

DIAGNÓSTICOS BÁSICOS E ESPALHAMENTO THOMSON

NUM  $\theta$ -PINCH.

MILTON EIJI KAYAMA

Orientador: Prof.Dr. Masanobu Niimura.

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

Campinas, agosto de 1981.

BC 33281 M

I. FÍSICA - UNICAMP

n.º clasific.                     

n.º autor K18d

..... ed. v. .... ex. ....

n.º tomo IM 495

CN10003824:2

5

Ao meu pai,  
ã minha mãe,  
ao Niitian,  
ao Koiti,  
ã Tiekō,  
ã Nobutian,  
ã Tata e  
ao Gugu.

## AGRADEÇO

Ao Prof. Dr. M. Niinura pela orientação e cooperação.

Ao Prof. Dr. Paulo H. Sakanaka pelo apoio e incentivo.

Ao Prof. Dr. S. Aihara pelas discussões e sugestões.

Ao Prof. Dr. J. Busnardo N. pela compreensão e pelo embasamento teórico.

Ao Prof. Dr. Aruy M. pelo empréstimo de aparelhos e pelas discussões.

Ao Prof. Dr. Helmut B. pela concessão de diversos instrumentos e ao Prof. Dr. R.M.O. Galvão pelo ensino complementar da parte teórica.

À Rita, pelo carinho e paciência com os quais me acompanhou durante toda esta fase.

Ao Honda, pelos bons (e maus) momentos compartilhados e pelo pronto auxílio.

À Gi, Zeca, Nilza, Nazarê, Sueli, Dina e Célia pela força e pelos felizes instantes convividos.

Ao Ray, Quim, Tônico e Marcos pelas alegres discussões de tanta "cultura inútil", que ajudaram a tornar esta caminhada mais amena.

Ao Vasco, à Marta e ao João pelos desenhos; ao seu Cícero e Zé Carlos pelos trabalhos na vidraria; ao Vanderley e ao "Polaca" pelos trabalhos na oficina mecânica; ao Sanclair e ao Narciso pelos diversos trabalhos técnicos no laboratório; e à Carmem e ao Augusto pelas transas burocráticas.

À FAPESP, CNPq e FINEP pelo suporte financeiro.

À todos, Obrigado.

# SUMÁRIO

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO II - TEORIA	
2.1 Implosão do Plasma Segundo o Modelo "Snow Plow"	.5
2.2 Sonda Magnética	.....9
2.3 Interferômetro de Laser	.....13
2.4 Espalhamento da Radiação Eletromagnética	..... 16
2.4a Espalhamento por um elétron livre no vãcuo	..... 16
2.4b Espalhamento por N elétrons num plasma	... 18
CAPÍTULO III - SISTEMA $\theta$ -PINCH II	
3.1 Descrição Geral	..... 23
3.2 Características Elétricas	..... 24
3.3 Programação da Corrente	..... 30
CAPÍTULO IV - DIAGNÓSTICOS BÁSICOS E SEUS DADOS	
4.1 Medida do Campo Magnético	..... 33
4.2 Medida da Densidade Eletrônica	..... 36
4.3 Fotografias Ultra Rápidas	..... 39
4.3a Descrição da Câmera Conversora de Imagens ("IMACON")	..... 39
4.3b Arranjo experimental e resultados	..... 42
CAPÍTULO V - ESPALHAMENTO THOMSON NÃO COLETIVO	
5.1 Estimativa Numérica dos Parâmetros de Espalhamento	..... 47
5.2 Descrição Geral dos Componentes	..... 50
5.2a Laser de Rubi	..... 50

5.2b	Analizador espectral .....	53
5.2c	Detector e monitor .....	57
5.2d	Atenuadores de luz parasita .....	57
5.3	Alinhamento do Sistema .....	61
5.4	Experimento de Espalhamento Rayleigh .....	62
5.5	Experimento de Espalhamento Thomson .....	69

## CAPÍTULO VI - ANÁLISE DOS DADOS

6.1	Análise dos dados da Câmera Conversora de Imagens .....	74
6.1a	Oscilação natural da coluna de plasma ...	74
6.1b	Estimativa da temperatura total .....	80
6.2	Análise dos dados de Espalhamento .....	82

