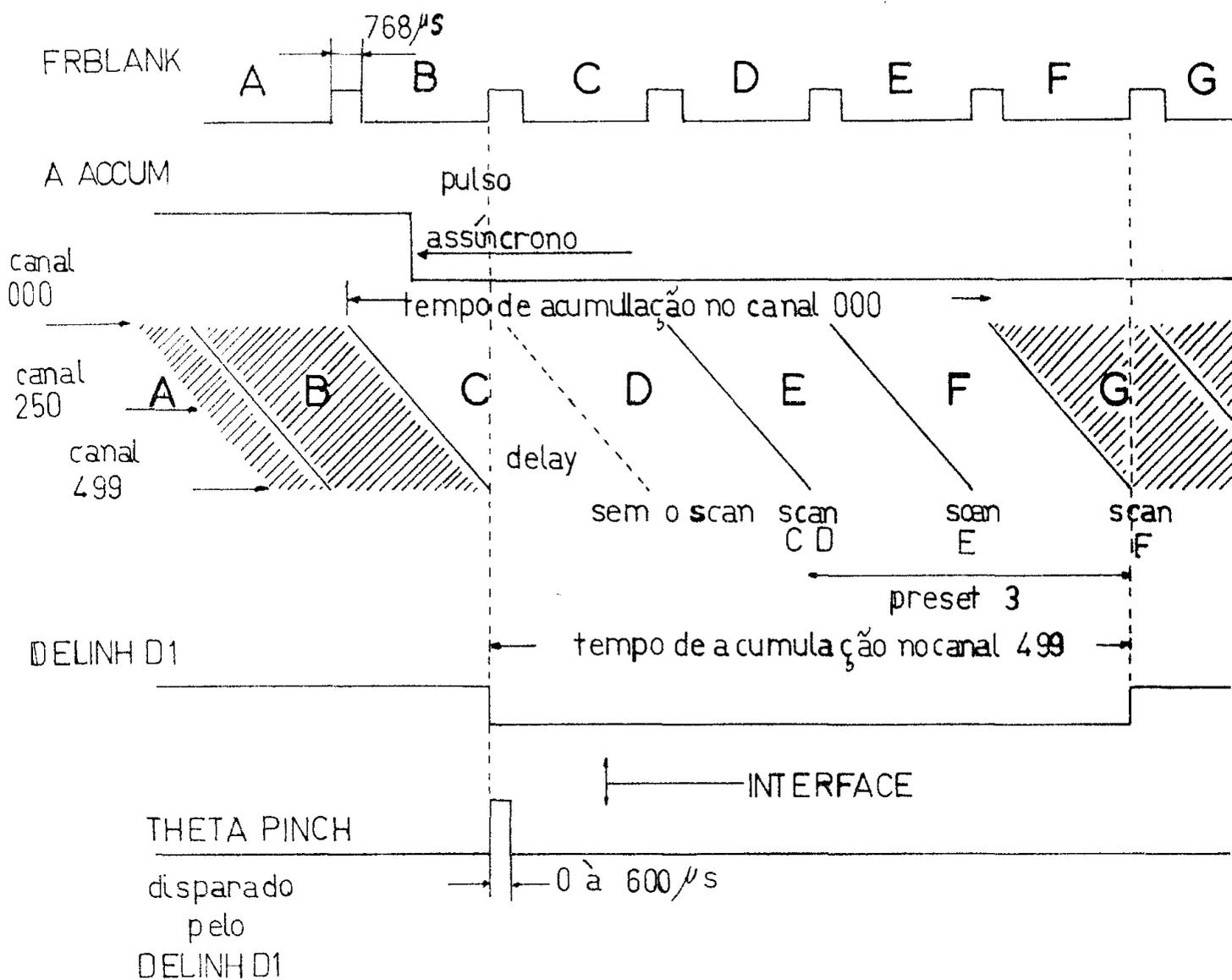


DIAGRAMA PARA A SINCRONIZAÇÃO

fig. (v.5)

A interface indicada na figura (V-5), no nosso caso é constituído apenas de um inversor de pulsos.

Na experiência, o pulso DELINH D1 (5 V) passa primeiro por um inversor cuja saída aciona um acoplador óptico, e a saída deste, um pulso de 15 v, aciona os circuitos de disparo do theta pinch.

O acoplador óptico tem por finalidade desacoplar eletricamente os circuitos de disparo do theta pinch, do console do OMA, evitando-se possíveis ruídos via linha de transmissão e também a proteção do console em si.

O diagrama de sincronização pode ser resumido na figura abaixo.

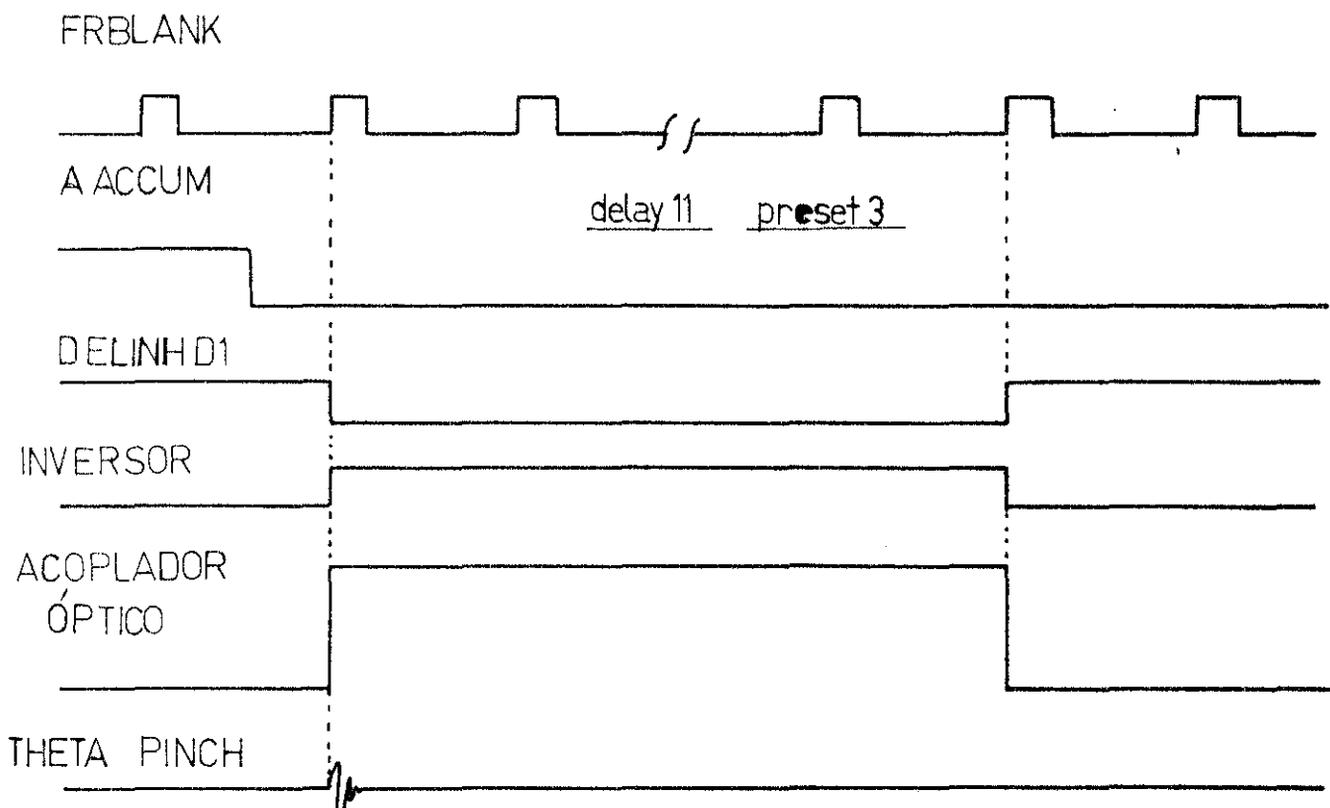


fig. (v.6)

Comprovação Experimental do Sincronismo entre os
Sistemas Theta Pinch e OMA

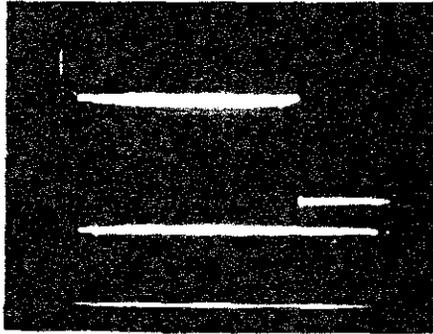
Duas fotografias mostram os resultados do Sincronismo atrás descrito.

Na foto (V-3), o pulso quadrado (traço superior) é o registro do "clock" do OMA e a largura deste corresponde ao tempo de retraço do feixe eletrônico de leitura do detetor do OMA (768 μ s).

O osciloscópio era disparado por este pulso e vê-se claramente no traço inferior que o disparo do sistema theta pinch ocorre dentro do tempo de retraço do feixe eletrônico do OMA, e podemos ver as oscilações registradas por uma sonda magnética colocada no solenóide do sistema theta pinch.

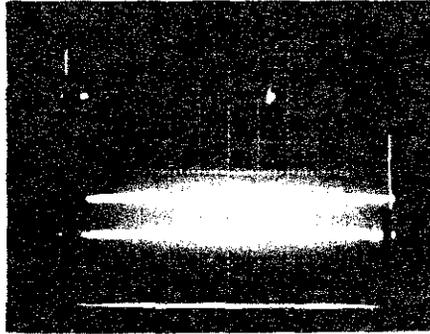
Na foto (V-4) vemos o registro simultâneo do disparo do theta pinch e do pulso do clock do OMA.

SINCRONISMO ENTRE OS SISTEMAS α -PINCH E OMA



TRAÇO SUPERIOR- VERTICAL: 1V/div.
(CLOCK DO OMA) |
HORIZONTAL: 0,1ms/div.

TRAÇO INFERIOR- VERTICAL: 0,2V/div.
(SONDA MAGNÉTICA) |
HORIZONTAL: 0,1ms/div.



TRAÇO SUPERIOR- VERTICAL: 1V/div.
(CLOCK DO OMA) |
HORIZONTAL: 5ms/div.

TRAÇO INFERIOR- VERTICAL: 0,5V/div.
(SONDA MAGNÉTICA) |
HORIZONTAL: 5ms/div.

Procedimento Experimental Theta Pinch - OMA

Para se evitar problemas de ruídos elétricos e outros efeitos anteriormente mencionados, efetuou-se o sincronismo entre o disparo do sistema theta pinch e a leitura do OMA (vide dados).

O sistema todo é acionado, pressionando-se um botão no console do OMA, ou seja, pressionando-se o comando da memória A(AACCUM), gera-se então um pulso quadrado de 5V(DELINHD1) que aciona um acoplador óptico que tem por finalidade a proteção do console do OMA e evitar ruídos.

O pulso de saída do acoplador (15V) aciona um SCR que gera um pulso de 300 volts que dispara o sistema de pré ionização (B2)(fig.II.1)

O pulso do acoplador óptico é simultaneamente enviado a um gerador "time delay" que aciona o sistema principal (banco B1 de capacitores) alguns microssegundos depois do sistema de pré ionização.

O mesmo pulso do acoplador óptico é também enviado a um outro time delay cuja saída aciona um gerador de pulsos quadrados de alta tensão (-1450 volts, tempo de subida 10 ns e 300 ns de largura) que constitui o "GATE" do OMA (fig. V-7)

O evento luminoso armazenado no detetor do OMA (target) é correspondente apenas estes 300 ns, que é a largura do "GATE".

No nosso caso este evento luminoso é a luz proveniente do plasma formado no sistema theta pinch, que na realidade já está disperso no espectro do hélio (He) pela

SEQUÊNCIA OPERACIONAL THETA PINCH-OMA

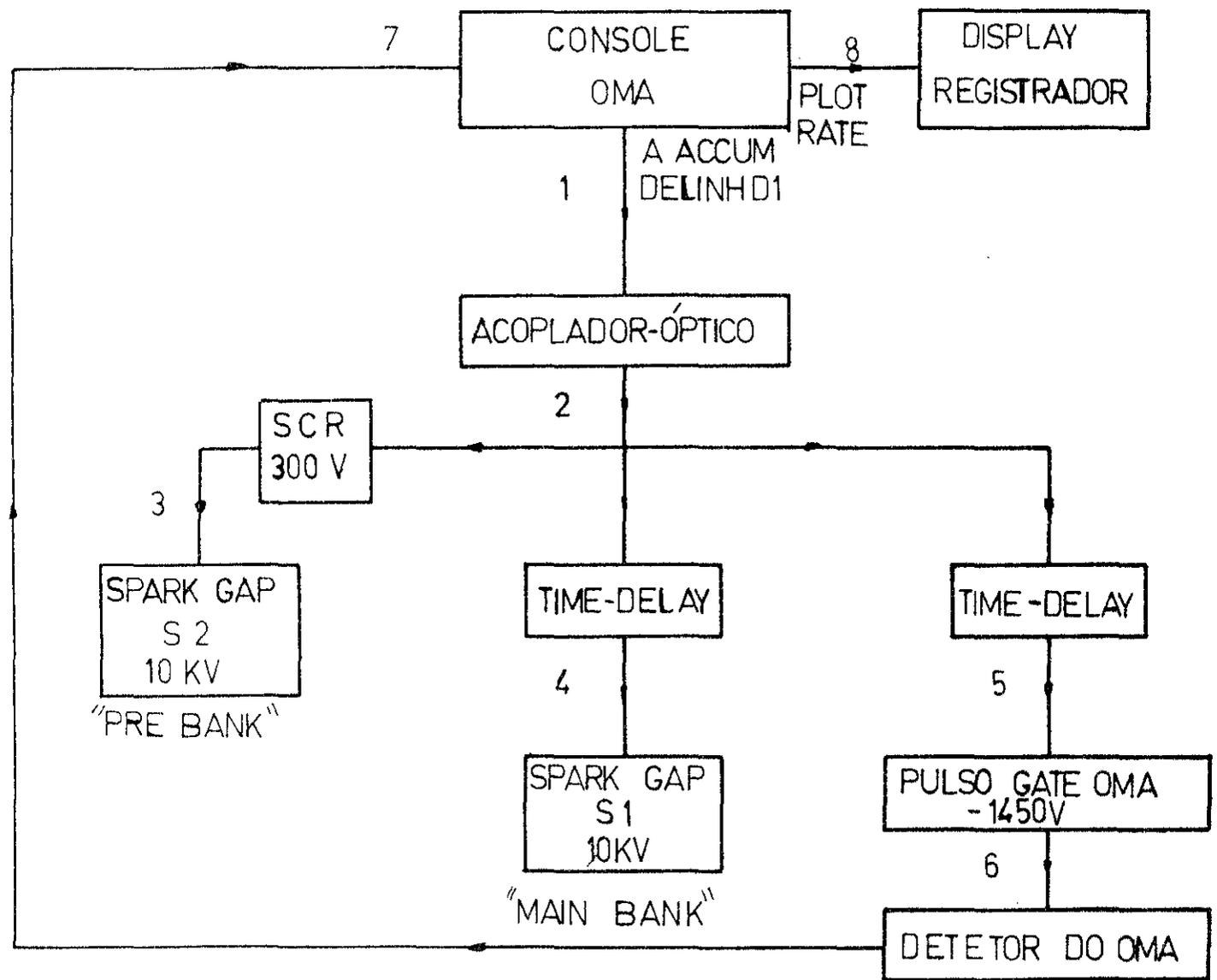


fig. (v.7)

rede de difração do espectrômetro.