## CAPÍTULO VII - CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

7.1	Conclusão .....	88
7.2	Trabalhos Futuros .....	92

APÊNDICE A-1	: "SPARK GAP" DE BAIXA INDUTÂNCIA PARA ALTAS CORRENTES .....	94
--------------	---	----

APÊNDICE A-2	: INDUTÂNCIA EM LINHAS DE TRANSMISSÃO DE PLACAS PARALELAS .....	97
--------------	--	----

APÊNDICE A-3	: CIRCUITO RLC SUB-AMORTECIDO .....	98
--------------	-------------------------------------	----

APÊNDICE A-4	: CÁLCULO DA TEMPERATURA FINAL PELO MODELO "SNOW PLOW" .....	100
--------------	---	-----

APÊNDICE A-5	: RELAÇÃO ENTRE $T_e$ e $n_e$ QUANDO $\partial^2 T_e / \partial z^2 = 0$ ....	102
--------------	---	-----

REFERÊNCIAS	.....	104
-------------	-------	-----

## RESUMO

Plasmas de Argônio produzidos e confinados por uma descarga de um banco de capacitores de energia 2 KJ através de um solenóide do  $\theta$ -Pinch, com 22 cm de largura e 9,5 cm de diâmetro, foram investigados utilizando-se diversas técnicas de diagnóstico. A dinâmica da implosão e as seguintes oscilações naturais da coluna de plasma foram observadas por uma câmera conversora de imagem ultra-rápida (IMACON). A evolução temporal da densidade eletrônica ( $n_e$ ) sobre o eixo, foi medida por um interferômetro de laser. Os tempos da constrição da borda do plasma, observadas pelo IMACON, coincidem com os tempos da densidade eletrônica máxima analisada através dos dados da interferometria. As frequências naturais são encontradas a serem quase previsíveis por um modelo adiabático. Bons sinais de espalhamento Rayleigh foram observados e indicaram que os sinais do espalhamento Thomson são observáveis pelo presente sistema em plasmas com  $n_e \geq 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Nítidos sinais de espalhamento Thomson foram observados no canal central ( $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ ) que mede o sinal proporcional a  $n_e/\sqrt{T_e}$ . Os dados tomados em função do tempo, foram colocados em termos de evolução temporal da temperatura eletrônica  $T_e(t)$ . O resultado foi comparado ao da temperatura adiabática  $\langle T_e(t) \rangle$ , que revelou que o plasma de  $P_0 = 20 \text{ m Torr}$  - Ar está no estado quase adiabático, como concluído na análise da oscilação natural.

## CAPÍTULO I

### INTRODUÇÃO

Embora a concepção final do reator de fusão termonuclear controlada, ainda não esteja decidida, existem duas geometrias distintas no estudo de plasmas confinados magnéticamente: uma toroidal e outra linear.

Após diversas tentativas, foram estabelecidos os mecanismos principais de aquecimento para essas duas geometrias: aquecimento ôhmico para plasmas toroidais (Tokamaks) e aquecimento por choque para plasmas lineares ( $\theta$ -Pinches). As máquinas permutadas, como as toroidais com aquecimento por choque (Sillac and Belt-Pinch) e as lineares com aquecimento ôhmico (Screw-pinch linear) foram mal sucedidas.

Entretanto, os problemas principais a se resolverem são ainda, o aquecimento auxiliar para os Tokawaks e o confinamento maior para os  $\theta$ -Pinches, uma vez que o confinamento em Tokawaks e aquecimento em  $\theta$ -Pinches não tem limites (teoricamente).

A UNICAMP iniciou a pesquisa experimental no  $\theta$ -Pinch em 1976, com a previsão que os  $\theta$ -Pinches tornar-se-ão enfim, um reator de fusão mais econômico, embora a tecnologia necessária seja mais difícil do que no Tokawaks. O objetivo final da pesquisa no  $\theta$ -Pinch II construído na UNICAMP, foi dirigida ao estudo para confinamentos maiores. Até 1978, os diagnósticos básicos, exceto espalhamento Thomson, foram utilizados para conhecer a física básica do  $\theta$ -Pinch II sem espelhos magnéticos, cujos trabalhos foram apresentados no relatório interno de Niimura<sup>(22)</sup>



e na tese de Mestrado de Luciano<sup>(15)</sup> (1978).