Então a linha de interesse, após operações pré-determinadas no console do OMA é armazenada na memória A.

Armazena-se na memória B do OMA o "background" , disparando-se o theta pinch, sem se permitir que a luz proveniente do plasma entre no espectrômetro.

Aciona-se o comando que executa a operação A menos B.

Obtemos então o sinal sem o "background", e finalmente este sinal é registrado num display (osciloscópio) ou num registrador X,T.

Desta maneira podemos obter o perfil da linha emitida pelo plasma, em diferentes tempos, bastando para isto atuar no time delay que comanda o pulso do gate do OMA.

Foi feita dessa maneira uma varredura no tempo, obtendo-se o perfil da linha em vários instantes diferentes (em relação ao momento do disparo do banco principal de capacitores), obtendo-se desta maneira a evolução temporal da linha do HeII (íon do He) $\lambda = 4686 \text{ \AA}$.

DADOS EXPERIMENTAIS (OMA)

As tomadas dos dados foram feitas observando-se to dos os cuidados atrás mencionados, ou seja:

O sincronismo dos sistemas theta pinch - OMA e a utilização do gate do intensifier do detetor do OMA.

O pulso do gate foi fornecido por uma fonte COBER com as características abaixo:

corrente out put	potência (pulso)	largura do pulso (microsegundo)
11 A	24 KW	0.05 - 1000
3 A	6 KW	0.05 - 5000
1 A	2 KW	0.05 - 10000

tempo de subida - 30 - 100 ns (ã 200 V)

ajustável (10-90%) 15 - 100 ns (ã 500 V)

tempo de queda - 35 ns ou menos

razão de repetição - 1 pulso ã 1 MHz

polaridade - positiva ou negativa

jitter - menos que 5 ns

impedância - 250 Ohm (impedância de carga)

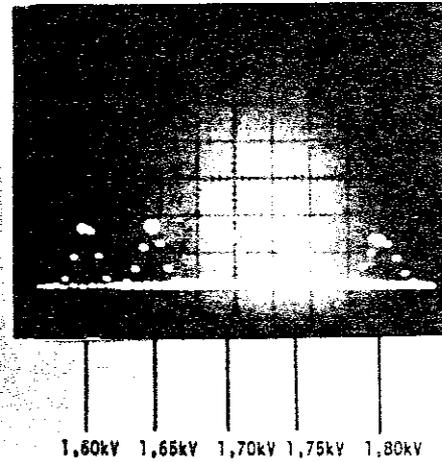
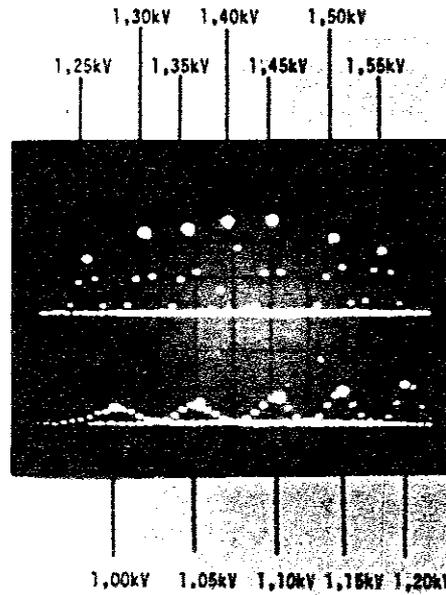
trigger - pulso quadrado 10 V (mínimo)

input power - 115 V - 60 Hz - fase simples - 8 A

Escolha da Amplitude do Pulso do "Gate"

Para se fazer a escolha do melhor pulso do "gate" ou melhor, da amplitude, já que a largura já havia sido estabelecida (300 ns) efetuou-se o seguinte:

ESCOLHA DA AMPLITUDE DO PULSO PARA O "GATE" DO OMA



REGISTROS DO "DISPLAY SCOPE" DO OMA
 $\lambda=6875\text{\AA}$ (He I) (lâmpada de He)
(FENDA DO SPECTRÔMETRO FIXA-30 μm)

Colocou-se diante da fenda de entrada do espectrômetro uma lâmpada de Hélio e selecionou-se uma linha desta última ($\lambda = 5875 \text{ \AA}$, He I).

Com o OMA operando no modo contínuo efetuou-se toda a focalização óptica-eleto-mecânica do sistema, obtendo-se assim as melhores condições de detecção.

Feito isto, passou-se a operar o OMA no modo "gated" mantendo-se todas as condições de focalização já determinadas.

Variou-se a tensão do pulso do gate e registrou-se os respectivos perfis de linha no "display scope". (Vide fotos).

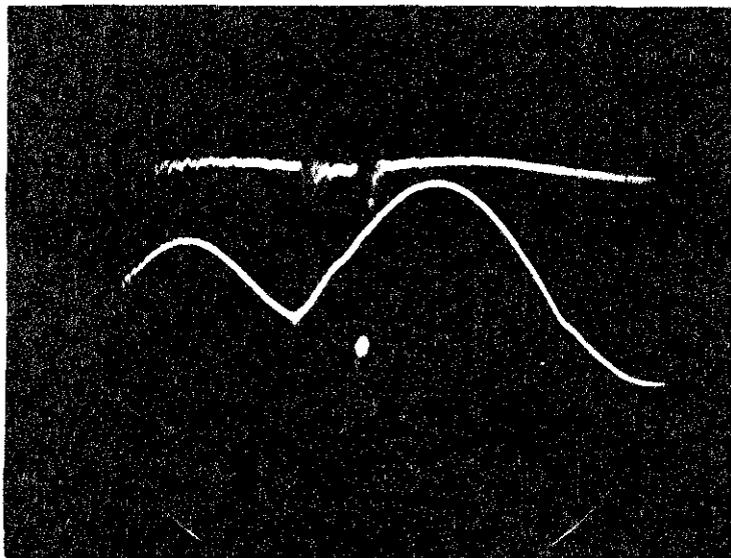
O melhor pulso é aquele que conserva a condição de focalização anteriormente determinada ou seja, é reproduzido no "display scope" o mesmo perfil de linha obtido com o OMA operando no modo contínuo.

Vemos nas fotos (V-5) e (V-6) os registros no "display scope" da linha de $\lambda = 5875 \text{ \AA}$ HeI (lâmpada de He) para diferentes amplitudes do pulso do gate do OMA.

O pulso que melhor reproduz o perfil obtido no modo contínuo do OMA é o de amplitude (-1450 V).

Utilizou-se uma sonda magnética externa para podermos monitorar o pulso do gate, ou seja, o sinal da sonda magnética era registrado juntamente com o sinal do pulso do gate (monitor) num osciloscópio TEKTRONIX (duplo feixe) provido de câmara fotográfica.

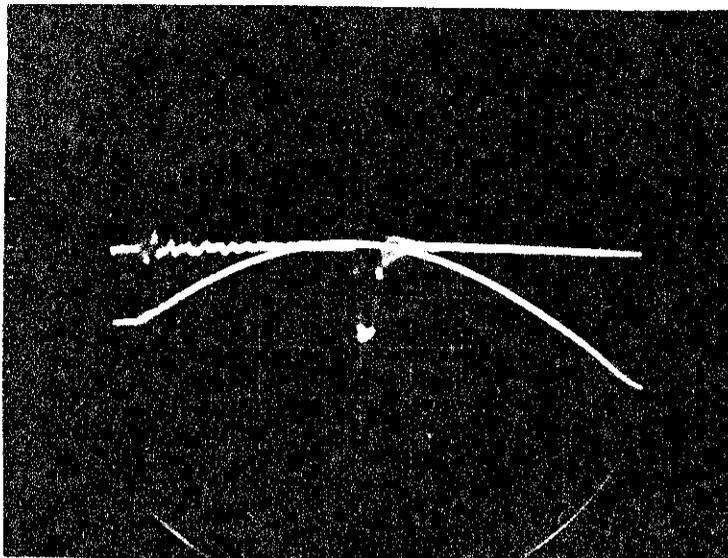
Dois dados típicos são mostrados a seguir:



2 μ s/div
5 V/div

O sinal superior mostra o pulso do gate e o inferior o sinal da sonda magnética.

O primeiro trecho da sonda magnética é devido ao banco de pré-ionização e o segundo ao banco do sistema principal.



Escalas: tempo - 1 μ s/div

voltagem - 5 V/div (sonda magnética)

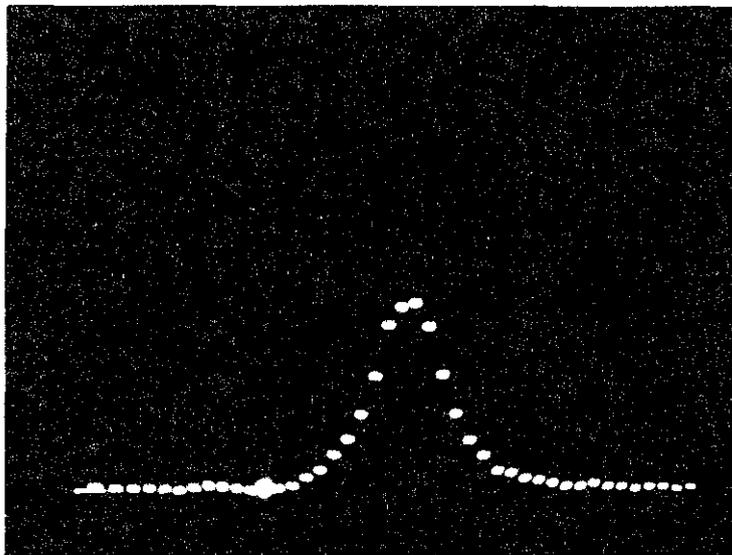
500 V/div (pulso)

As fotografias mostram o pulso do gate em diferentes instantes em relação ao sinal da sonda magnética.

Isto é possível atuando-se no time delay que dispara o gate.

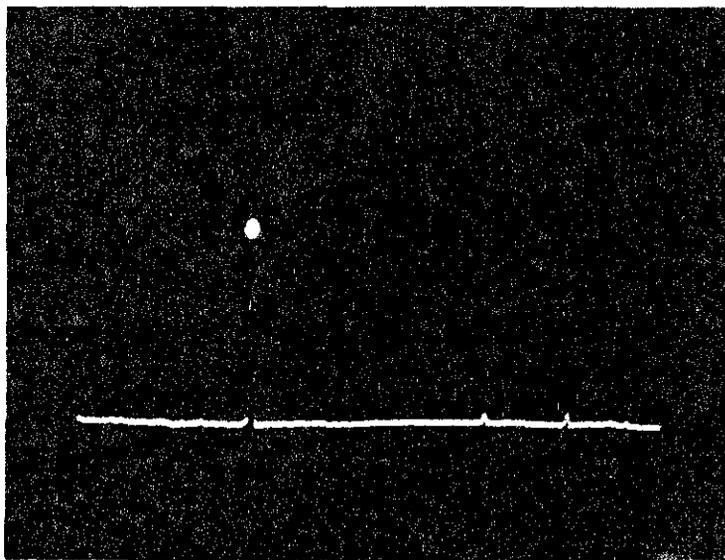
Desta maneira fiz uma varredura no tempo equivalente à $3/4$ do período do banco principal ou seja 13.5μ s e a largura da linha em cada instante foi determinada medindo-se a mesma sobre o perfil registrado pelo OMA num registrador - (Xt).

Um desses perfis é mostrado à seguir.



Na foto acima vemos o perfil da linha $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ (He II) registrado num "display scope" TEKTRONIX modelo 604.

Cada ponto representa um canal e a intensidade relativa da luz vista por este é dada pela altura do ponto luminoso em relação à linha base.



Nesta foto vemos linhas provinientes do tubo de descarga de um LASER de He-Ne.

A linha mais intensa corresponde a $\lambda = 3819,6 \text{ \AA}$ - (HeI h\u00e9lio neutro).

Aqui vemos todos os 500 canais (sem expans\u00e3o horizontal).

Vemos nas fotos seguintes (V-11) e (V-12) o perfil registrado no "display scope" e a respectiva posi\u00e7\u00e3o temporal do pulso do "gate" em rela\u00e7\u00e3o ao disparo do theta-pinch (sinal da sonda magn\u00e9tica sem integra\u00e7\u00e3o).

O perfil da linha \u00e9 apresentado expandido na horizontal (perfil superior) e sem expans\u00e3o onde podemos ver os 500 canais.

\u00c9 importante notar-se a n\u00e3o presen\u00e7a de outras linhas na vizinhan\u00e7a da medida.