Logo após estes trabalhos foram colocados espelhos magnéticos nas extremidades e alguns bons resultados obtidos foram apresentados na SBPC (1979). Entretanto o tempo de confinamento prolongado foi medido somente em termos de densidade eletrônica, ou seja, por um interferômetro de laser. Uma vez que o tempo da vedação nas extremidades é governado pela velocidade do som multiplicada ao  $\beta$  do plasma, a determinação da temperatura tornou-se essencial para a investigação mais detalhada da física de vedação. Esta tese foi iniciada com ênfase na temperatura, ao menos em sua filosofia.

O experimento de espalhamento Thomson, que é o trabalho principal nesta tese, foi utilizado em 1979, utilizando-se um laser de rubi com chaveamento Q ( $\sim 20$  ns e  $\sim 3$  J). Para realizar o experimento, diversos diagnósticos básicos foram também necessários, como: a bobina de Rogowski e sonda magnética para saber (como monitor) o instante da compressão máxima e o campo magnético de confinamento; interferometria de laser para se medir a evolução temporal da densidade eletrônica  $n_e(t)$  com a qual se pode calcular o parâmetro  $\alpha$  de Salpeter (importante para o experimento de espalhamento Thomson) juntamente com a temperatura eletrônica  $T_e$  estimada; fotografias ultra-rápidas, pela câmera conversora de imagens, para avaliar a temperatura total através da velocidade de implosão e do tempo de trânsito da onda fria; e espalhamento Rayleigh para o refino do sistema e para calibração de  $n_e$  através do nível de sinal do espalhamento Thomson.

O  $\theta$ -Pinch consiste basicamente num solenóide em cujo interior se encontra um tubo de vidro onde o plasma é aquecido e confinado. Inicialmente, um plasma de baixa temperatura

é criado no tubo. Quando uma corrente começa a fluir no solenóide, um campo magnético é gerado entre ele e o plasma. Este campo se mantém excluído do plasma devido à alta condutividade deste. É formado então um "pistão magnético" que empurra o gás na sua frente em direção ao eixo, sendo ele aquecido e confinado neste processo.

O presente trabalho foi efetuado utilizando-se o sistema  $\theta$ -Pinch II (com modificações introduzidas durante o decorrer desta tese). O que é proposto nesta tese é um método de se obter a evolução temporal da temperatura eletrônica por espalhamento da luz do laser de rubi de alta potência pelo plasma (espalhamento Thomson).

No capítulo II é apresentada a teoria da implosão do plasma de um  $\theta$ -Pinch e dos métodos de diagnósticos utilizados no presente plasma. A implosão do plasma é apresentada segundo a teoria de "snow plow"<sup>(1)</sup>. As teorias para sondas magnéticas<sup>(2,3,4)</sup> e para interferometria de laser<sup>(5,6)</sup> são descritas a seguir; para o espalhamento de luz é inicialmente apresentada a teoria para um elétron livre em repouso<sup>(7)</sup> e depois pelo plasma<sup>(8,9,10)</sup>.

O sistema  $\theta$ -Pinch II é descrito no capítulo III, junto com os cálculos da obtenção de suas características elétricas pelos sinais de bobinas de Rogowski.

O arranjo para sondas magnéticas é descrito no capítulo IV juntamente com os dados obtidos. Para a interferometria de laser, neste mesmo capítulo, os dados são analisados e apresentando a evolução da densidade eletrônica. Ainda neste capítulo são descritos, a câmera conversora de imagens, nos seus dois modos de operação ("streak" e "framing"), seu arranjo experimental, e as fotografias do confinamento do plasma.

O experimento de espalhamento Thomson não coletivo é descrito no capítulo V. Inicialmente é feita uma estimativa dos diversos parâmetros de espalhamento. O laser de rubi (Ref. 11, 12) é descrito com sua operação no modo normal e por chaveamento Q. A seguir, os diversos componentes do experimento e seu alinhamento. O experimento de espalhamento Rayleigh<sup>(17)</sup>, utilizado para o refino e calibração do sistema é também descrito, juntamente com o resultado obtido. Na parte final do capítulo, é mostrado o experimento do espalhamento Thomson junto com seu método de sincronismo com o  $\theta$ -Pinch, os sinais do espalhamento observados no canal central ( $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$ ,  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ ) e o perfil temporal dessas intensidades.