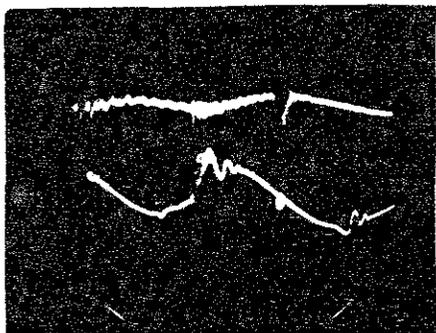


foto (v-11)

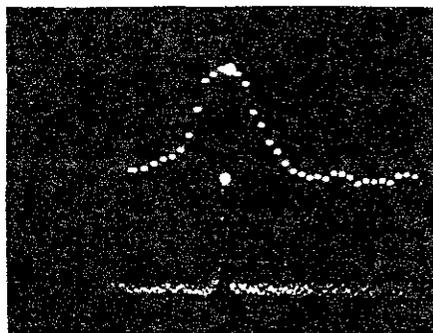
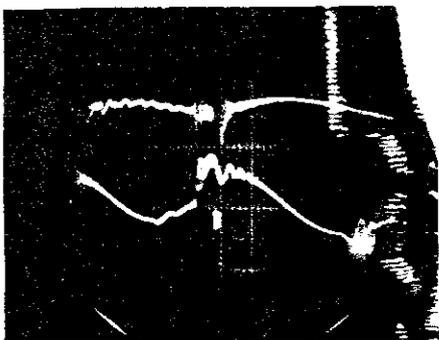


foto (v-12)

Perfil da linha $\lambda=4686 \text{ \AA}$ (He-II) registrado no "display scope" do OMA com e sem expansão horizontal e sua monitorização.

Isto é conseguido fazendo-se uma limpeza do sistema após cada descarga, evacuando-se o mesmo até uma pressão razoavelmente baixa ($\sim 10^{-5}$ torr).

Quando não efetuamos a troca de gás e a limpeza do sistema, linhas expúrias começam a surgir, prejudicando, a medida da linha de interesse como é mostrado nas fotos - (V-13) e (V-14).



2 ns/div.
1 V/div.
MONITOR

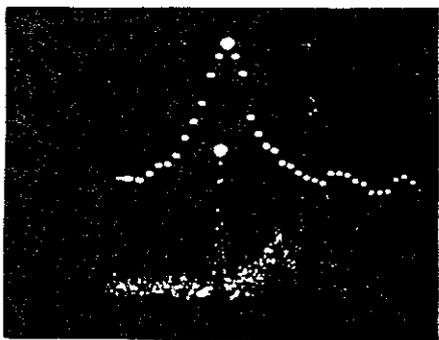


foto (v-13)



foto (v-14)

Perfil da linha $\lambda=4686 \text{ \AA}$ registrados pelo OMA sem a pr \e vacua \c o do sistema Theta-Pinch.

C) O Imacon - Image Converter Camera

O IMACON é uma câmera especial capaz de registrar eventos luminosos de curtíssimo tempo sobre filmes comuns, POLAROID 47 (de 3000 asas).

O IMACON pode operar em dois modos diferentes:

- 1) Modo Framing.
- 2) Modo Streak.

1) MODO FRAMING

No modo Framing, o evento é registrado numa série de quadros (frames) sobre uma chapa polaroid, sendo que cada quadro corresponde a uma exposição de uns poucos nanossegundos, do fotocátodo.

O tubo de imagem (IMACON tube) tem três pares de placas defletoras no espaço entre o ânodo e a tela (drift space) como mostrado na figura (V-8).

O princípio de funcionamento desta câmera pode ser de uma maneira sucinta dada como segue:

Ao ser impressionado pela luz, o fotocátodo emite fotoelétrons que são acelerados até o ânodo, o qual é perfurado e permite a passagem do feixe eletrônico assim formado através de si mesmo.

Simultaneamente o feixe é focalizado sobre uma placa perfurada que é parte constituinte do obturador da câmera.

Entre esta placa e o ânodo existe um par de placas dispostas horizontalmente (shutter plates) que juntamente com a placa perfurada constitui o obturador propriamente

DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DO IMACON

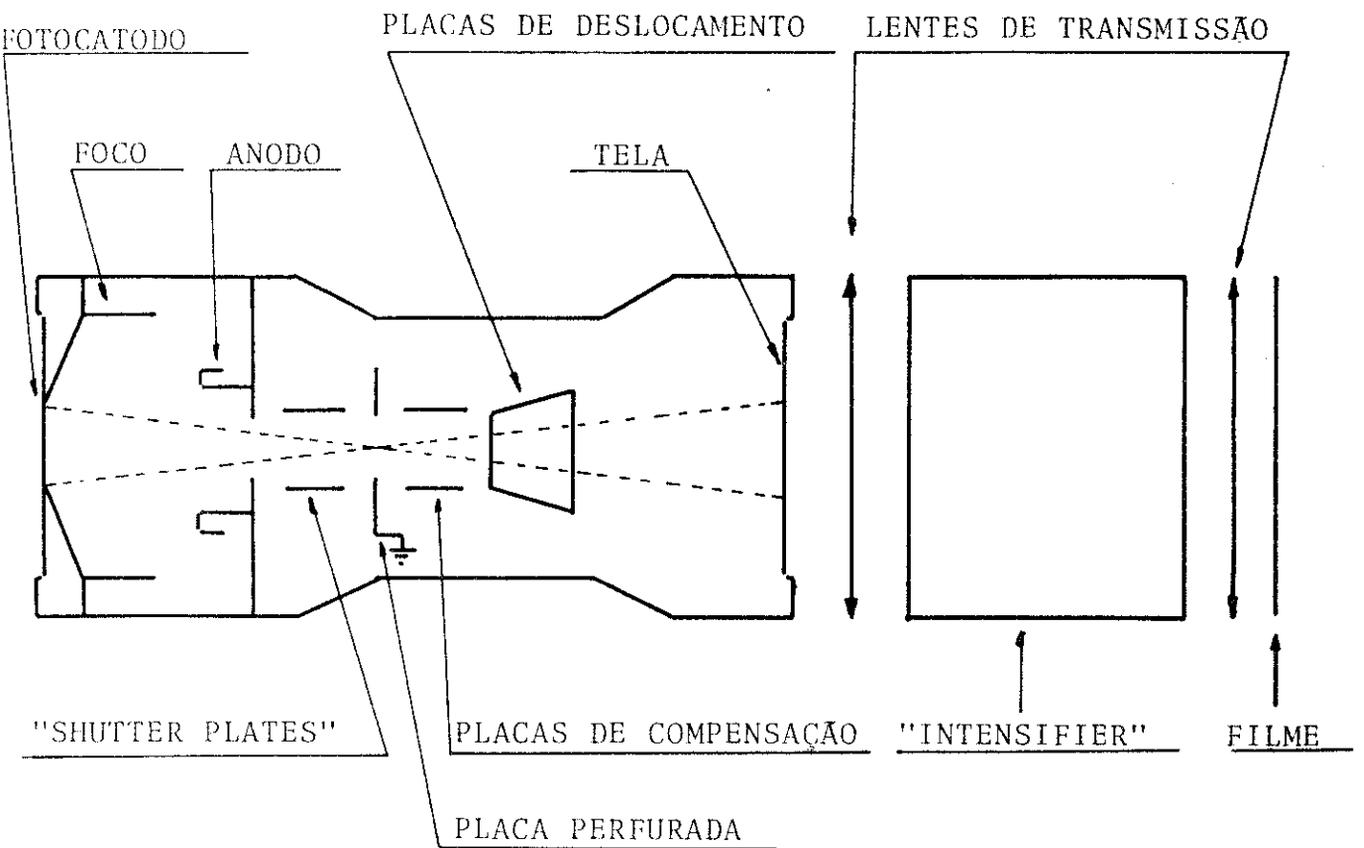


fig. (v.8)

dito.

Atrás desta placa perfurada encontramos mais dois pares de placas, dispostas como indicado na figura (V-8), e são denominados respectivamente placas compensadoras e placas de deslocamento, e finalmente atrás destas últimas encontramos uma tela de material fosforescente.

Obturações repetitivas são obtidas pela deflexão do feixe de elétrons, repetitivamente através da abertura na placa de metal situada numa posição centralizada no tubo.

Para isso, aplicamos nessas placas (shutter plates) uma onda senoidal.

O campo elétrico assim criado defletirá o feixe para cima e para baixo, fazendo com que o mesmo seja obstruído ou não pela placa perfurada.

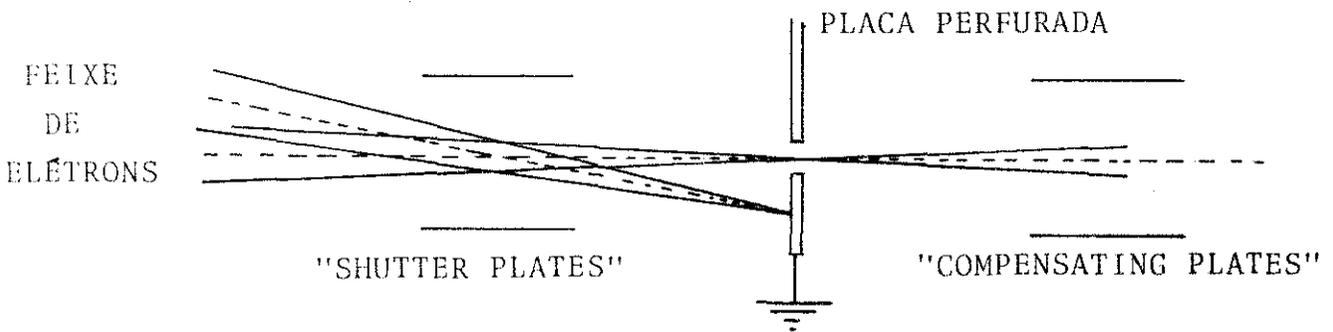


fig. (v.9)

Para se obter uma imagem estática na tela fosforescente, aplicamos nas placas de compensação uma onda senoidal idêntica à anterior com uma pequena diferença de fase em relação àquela outra, com isso, obteremos na tela uma figura do tipo. Figura (V-10).

Observe-se que nas senóides, numa vizinhança dos pontos de intersecção das mesmas entre si, o efeito resultante sobre o feixe é aproximadamente uma constante, ou se-

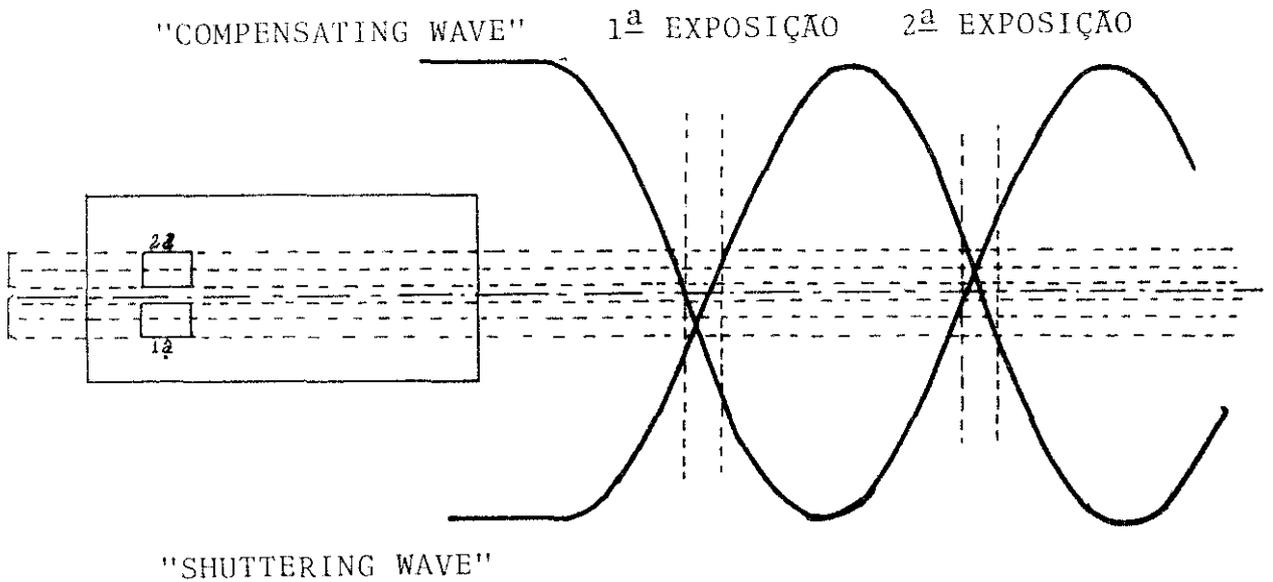


fig. (v.10)

ja, nestes pontos as duas senóides podem ser aproximadas por uma reta.

Então, o deslocamento devido às placas (shutter plates) é compensado pelo deslocamento devido às placas de compensação e o feixe fica estável ("parado") por um pequeno intervalo de tempo processando-se assim uma pequena exposição da tela fosforescente ao feixe de elétrons, ora numa posição deslocada para baixo, ora numa posição deslocada para cima.

Nestas condições teremos apenas dois quadros (frames), um em baixo e outro em cima, sobre a tela, vide figura acima.

Podemos obter um deslocamento na horizontal destes dois frames, evitando-se sobreposições de imagens na tela, bastando para isso a aplicação de um sinal com a forma de degrais de uma escada (staircase) nas placas de deslocamento. Obtemos finalmente uma imagem na tela fosforescente

semelhante à figura seguinte.

Esta imagem é enviada à um estágio intensificador (intensifier) semelhante ao do OMA e posteriormente registrada em filmes polaroid.