A análise dos dados é feita, enfaticamente para os da câmera conversora de imagens e do espalhamento Thomson, no capítulo VI. São analisadas as oscilações radiais da coluna de plasma durante o confinamento, previsões para a temperatura do plasma no final da primeira implosão, e descrito o método para obter-se a evolução temporal da temperatura eletrônica.

No capítulo VII estão as conclusões finais da tese e as propostas dos trabalhos futuros.

CAPITULO IITEORIA2.1 IMPLOSAO DO PLASMA SEGUNDO O MODELO "SNOW PLOW"

Considere um solenóide dentro do qual está localizado um plasma de raio  $A_t$ . Quando uma corrente  $I$  começa a fluir pelo solenóide, um campo magnético vai ser gerado, entre o solenóide e o plasma cilíndrico. No instante em que a pressão magnética deste campo atinge um valor igual (ou maior) que a pressão total do plasma (pressão cinética mais magnética interna), o plasma começará a ser constringido por uma força radial  $F_r = \int J_\theta B_z dV$ , onde  $J_\theta$  é a densidade de corrente na superfície do plasma. Admita que esta corrente se situa numa camada de espessura  $\Delta R$  (pistão magnético) e que a massa no seu interior provém da massa acumulada em frente ao pistão (como no snow plow) quando este avança.

A equação de movimento do pistão magnético é:

$$\frac{d}{dt} \left( \Delta M \frac{dR}{dt} \right) = F_r, \quad (\text{II-1})$$

onde  $\Delta M = m_i n_o \pi (A_t^2 - R^2) l$  é a massa total coletada pelo pistão cilíndrico de comprimento  $l$ , a partir do raio do tubo  $A_t$  e o raio genérico  $R$ , num plasma de densidade de massa iônica  $m_i n_o$ .

A expressão para a densidade de força é dada por:

$$\ddagger = | \mathbf{J} \times \mathbf{B} |, \quad (\text{II-2})$$

cuja componente radial  $\bar{e}$

$$f_r = J_{\theta} B_z = - \frac{B_z}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} B_z = - \frac{\partial}{\partial r} \frac{B_z^2}{2\mu_0} \quad (\text{II-3})$$

Integrando sobre o volume atuante  $2\pi R l \Delta R (\equiv V)$  obtêm-se a força total aplicada:

$$F_r = - \frac{\pi R l}{\mu_0} B_z^2 . \quad (\text{II-4})$$

Substituindo (II-4) em (II-1), obtêm-se a relação:

$$\frac{d}{dt} \left\{ m_i n_0 (A_t^2 - R^2) \frac{dR}{dt} \right\} = - \frac{RB_z^2}{\mu_0} \quad (\text{II-5})$$

Admitindo-se que o campo magnético axial varia na forma  $B_z = B_0 \sin \omega t$ , podemos escrever para  $t=0$  :

$$B_z|_{t=0} = \dot{B}_z t|_{t=0} = B_0 \omega t . \quad (\text{II-6})$$

Definindo-se as variáveis adimensionais:

$$x = \frac{R}{A_t} \quad \text{e} \quad \tau = \frac{t}{t_1} ; \quad (\text{II-7})$$

onde

$$t_1^4 = \frac{\mu_0 A_t^2 n_0 m_i}{\dot{B}_z^2} , \quad (\text{II-8})$$

e utilizando (II-6), podemos escrever a equação na forma:

$$\frac{d}{d\tau} \left\{ \frac{1 - x^2}{x} \frac{d}{d\tau} \right\} = - \tau^2 \quad (\text{II-9})$$

A solução  $x(\tau)$  desta equação pode ser expressa numa série:

$$x(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n \tau^n \quad (\text{II-10})$$

com as condições iniciais  $x(0)=1$  e  $\dot{x}(0)=0$ . Substituindo (II-10) em (II-9) e igualando potências da mesma ordem, obtêm-se:

$$x(\tau) = 1 - \frac{\tau^2}{12^{\frac{1}{2}}} + \frac{\tau^4}{360} - \dots, \quad (\text{II-11})$$

Tomando-se os dois primeiros termos em (II-11), a solução da equação (II-9) é determinada aproximadamente como:

$$x(\tau) \approx 1 - \frac{\tau^2}{12^{\frac{1}{2}}}. \quad (\text{II-12})$$

Logo, o tempo para o pistão magnético atingir o centro é  $t_c = 12^{\frac{1}{4}}$ . Isto é, no tempo explícito,

$$t_c = 12^{\frac{1}{4}} t_1. \quad (\text{II-13})$$

Este é o tempo em que o plasma sofre a sua primeira constricção máxima e que é chamado comumente de tempo de implosão.