"COMPENSATING WAVE"

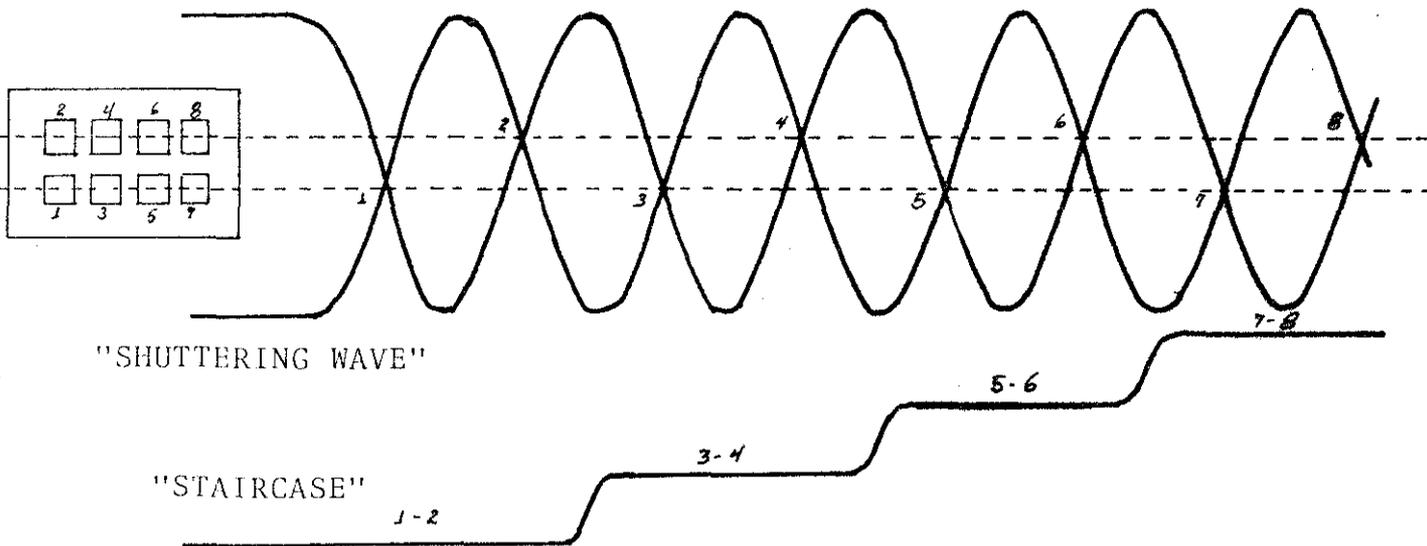


fig. (v.11)

O número de frames variará com a frequência das senóides aplicadas nas placas de compensação e shutter e também com o número de steps do sinal staircase, sendo esta variação de 8 frames à 50 frames por chapa.

Dispomos no laboratório de 4 "plug ins" para o modo framing com as seguintes velocidades:

5×10^6 frames/seg.; 2×10^6 frames/seg.; 10^6 frames/seg.; 5×10^5 frames/seg.

O tempo de exposição de cada frame é igual à $1/5$ do tempo interframe e para os nossos plug-ins temos:

velocidade	tempo interframes	tempo de cada frame
5×10^6 frames/s	0.2×10^{-6} seg	40 ns
2×10^6 frames/s	0.5×10^{-6} seg	100 ns
1×10^6 frames/s	1.0×10^{-6} seg	200 ns
5×10^5 frames/s	0.2×10^{-5} seg	400 ns

2) O MODO STREAK

Neste modo mantemos as placas "shutter plates" e as de compensação em fase entre si, e no lugar de um sinal staircase, aplicamos uma rampa nas placas de deslocamento.

Desta maneira teremos na horizontal a representação do tempo, e a evolução do evento luminoso ficará representada nesta mesma direção.

Quando trabalhamos em física de plasma, usando o IMACON no modo streak, utilizamos uma fenda na frente da lente coletora da câmera.

Dispomos em nosso laboratório de um plug in streak, variável de $1 \mu\text{s}$ a $10 \mu\text{s}$ por centímetro.

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL THETA PINCH - IMACON

Uma vez carregados os bancos de capacitores, é injetado no tubo de pirex o gás de interesse, no nosso caso He, por intermédio de um sistema automático de controle de pressão.

Uma vez atingida a pressão desejada, o gás é pré-ionizado através de um campo de rádio frequência (RF -

MONTAGEM-THETA PINCH-IMACON

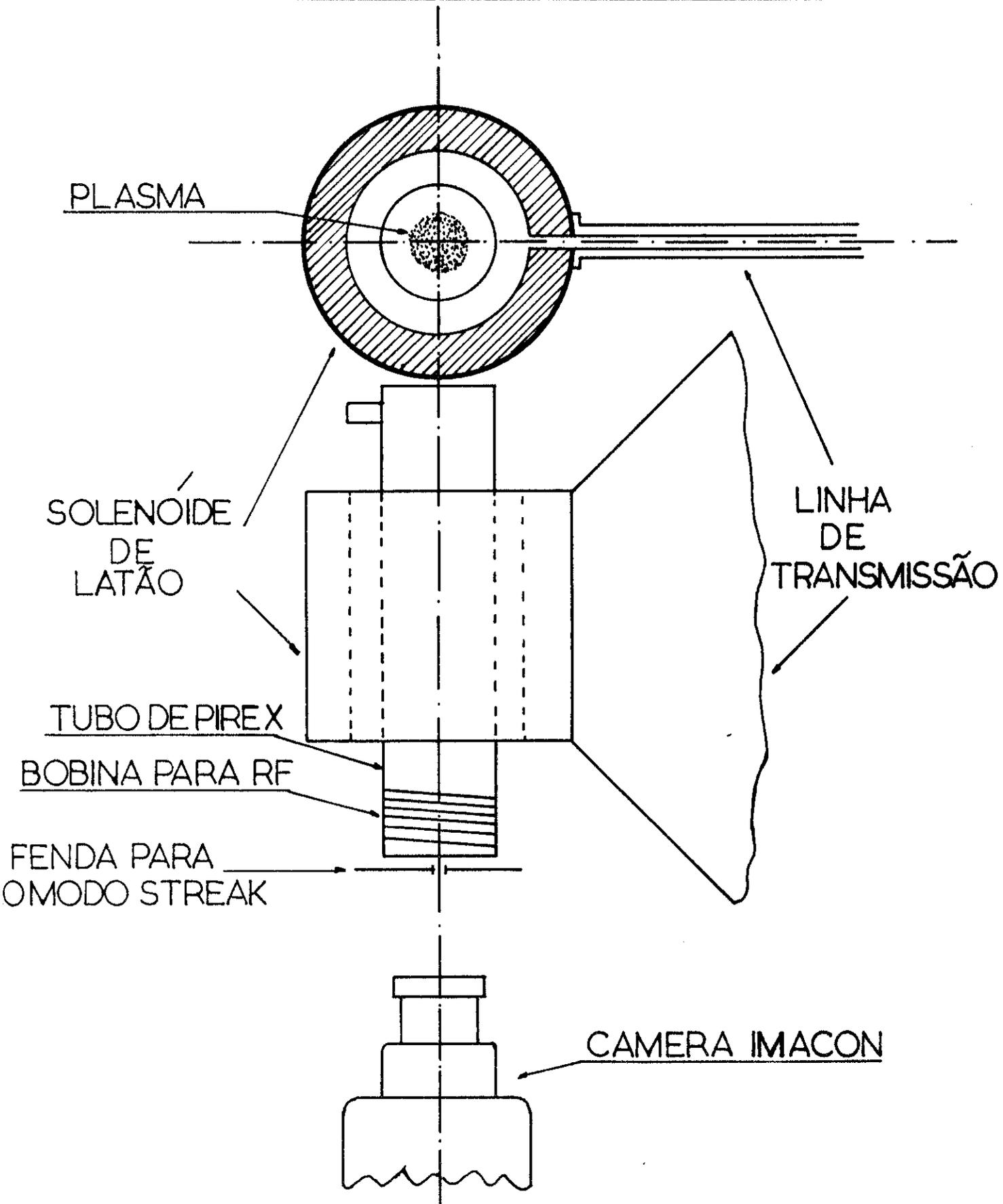


fig. (v.12)

SEQUÊNCIA OPERACIONAL THETA PINCH-IMACON

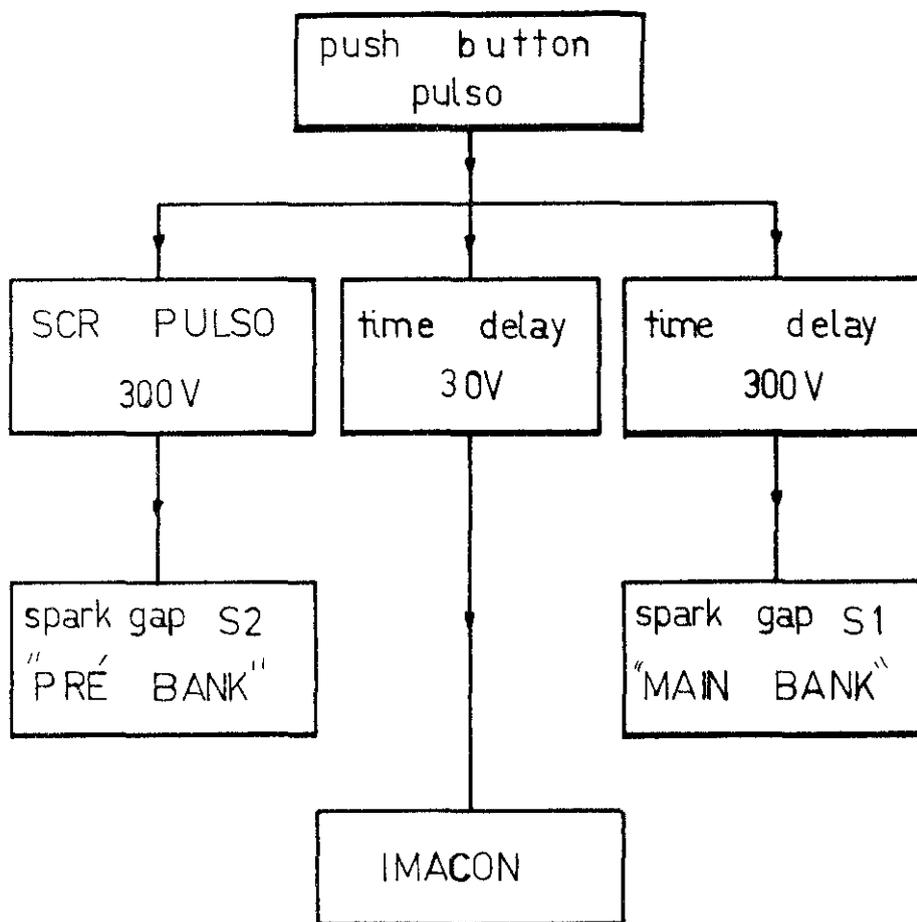


fig. (v.13)

-17 MHz-100 W).

Logo a seguir é acionado um gerador de pulso(push button) que dispara um SCR dando origem a um pulso de 300V que dispara a chave spark-gap S2 que comanda o sistema de pré-ionização.

Simultaneamente o pulso original sofre um atraso conveniente (time delay) e o pulso deste último dispara a chave spark-gap S1 que aciona o banco principal de capacitores.

Concomitantemente, o pulso original é enviado a um outro gerador de atraso (time delay) onde sofre um "delay" adequado para se acionar o IMAGON no tempo pré-escolhido, permitindo assim a observação do plasma em diferentes instantes.

O "trigger" do IMACON é monitorado através de uma sonda magnética e do pulso do time delay.

DADOS EXPERIMENTAIS (IMACON)

A câmara IMACON presta-se excelentemente para a observação da dinâmica do Theta Pinch.

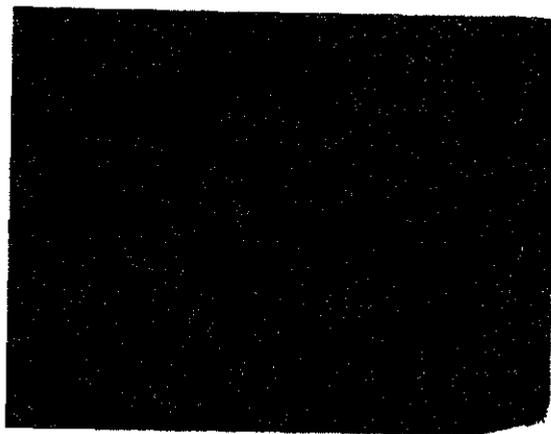
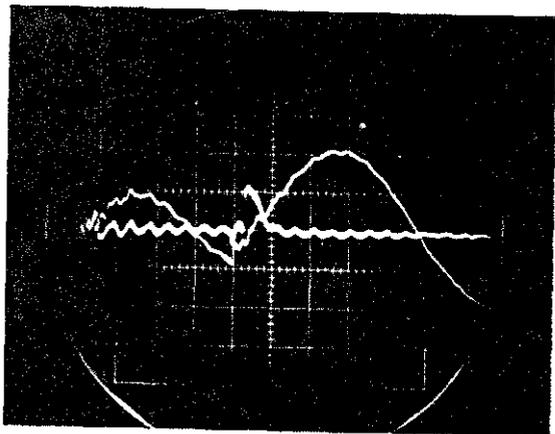
Tanto no modo streak como no modo framing, podemos observar nos instantes iniciais um anel luminoso deslocando-se à partir da parede do tubo de pirex em direção ao centro do mesmo.

Observe-se que a camada luminosa após atingir o centro é comprimida (diminuição do diâmetro da coluna) e logo a seguir se expande ligeiramente, voltando a ser comprimida novamente, executando assim uma oscilação radial caracterizando o equilíbrio de forças nestes instantes, ou seja, o pistão magnético comprime o plasma mas a pressão interna (cinética mais a magnética sendo esta última devida ao campo magnético aprisionado "trapped field") equilibra a força externa exercida pelo pistão.

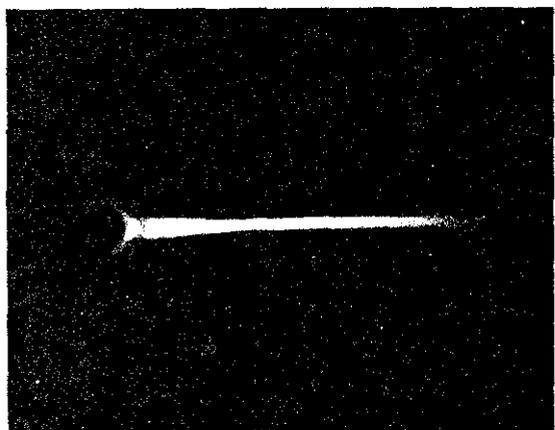
A coluna de plasma formada, em alguns casos se rompe devido à instabilidades (flute instabilities) que surgem dependendo das condições iniciais de pressão e da polarização do campo magnético difuso o qual será aprisionado pelo plasma em implosão.

Em outras ocasiões observa-se a rotação da coluna de plasma; notamos ainda que a velocidade do pistão magnético é inversamente proporcional à pressão inicial (filling pressure).

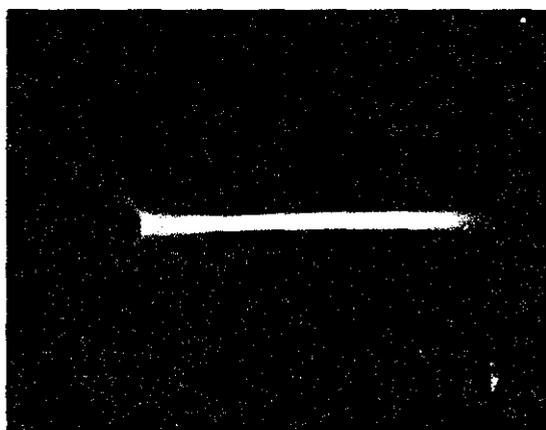
Nas fotos ampliadas observamos instabilidades tipo flute de alto modo, ou seja, o anel luminoso se apresenta estriado durante a implosão.