Podemos avaliar a temperatura no instante  $t_c$  admitindo-se que o trabalho feito pelo pistão para levar as partículas de  $A_t$  até próximo ao centro ( $R=0$ ) será inteiramente convertido em energia térmica. O trabalho realizado pelo pistão é:

$$dW = \nabla p \, dR = \nabla \left( \frac{B^2}{2\mu_0} \right) dR \quad (\text{II-14})$$

Quando o pistão se desloca de  $A_t$  até  $R$ , tem-se:

$$W = \frac{1}{2\mu_0} \int_{A_t}^R \frac{B_z^2}{\Delta R} dR \quad (II-15)$$

Utilizando (II-6) e (II-7), obtêm-se:

$$W = \frac{B_0^2 t_1^2 \omega^2}{2\mu_0 \Delta R} \int_{A_t}^R \tau^2 dR \quad (II-16)$$

Pela equação (II-12) tem-se  $\tau^2 = (1-x)12^{\frac{1}{2}}$ . Logo:

$$\begin{aligned} W &= \frac{\sqrt{3} B_0^2 t_1^2 \omega^2 A_t}{\mu_0 \Delta R} \int_{x_1}^{x_0} (1-x) dx \\ &= \frac{\sqrt{3} B_0^2 t_1^2 \omega^2 A_t}{2\mu_0 \Delta R} (1 - x_0)^2, \end{aligned} \quad (II-17)$$

Suponha que esta energia cinética ( $W$ ) seja inteiramente convertida em energia térmica:  $\epsilon = 1,5 n_f k_B T_f$  por termalização das partículas. Assim, considerando-se  $T_f = T_i$  ( $T_i$  sendo a temperatura iônica, tem-se:

$$T_i = \frac{B_0^2 t_1^2 \omega^2 A_t}{\sqrt{3} \mu_0 k_B n_f R} (1 - x_0)^2, \quad (II-18.a)$$

ou

$$T_i = \frac{B_0 \omega A_t^2}{k_B n_f R} \left( \frac{m_i n_0}{3\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} (1 - x_0)^2 \quad (II-18.b)$$

caso utilizemos a relação (II-8). Admita que  $n_f \approx (n_i)_{\max}$ , onde  $(n_i)_{\max}$  é a densidade máxima de ions e que  $\Delta R = 2r_p$ , i.é., a espessura do pistão é igual ao diâmetro do plasma comprimido. Uma vez que a densidade iônica  $n_i$  é aproximadamente igual a densida

de eletrônica  $n_e$ , tem-se então que  $n_f = (n_e)_{\max}$ . Portanto:

$$x_0 = \frac{r_p}{A_t} \equiv \eta^* \quad (II-19)$$

onde  $\eta^*$  é o inverso da razão de compressão  $\eta$ . Como  $\pi A_t^2 n_0$  é igual a  $\pi r_p (n_e)_{\max}$ , tem-se:

$$\frac{n_e}{(n_e)_{\max}} = \left( \frac{r_p}{A_t} \right)^2 \quad (II-20)$$

Podemos então escrever a equação (II-18.b) em sua forma final:

$$T_i = \frac{B_0 \omega A_t}{2k_B} \left( \frac{m_i}{3\mu_0 (n_e)_{\max}} \right)^{1/2} (1 - \eta^*)^2 \quad (II-21)$$

Esta equação pode nos fornecer a temperatura eletrônica  $T_e$  máxima atingível uma vez que  $T_e \leq T_i$ .

## 2.2 SONDA MAGNÉTICA

As sondas magnéticas do tipo indutivas são as mais frequentemente utilizadas na determinação de campos magnéticos em sistemas pulsados devido a sua simples construção e calibração. Além disso, elas tem o potencial de fornecer sinais de alta razão sinal/ruído, alta resolução temporal e pequena perturbação ao plasma. Entretanto estas últimas características são conflitantes entre si, i.é., se desejarmos por exemplo, uma mínima perturbação ao plasma, obtêm-se geralmente sinais de má razão sinal/ruído. Verificaremos isto pela breve teoria apresentada a seguir para a sonda magnética indutiva na forma de um pequeno solenóide de camada única de  $n$  espiras.