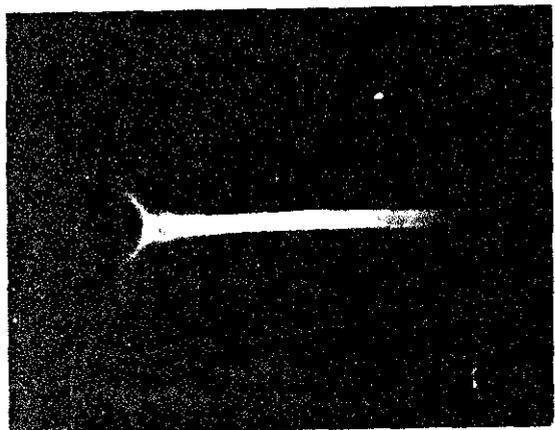
30 mT



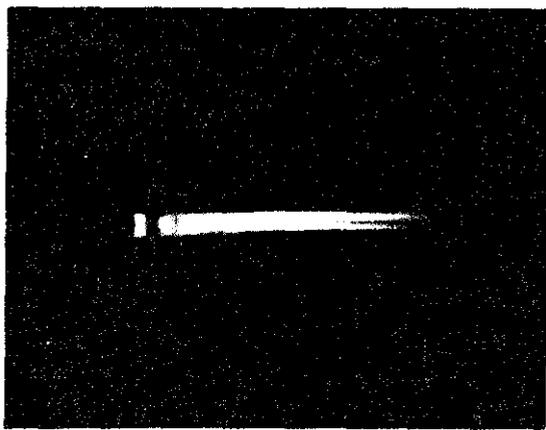
40 mT



50 mT



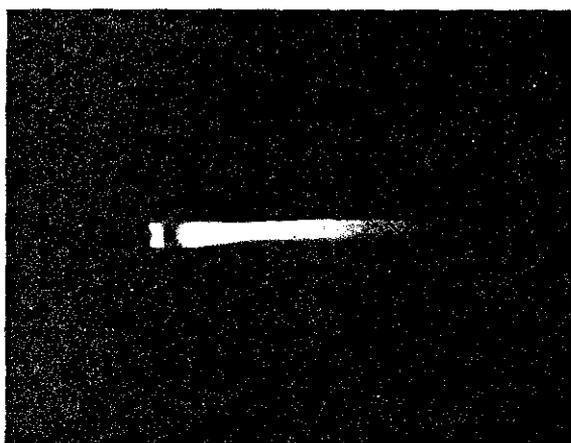
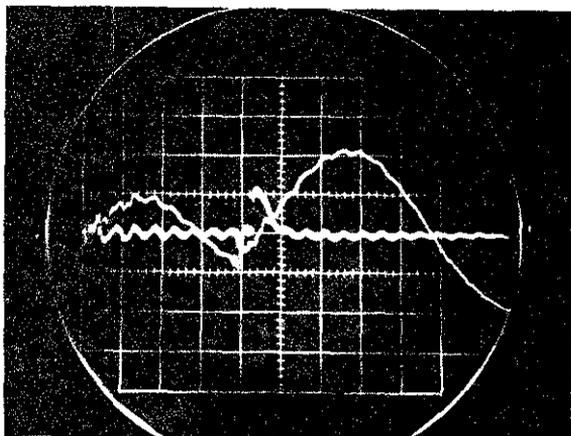
60 mT



70 mT

DADOS I FOTO (V-15)

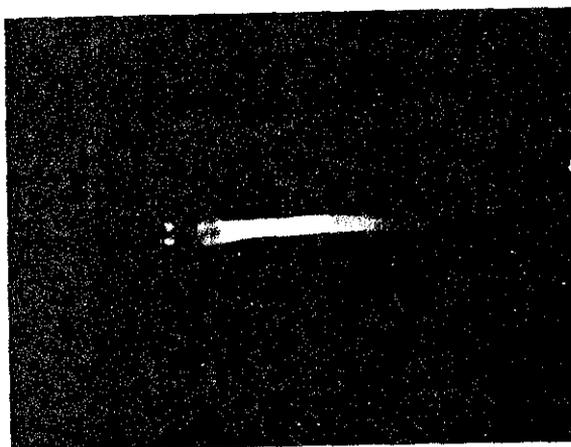
Escala Temporal : 1,35 μ s/cm



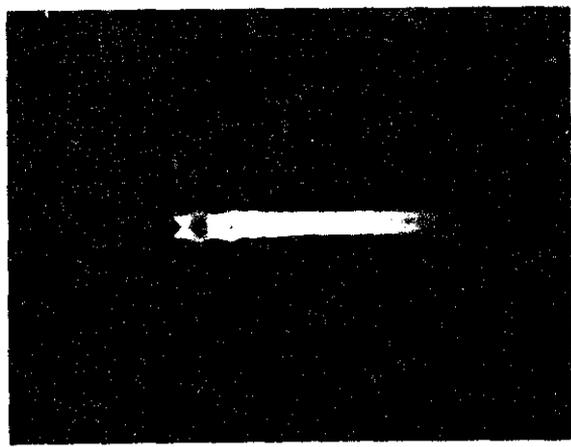
80 mT



90 mT



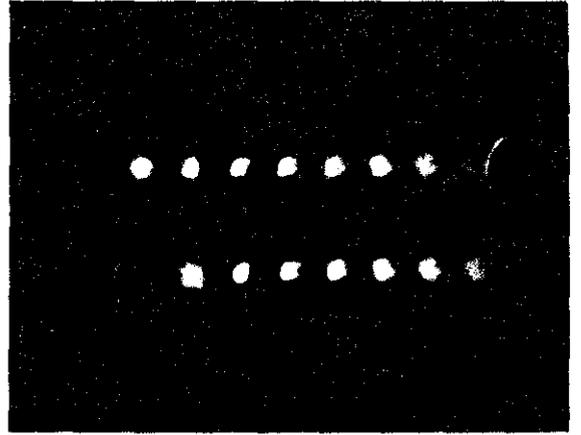
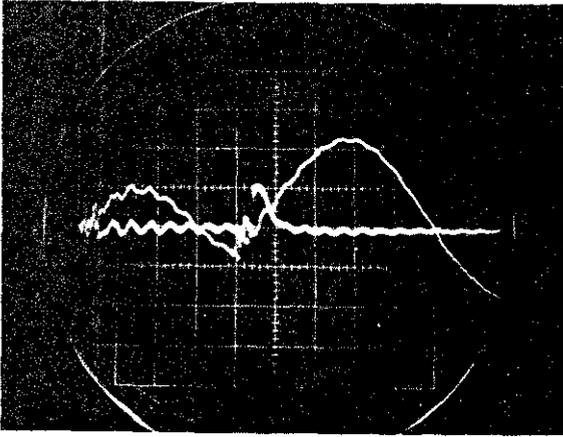
100 mT



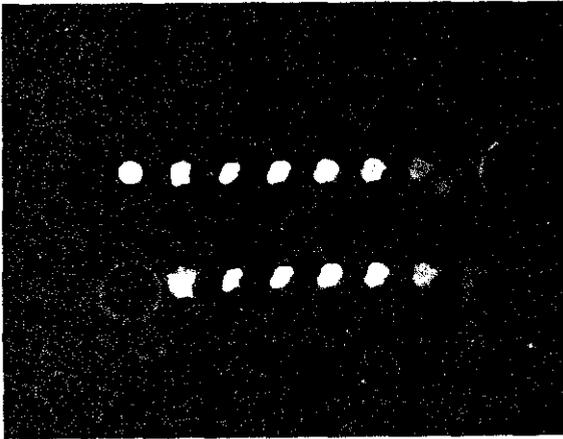
150 mT

DADOS II FOTO (V-16)

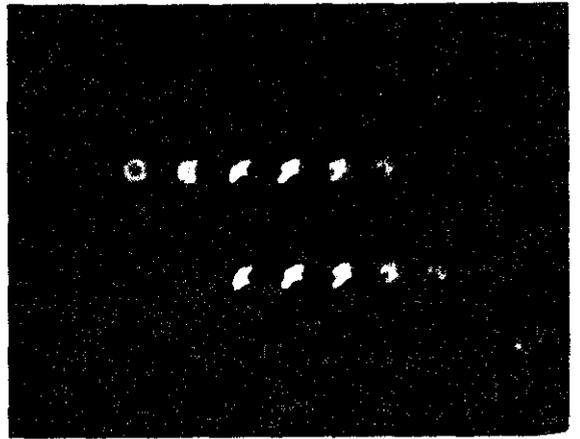
Escala Temporal : 1,35 μ s/cm



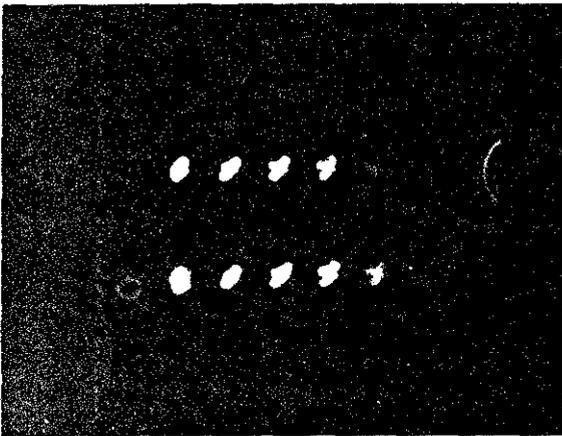
80 mT



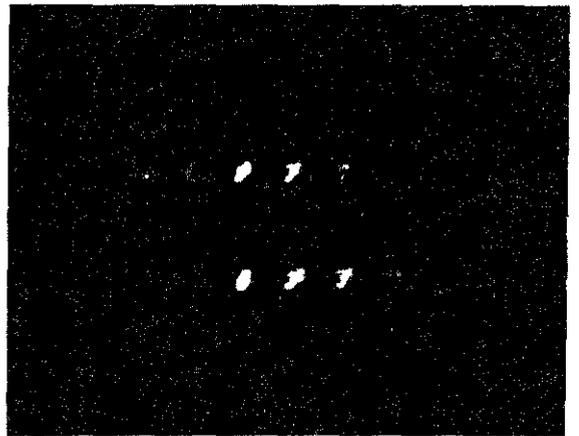
90 mT



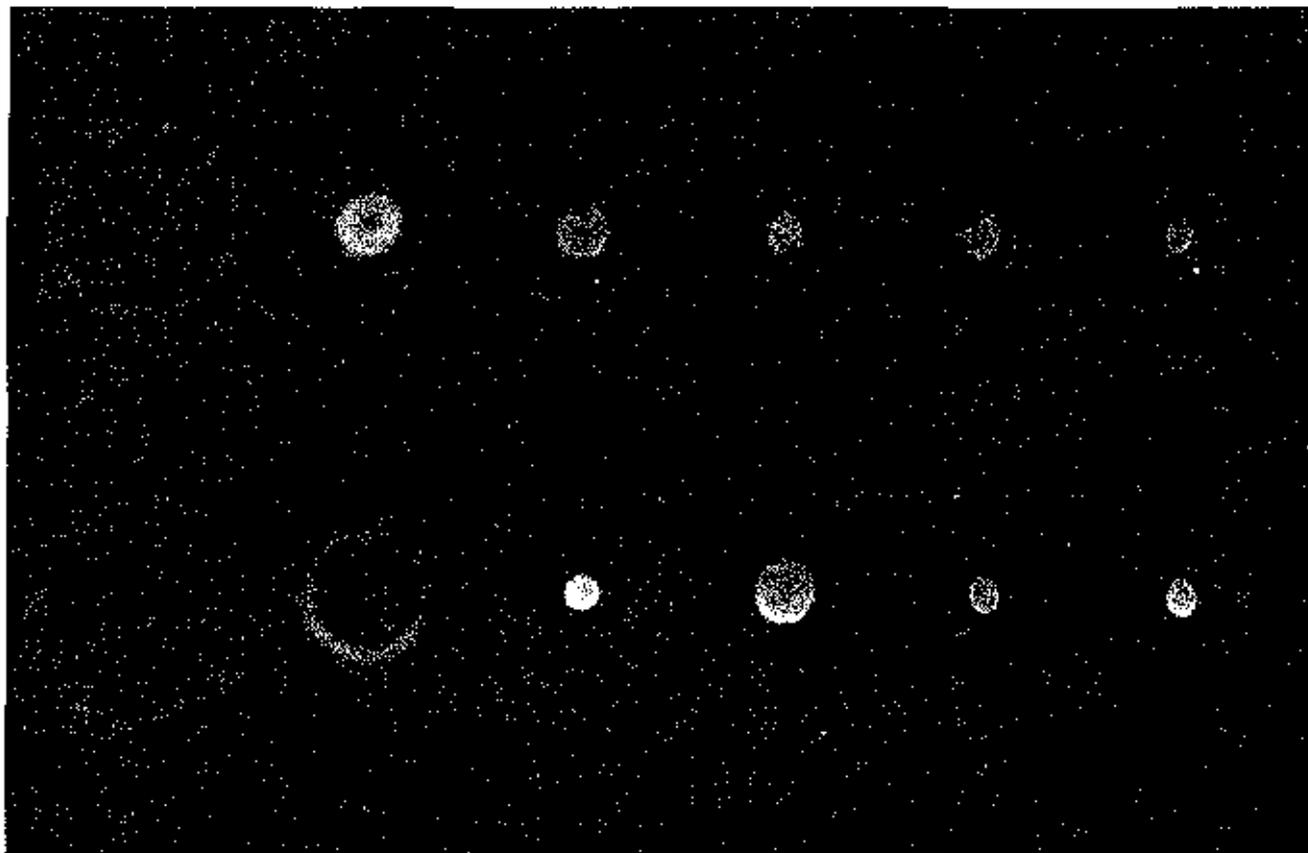
90 mT



90 mT

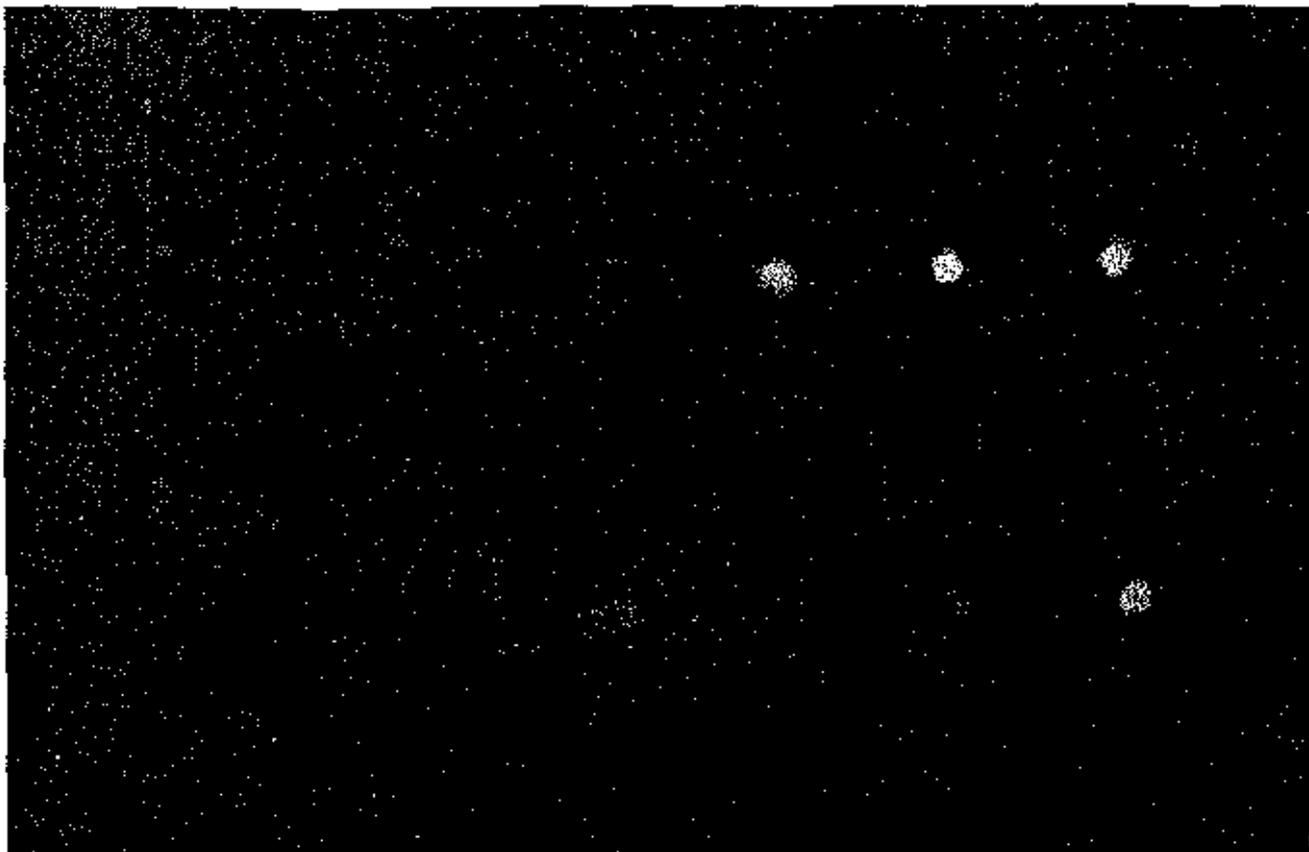


90 mT



Modo Framing (end on)
Plugin 5×10^6 frames/seg.
Tempo Interframes 200 ns
Pressão 150 mforr
Gás Hélio (He)

DADOS IV FOTO (V-18)



Modo Framing (end on)
Plugin 5×10^6 frames/seg.
Tempo Interframes 200 ns
Tempo de cada Frame 40 ns
Pressão 70 mTorr
Gás Hélio (He)

DADOS I-II FOTOS (V-15) e (V-16)

Nestes conjuntos de dados, os oscilogramas nos cantos esquerdos superiores, mostram os sinais da sonda magnética e o pulso do gerador time delay (monitor), que dispara o IMACON, ou seja o pulso marca o instante inicial $t=0$.

As sequências fotográficas mostram dados no modo Streak ($1\mu\text{s}$ por cm), sendo que foram obtidas à diferentes pressões iniciais.

Observa-se a diferença nos instantes iniciais (o tempo evolui da esquerda para a direita) entre as diferentes fotografias.

À baixa pressão, 30 mTorr, o choque se propaga rapidamente e atinge o centro do tubo, à medida que vamos aumentando a pressão inicial e conseqüentemente a densidade inicial, a implosão se torna mais lenta (note a mudança na curvatura do sinal luminoso na fotografia).

Até 60 mTorr observa-se uma coluna de plasma bastante estável e à partir de 70 mTorr começam a surgir instabilidades que rompem a coluna de plasma, principalmente à 90 mTorr.

Estas instabilidades são melhor observadas no modo framing como nos dados III foto (V-17) e observa-se que são instabilidades do tipo "flute".

A 150 mTorr podemos observar várias oscilações do plasma comprimido.

Os oscilogramas apresentam a escala temporal (horizontal) de $1\mu\text{s}/\text{cm}$.

Note que as fotografias foram reduzidas sendo portanto inválida a escala $1\mu\text{s}/\text{cm}$. Esta escala só é válida na fotografia original, mas podemos fazer uma conversão sabendo-se que na fotografia original as linhas horizontais do oscilograma medem 0.675 cm/div e supondo-se que a redução tenha sido uniforme e linear.

Nos dados III foto (V-17) vemos diversas fotos com o IMACON no modo framing (plugin 2×10^6 frames/seg) onde a coluna de plasma se instabiliza rompendo-se.

Convém lembrarmos que todos os dados aqui apresentados foram obtidos com o IMACON observando na direção axial (end on), em relação ao eixo do tubo de pirex, e que no modo Streak é utilizada uma fenda de $1,5\text{ mm}$ na frente deste tubo.

DADO I V FOTOS (V-18) e (V-19)

Nestes dados vemos fotos no modo framing sob as mesmas condições iniciais quanto ao disparo do banco principal de capacitores em relação ao disparo do sistema de pré-ionização e o disparo do IMACON em relação a estes últimos, mas a diferentes pressões iniciais.

As fotos foram aplanadas para melhor observarmos a instabilidade durante a implosão, facilitando assim a contagem do número de estrias. Foram tiradas fotos a 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100 e 150 mTorr.

Foi utilizado o plugin 5×10^6 frames/seg.

Note-se que a 150 mTorr torna-se difícil a conta-

gem do número de estrias devido ao fato do mesmo ser muito alto.

Nesta foto (a 150 mTorr), percebemos perfeitamente a oscilação do plasma.

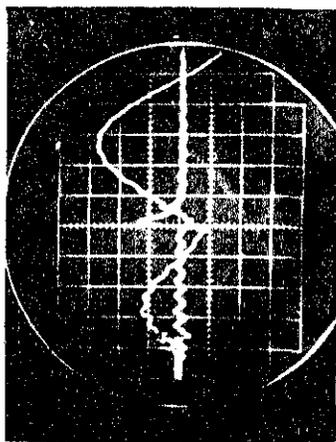
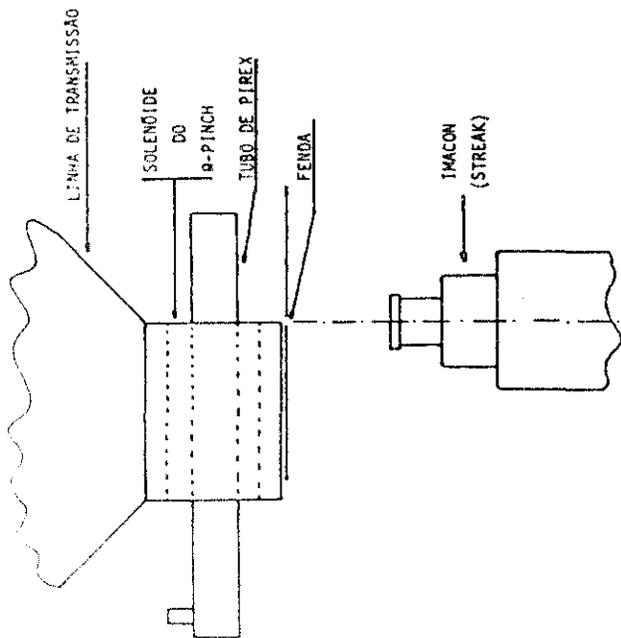
A evolução temporal no modo framing se efetua como mostra a figura abaixo.

DADO V FOTO (V-20)

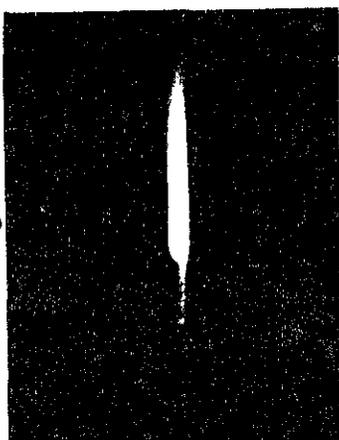
Vemos no dado número V (foto (V-20)) uma fotografia com o IMACON operando no modo Streak e disposto na direção radial e focalizado de tal maneira que a câmera só "enxerga" na direção tangente à borda do solenóide do theta-pinch.

Note-se que temos a perda das partículas confinadas somente após um certo intervalo de tempo, ou seja, está havendo no sistema o efeito de auto confinamento.

Dados V foto (v-20)



2ps/div.
MONITOR



1μs/cm
PRESSÃO $1,5 \times 10^{-1}$ Torr (He)

CAPÍTULO VI

Análise dos Dados1) Espectroscopia no Visível (OMA)

O perfil de linha obtido experimentalmente pode ser considerado como foi mencionado no capítulo (IV) como a convolução de dois efeitos principais que são: O efeito Doppler e o efeito Stark linear.

Para se obter a temperatura iônica e a densidade eletrônica a partir destes efeitos, devemos obter do perfil experimental a contribuição de cada um, ou seja, devemos efetuar a convolução inversa (unfolding) do perfil experimental.

Este procedimento só é possível pois como foi visto, os efeitos Doppler e Stark tem origens independentes.

O processo da desconvolução foi efetuado como segue:

Sabemos que o alargamento Doppler é muito sensível à temperatura e que o alargamento Stark não. Então; primeiramente supusemos que a largura da linha (largura à meia intensidade) experimental fosse devida somente ao efeito Doppler.

Dessa maneira calculou-se uma temperatura máxima $T_{\text{máx}}$ devida ao efeito Doppler.

De posse desta temperatura máxima $T_{\text{máx}}$, determinou-se várias Gaussianas a partir de $T_{\text{máx}}/3$ até $T_{\text{máx}}$ de 10 eV em 10 eV e obteve-se as Lorentzianas correspondentes

de tal maneira que a convolução da Gaussiana e da Lorentziana desse a largura à meia intensidade igual ao valor experimental.

Para a escolha do par de funções correto, plotou-se sobre um perfil experimental o resultado de todas as convoluções entre as Gaussianas e Lorentzianas correspondentes entre $T_{\text{máx}}/3$ e $T_{\text{máx}}$.

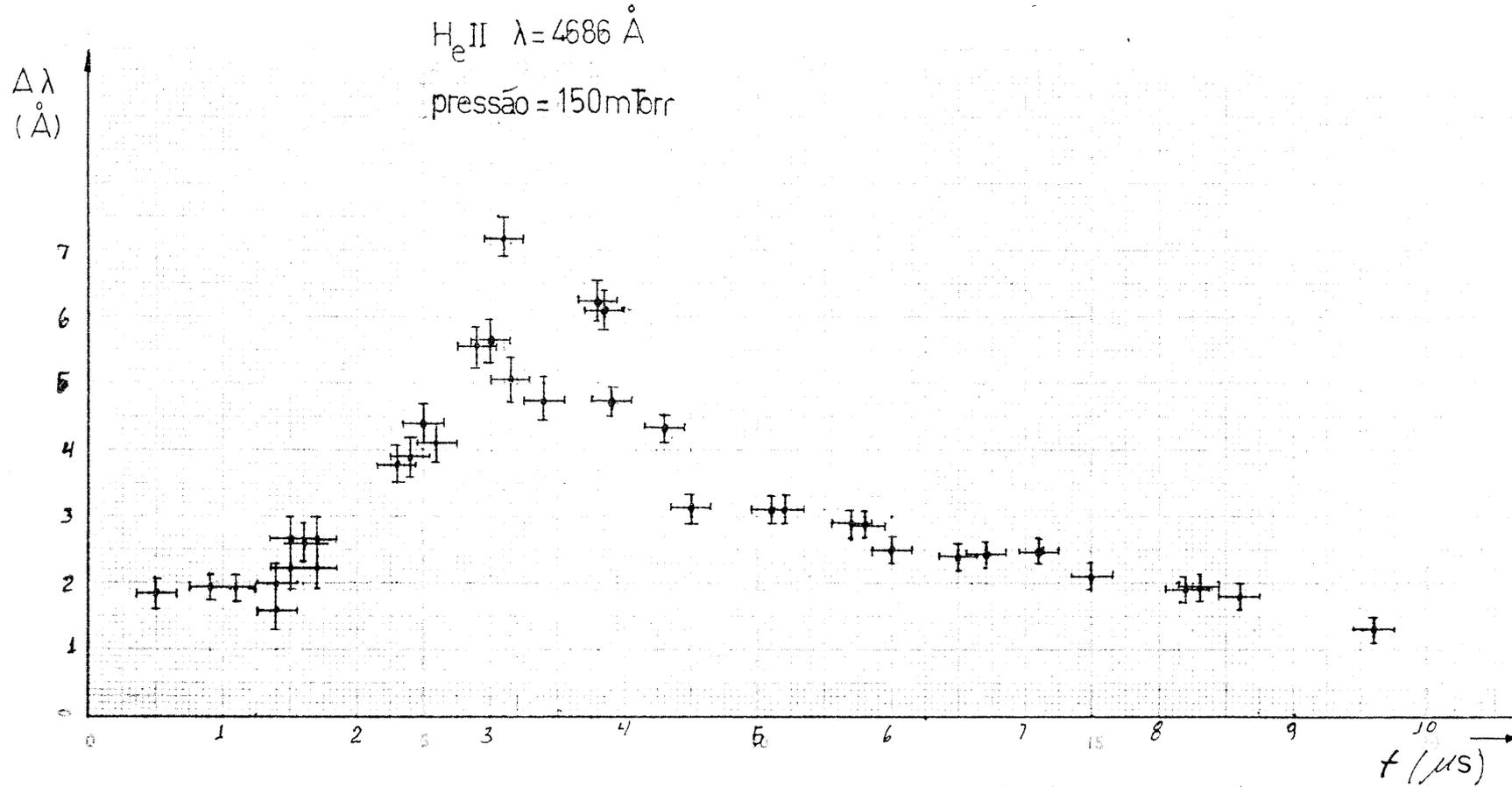
O par considerado o correto foi aquele cujo resultado da convolução entre as funções (Gaussiana e Lorentziana) melhor se ajustou ao perfil experimental.