A tensão  $V_i$  induzida por um campo magnético  $B(t)$  perpendicular e uniforme na sua área de secção efetiva  $nA$  é dada por:

$$V_i = - nA \frac{dB}{dt} \quad (\text{II-22})$$

onde  $A$  é a área da secção do solenóide em  $(m^2)$  e  $dB/dt$  é a razão de variação do campo em  $(Wb/m^2 \text{sec})$ .

Num típico arranjo experimental apresentado na Fig. II-1, a equação circuital sem o integrador é dada por:

$$V_i = L_p \frac{dI}{dt} + I(Z + R_p) \quad , \quad (\text{II-23})$$

onde  $L_p$ ,  $R_p$  e  $I$  são respectivamente a indutância, resistência e corrente induzida na sonda, e  $Z$  a impedância característica do cabo. Como  $V_s = ZI$ , e admitindo-se que:

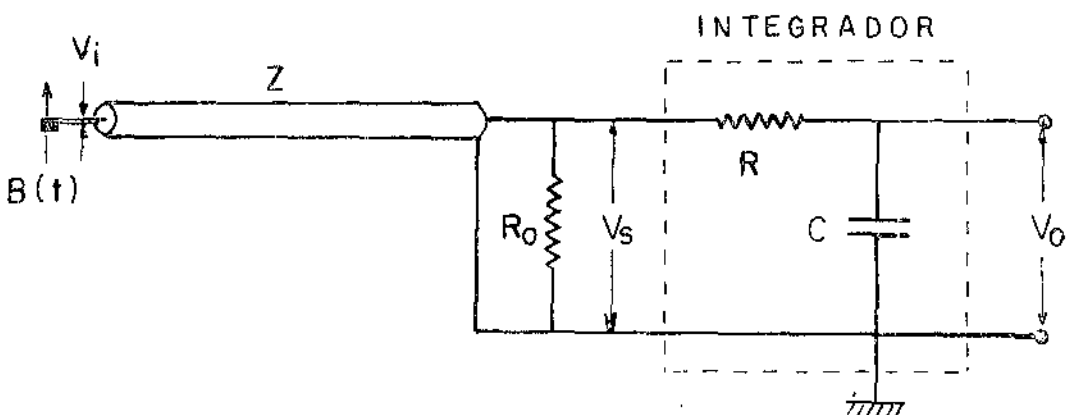


FIG. II-1 :

ARRANJO DE SONDA MAGNETICA

$$\frac{L_p}{ZV_i} \frac{dV_s}{dt} \ll 1$$

(II-24)

$$Z \gg R_p$$

obtêm-se:

$$V_s = V_i = -nA \frac{dB}{dt}$$

(II-25)

A tensão na saída do integrador é dada por:

$$V_o = \frac{1}{C} \int_0^t I dt$$

(II-26)

Para o nosso caso onde,

$$RI = V_s - V_o$$

(II-27)

tem-se então

$$V_o = \frac{V_s}{RC} \int_0^t \left(1 - \frac{V_o}{V_s}\right) dt.$$

(II-28)

Introduzindo-se a variável  $x = V_o/V_s$  e diferenciando, reduzimos a equação (II-28) à forma:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1-x}{RC}$$

(II-29)

Resolvendo-se esta equação tem-se:

$$V_o = V_s(1 - e^{-t/RC}).$$

(II-30)

Aplicando-se a equação (II-27) e (II-30) e substituindo seu resultado em (II-26), obtêm-se:

$$V_o = \frac{1}{RC} \int_0^t V_s e^{-t/RC} dt ,$$

ou

$$V_o = - \frac{nA}{RC} \int_0^t \frac{dB}{dt} e^{-t/RC} dt \quad (II-31)$$

se utilizarmos (II-25). Se nos restringirmos numa região onde  $t \ll RC$ , i.ê., num tempo muito menor que o tempo de integração do circuito, a equação (II-31) se torna:

$$V_o = - \frac{nA}{RC} B(t) , \quad (II-32)$$

que pode ser reescrito numa forma mais comumente utilizada como:

$$\frac{B(t)}{V} = - 10^4 \frac{RC}{nA(m^2)} \left\{ \frac{\text{Gauss}}{\text{Volt}} \right\} \quad (II-33)$$