O método acima pode ser considerado bom pois, em todos os casos (todos os perfis obtidos experimentalmente) sempre houve um par entre $T_{\text{máx}}/3$ e $T_{\text{máx}}$ o qual se ajustava melhor dentre todos aqueles calculados (10 eV em 10 eV) ao perfil medido, caso não houvesse tal par, tomaríamos um intervalo maior de temperaturas por exemplo $T_{\text{máx}}/4$ a $T_{\text{máx}}$ e para um ajuste mais fino, poderíamos tomar passos menores na temperatura por exemplo de 5 eV em 5 eV.

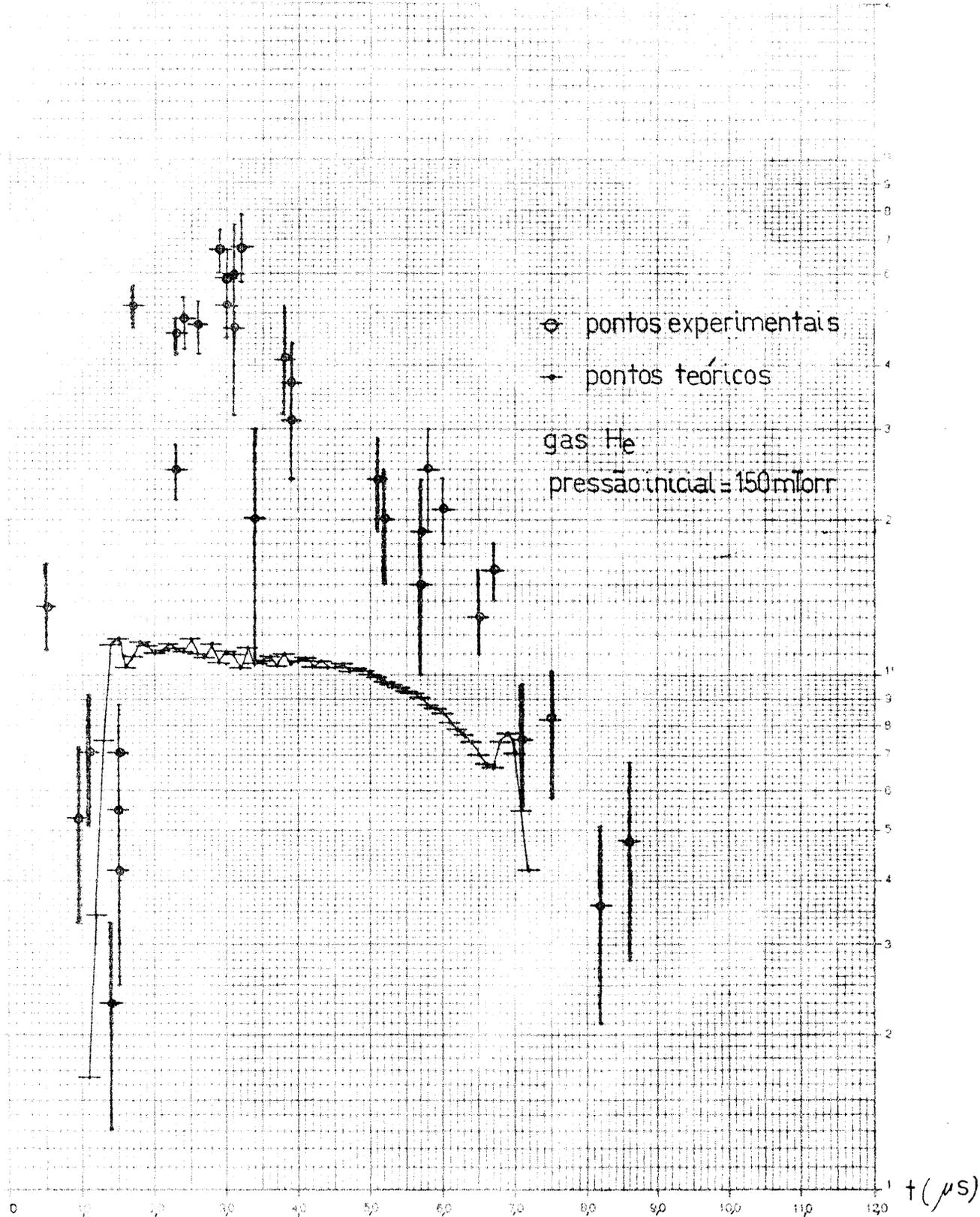
Para cada perfil experimental, mediu-se a largura à meia intensidade e a intensidade máxima afim de normalizarmos os perfis teóricos, facilitando-se assim a comparação entre ambos.

Desta maneira a partir da evolução temporal da linha $\Delta\lambda(t)$ medido (gráfico), obtivemos as evoluções temporais da temperatura iônica e da densidade eletrônica do plasma formado no sistema θ -pinch.

evolução temporal da linha $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ (semi largura do perfil experimental)
 He II



Evolução temporal da linha $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ (He II), cada ponto representa a largura à meia altura de um perfil da linha $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ emitida pelo plasma gerado no sistema Theta-Pinch e registrado pelo OMA. Vide observação anexa quanto às barras de erro.

$n_e(\text{cm}^{-3})$ 10^{17}
 10^{16}
 10^{15} 10^{16}
 10^{15} 10^{15} 

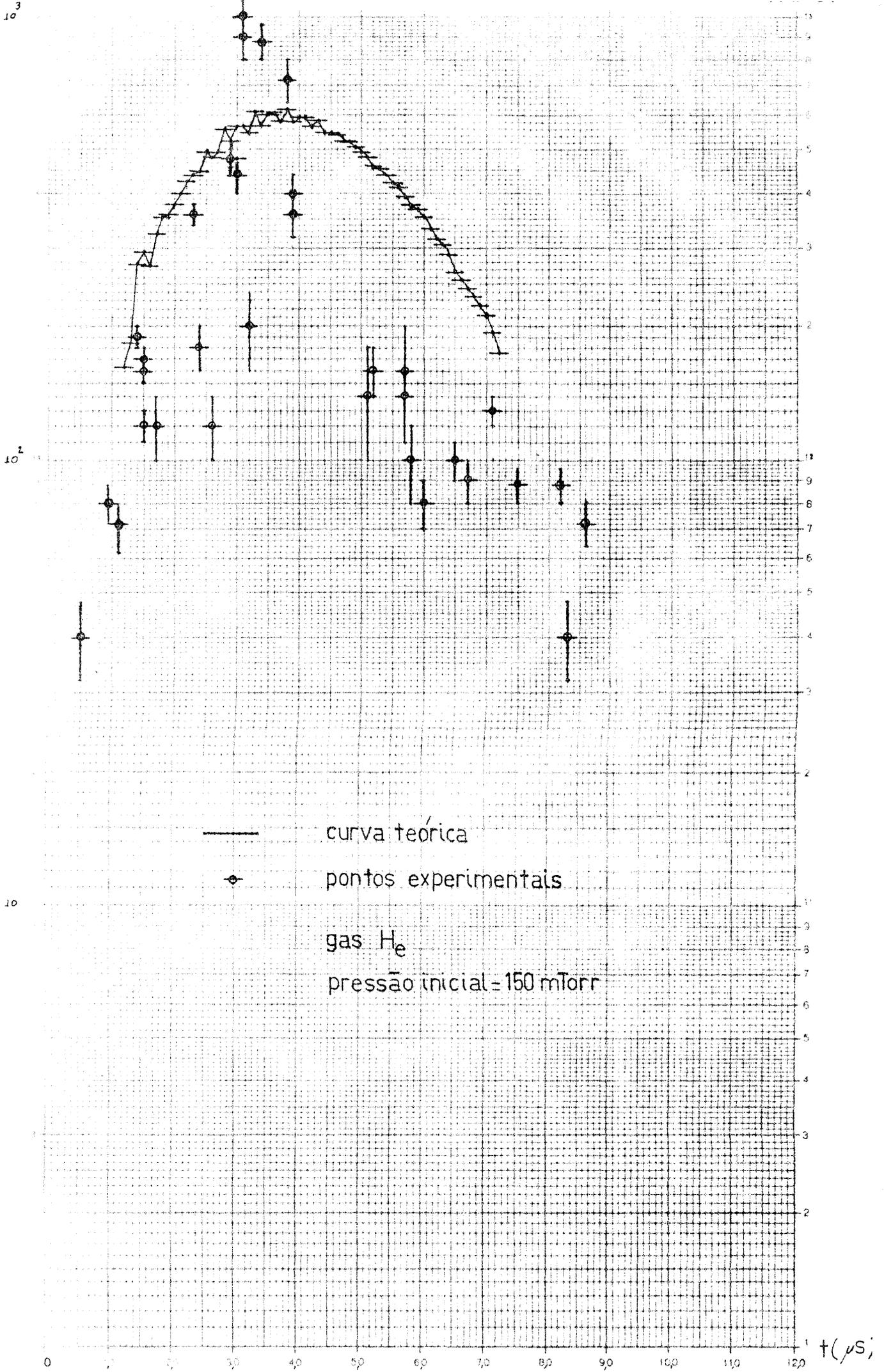
Evolução temporal da densidade eletrônica do plasma gerado no sistema Theta-Pinch.

Cada ponto foi obtido após a deconvolução do perfil da linha medida, numa gaussiana devida ao efeito Doppler e numa Lorentziana devida ao efeito Stark linear.

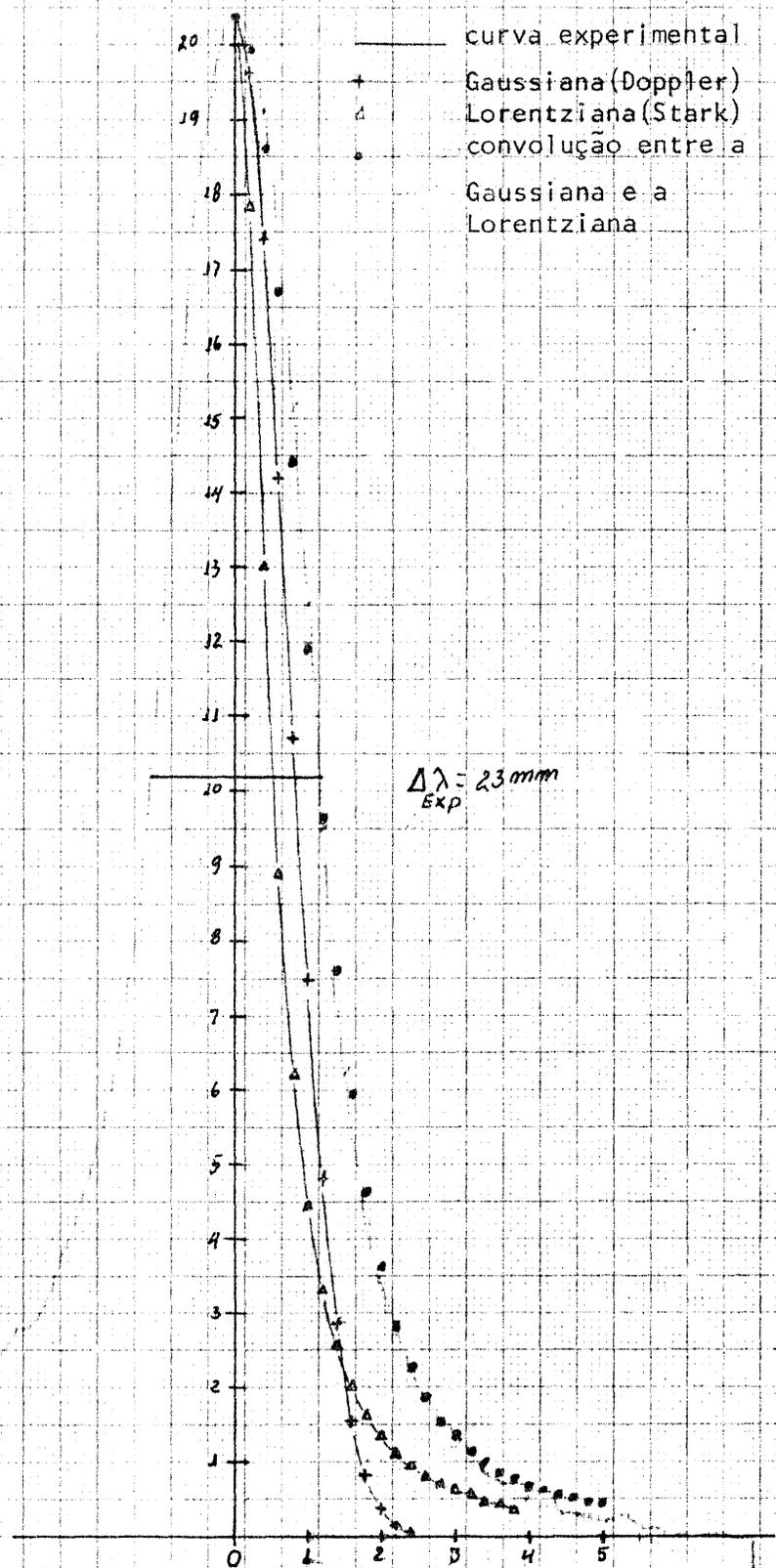
As densidades acima foram obtidas à partir das Lorentzianas.

(vide observação sobre erros anexa)

T_i (eV)



Evolução temporal da temperatura iônica do plasma de He do θ -Pinch
(vide observação sobre erros anexa)



Perfil experimental da linha $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ (He-II) detetada pelo OMA e plotada por um registrador (X,t). Note-se a Gaussiana e a Lorentziana obtidas pelo processo de deconvolução atrás mencionado e também o resultado da convolução entre ambas plotado sobre o perfil experimental.

($t = 3,9 \text{ \mu s}$, $n_e = 3,7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 360 \text{ eV}$).

CONSIDERAÇÕES SOBRE ERROS

No gráfico ($\Delta\lambda \times t$), as barras indicativas dos erros foram baseadas nos seguintes critérios.

1) Erro no tempo (barra horizontal): temos uma incerteza constante no tempo da ordem de 300 ns que é a largura do "GATE" do detetor do OMA, ou seja a nossa resolução temporal é de 300 ns.

Podemos afirmar isto pois outras fontes de erro no tempo como "jitter" nos diversos pulsos envolvidos são sempre menores que 50 ns.

2) Erro na semi largura do perfil da linha medida ($\Delta\lambda$):

Foi feita a avaliação do erro na semi largura disparando -se o sistema Theta-Pinch várias vezes (5 vezes) para cada tempo com as demais condições fixas e medindo-se a semi largura em cada perfil obtido.

Obtivemos um erro de $\delta\lambda \approx 0,3 \text{ \AA}$ no intervalo entre $t = 1,4 \text{ \mu s}$ e $t = 4 \text{ \mu s}$.

Nos tempos restantes o erro foi menor $\delta\lambda \approx 0,2 \text{ \AA}$.

No primeiro intervalo ($t = 1,4 \text{ \mu s}$; $t = 4 \text{ \mu s}$) o erro é maior devido ao fato de serem os parâmetros do plasma altamente oscilantes nestes instantes, fato este que pode ser bastante evidenciado dos dados da sonda magnética e do IMACON. Além destes fatores devemos levar em conta a largura relativamente grande do pulso do "GATE" do OMA (300 ns).

Obviamente estes erros embora constantes em valor absoluto percentualmente tem significados diferentes, por exemplo:

para $t = 1 \mu s$.

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= 1,85 \text{ \AA} \\ \delta\lambda &= 0,2 \text{ \AA} \end{aligned} \quad \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{0,2}{1,85} = 0,23 \quad 23\%$$

para $t = 4,3 \mu s$.

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= 4,3 \text{ \AA} \\ \delta\lambda &= 0,2 \text{ \AA} \end{aligned} \quad \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} = 0,05 \quad 5\%$$

Nos gráficos que mostram as evoluções temporais da temperatura iônica e densidade eletrônica temos a mesma incerteza no tempo atrás mencionada tanto nos dados experimentais como nos pontos teóricos, pois como foi mencionado no capítulo (VI) para a obtenção destes últimos fez-se a integração no tempo (300 ns) no computador para efeito de comparação (entre os dados experimentais e teóricos).

Os erros nos pontos experimentais da temperatura iônica e da densidade eletrônica são decorrentes do erro na determinação da semi largura do perfil da linha medida ($\Delta\lambda$) e do processo de deconvolução utilizado.

2) Fotografia Ultra Rápida (IMACON)

a) Os resultados da simulação teórica apresentam uma boa concordância com os dados experimentais do IMACON e da Sonda Magnética.

Nos dados do IMACON tanto no modo "Streak" como no modo "Framing" podemos observar perfeitamente o plasma implodindo em direção ao centro e após atingí-lo, realizamdo oscilações consequentes do equilíbrio das forças interna e externa que atuam sobre a coluna de plasma.

Como podemos observar dos dados apresentados, o período das oscilações resultantes da simulação teórica concorda muito bem com os resultados experimentais (foto seguinte).

b) Podemos estimar o tempo de confinamento do plasma pelo sistema θ -pinch a partir da fotografia tirada pelo IMACON, mostrada no dado número V do capítulo anterior.

Lembremos que a fotografia mostra uma evolução temporal de $1\mu\text{s}/\text{cm}$ e portanto temos um tempo total $t = 2,5\mu\text{seg}$, até o início da perda das partículas através das extremidades do solenóide que é indicada pela luminosidade mais intensa na fotografia.

Lembrando que a origem do tempo $t = 0$ é o início da implosão, para sabermos o tempo de confinamento, basta subtrairmos o tempo de implosão do tempo medido, sendo que o tempo de implosão é medido na foto no modo Streak, observando o plasma axialmente.

Este tempo é da ordem de $0,9\mu\text{seg}$.

R (cm)
3

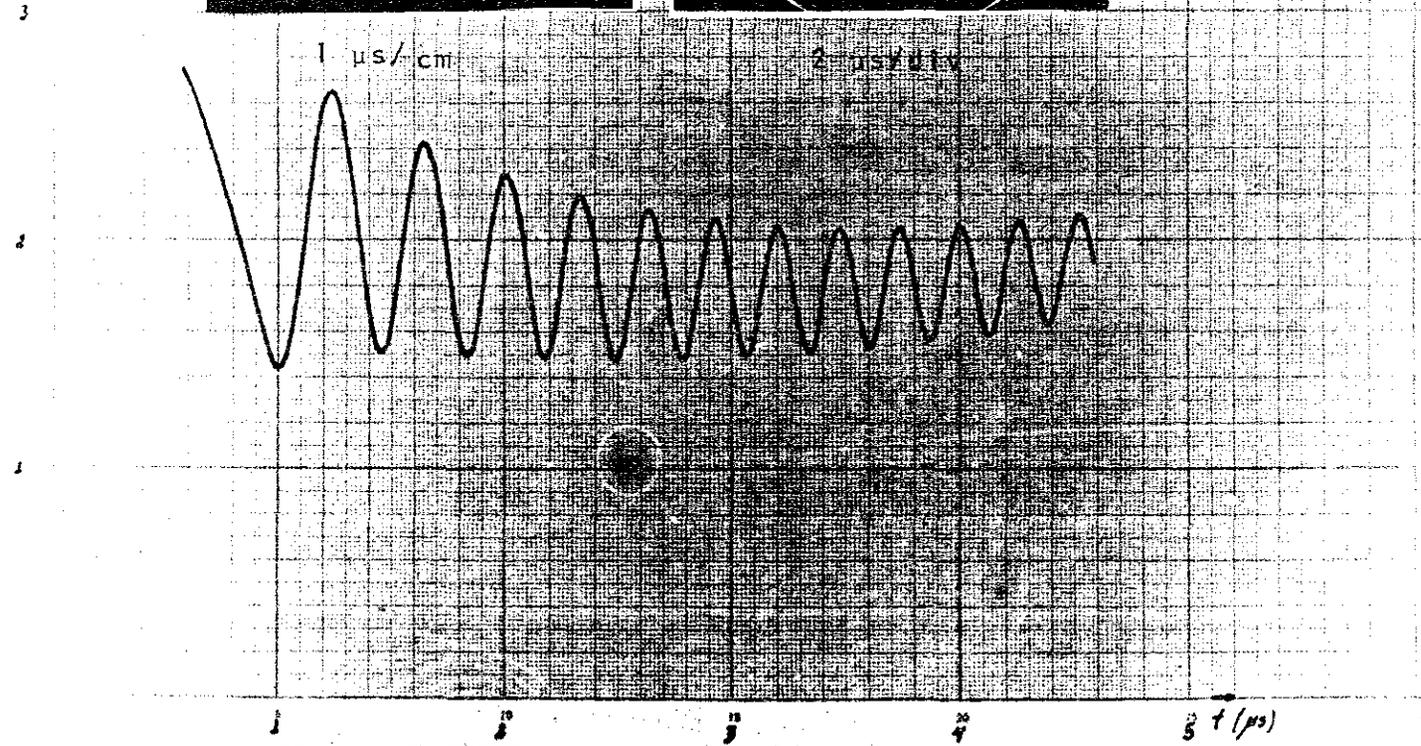
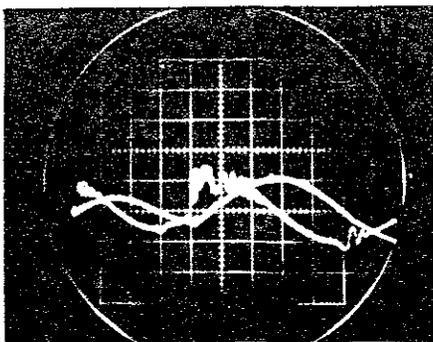
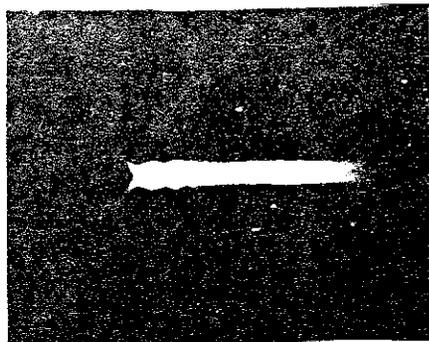


foto (v-21) - O gráfico mostra o resultado da simulação teórica do sistema Theta-Pinch e as fotos os dados do IMACON e da sonda magnética. Observe-se a concordância no período da oscilação radial do plasma.

Portanto o tempo de confinamento será

$$\tau_{\text{conf}} = 2,5\mu\text{s} - 0,9\mu\text{seg} = 1,6\mu\text{s}.$$

Podemos agora determinar uma temperatura média do plasma, a partir do último dado obtido, considerando-se que a perda das partículas na direção axial é feita por di fusão térmica.

$$\tau_{\text{conf}} = \frac{2 \times \ell/2}{V_{\text{th}}}$$

sendo $\frac{\ell}{2}$ o semi-comprimento do solenóide V_{th} a velocidade térmica dos íons.

Pois sabemos que

$$V_{\text{th}} = \frac{k_B \bar{T}_i}{m_i}$$

onde \bar{T}_i é a temperatura média dos íons, k_B a constante de Boltzman e m_i a massa do íon.

Portanto

$$\bar{T}_i = \frac{\ell^2 m_i}{\tau_{\text{conf}}^2 k_B}$$

Para o nosso caso onde m_i é a massa do íon do Hélio obtivemos:

$$\bar{T} = 322 \text{ eV}$$

Podemos ainda comparar este dado obtido com o IMACON com os dados obtidos com o OMA da seguinte maneira:

Tomemos a temperatura média (medida) $T_i = 230\text{eV}$ e calculemos o tempo gasto pelos íons para escapar do solenóide

por difusão na direção axial.

Este tempo é aproximadamente o tempo de confinamento.

$$\tau_{\text{conf}} = \frac{\ell}{V_{\text{th}}} = \frac{\ell}{\frac{k_B \bar{T}_i}{m_i}}$$

$$\tau_{\text{conf}} = 1,78 \cdot 10^{-6} \text{ seg} = 1,78 \mu\text{seg}$$

Este resultado é bastante próximo do medido e isto nos leva a crer que os dados obtidos espectroscopicamente e analisados pelo OMA são válidos.

CAPÍTULO VII

Conclusões

Embora o nosso sistema seja de pequeno porte, utilizando-se um sistema de pré-ionização e a configuração reversa de campo interno inicial, este último apresentando um valor bastante alto ($0,64 \text{Wb/m}^2$) podemos atingir uma temperatura muito elevada (950 eV máx e 230 eV média).

Isto se deve à grande contribuição do aquecimento ôhmico nesta configuração de campos.

Pudemos observar que à baixas pressões iniciais a coluna de plasma apresenta-se estável e à medida que aumentamos estas pressões, a coluna se rompe devido à instabilidades do tipo "flute".

À altas pressões, podemos observar rotações do plasma durante a implosão e observamos uma camada estriada de plasma em implosão para o centro do tubo, sendo que o nº destas estrias é proporcional à pressão inicial do gás.

A boa concordância do modelo teórico utilizado^[9] com os dados experimentais nos dá uma boa credibilidade nos parâmetros determinados e nos métodos diagnósticos utilizados além de evidenciar a utilidade de tal modelo para o estudo de sistemas semelhantes.

Foi mostrado nesta experiência a grande performance da câmara ultra rápida IMACON e também do OMA que com os devidos cuidados é um poderoso instrumento de diagnóstico em experiências sobre física de plasma.

Para trabalhos futuros sugerimos principalmente um diagnóstico espectroscópico em comprimentos de onda mais curtos como no ultra violeta (UV) e ultra violeta no vácuo (UVV), para o diagnóstico correto de plasmas "quentes".

E para sistemas de maior potência como o Tupã, a análise de raio-x e detecções de nêutrons.

Devemos fazer concomitantemente diagnósticos alternativos para a comparação e confirmação dos dados; tais como espalhamento de luz (Thompson Scatering), interferometria, sondas de Langmuir, holografia, etc.

REFERÊNCIAS

- | 1 | D. Bruce Montgomery,
Solenoid Magnet Design,
Wiley Interscience a Division of John Wiley & Sons.
- | 2 | H. Zijlstra
Selected Topics in Solid State Physics - Vol. IX
Experimental Methods in Magnetism.
North-Holland - Publishing-Company-- (1969).
- | 3 | Richard H. Huddleston and Stanley L. Leonard
Plasma Diagnostic Techniques
Academic Press - (1965)
- | 4 | Lochte-Holtgreven (editor)
Plasma Diagnostics
North Holland Publishing-Company - (1968)
- | 5 | Robert Joseph Commisso
Plasma Heating and Dynamics in a Theta-Pinch
Technical Report - Number 76-083
University of Maryland-College Park - (1975)
- | 6 | Nicholas A. Krall and Alvin W. Trivelpiece
Principles of Plasma Physics.
Mc Graw Hill Book Company - (1973)
- | 7 | L. A. Artsimovich
Controlled Thermonuclear Reactions
Gordon and Brech, Science Publichers INC; New-York
(1964)
- | 8 | Munemasa Machida
Tese de Mestrado
UNICAMP - (1978)
- | 9 | Yoshyuki Shigueoka
Tese de Mestrado
UNICAMP - (1979)

- | 10 | J. P. Goedbloed.
Lectures Notes on Ideal Magnetohydrodynamics,
IFGW, UNICAMP - (1979)

- | 11 | Hans R. Griem
Plasma Spectroscopy
Mc Graw Hill Book Company N.Y. (19)

- | 12 | Hans R. Griem
Spectral Line Broadening by Plasmas
Academic Press New York and London - (1974)

- | 13 | I.M. Podgorny
Topics in Plasma Diagnostics
Plenum Press New York - (1971)