O tempo de resposta  $\tau$  da sonda, detalhadamente descrito na ref. (2) é dado por:

$$\tau = \frac{L_p}{R_o} \quad (II-34)$$

Uma prática equação para o cálculo da indutância  $L_p$  de um solenóide de comprimento  $l$  e diâmetro  $d$  com  $n$  espiras é:

$$(II-35)$$

$$L_p = n^2 d F\left(\frac{d}{l}\right) \left[ nH \right], \quad (\text{II-35})$$

onde o fator  $F\left(\frac{d}{l}\right)$  é crescente com  $d/l$ . Na ref. (4) pode-se encontrar os vários valores assumidos por ele.

Se desejarmos por exemplo sinal com alta razão sinal/ruído a sonda deve possuir razoável número de espiras e/ou diâmetro, o que reduz sua resolução espacial e ocasiona maior perturbação ao plasma. Por outro lado, se desejamos minimizar esta perturbação, deve-se reduzir as dimensões da sonda, o que pode vir a diminuir a razão sinal/ruído. Logo, um conveniente ajuste entre estes parâmetros (razão sinal/ruído, tempo de resposta, dimensão (indutância)) deve ser efetuado para cada situação experimental.

### 2.3 INTERFERÔMETRO DE LASER

O interferômetro de laser é um potente instrumento de diagnóstico de plasma devido a sua relativa simplicidade de operação e alta sensibilidade<sup>(5)</sup>. Seu princípio de operação pode ser melhor compreendido com o auxílio do seu arranjo mostrado na Fig. II-2.

O feixe de um laser passa através de um plasma de comprimento  $l$  e retorna à cavidade pela sua reflexão no espelho plano  $M_3$ . A intensidade de saída  $I_2$  depende da fase desse feixe de retorno vindo da cavidade  $M_2$  e  $M_3$ , cuja frequência de ressonância depende do índice de refração do plasma. Se a densidade do plasma tiver variação temporal, uma sequência de ressonância na frequência do laser será excitada na cavidade. Como a fase do sinal que retorna ao laser depende da proximidade da

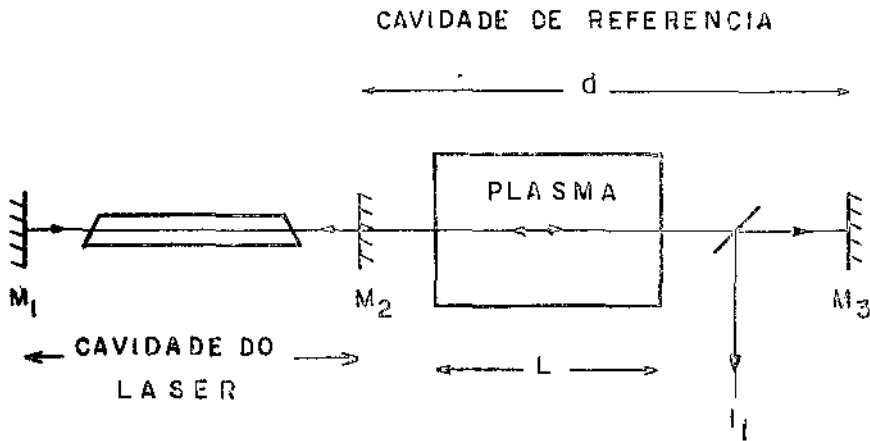


FIG II-2 - INTERFEROMETRO DE LASER

ressonância, a saída do laser variará, atingindo um valor máximo cada vez que a cavidade  $M_2$ - $M_3$  ressoar.

A condição de ressonância da cavidade plana  $M_2$ - $M_3$  pode ser escrita como:

$$\frac{2(L(\mu-1) + d)}{\lambda} = q \quad (\text{II-36})$$

onde  $L$  e  $\mu$  são respectivamente o comprimento e o índice de refração do plasma,  $d$  é o comprimento da cavidade,  $\lambda$  o comprimento de onda do laser e  $q$  um número inteiro indicativo do modo  $TEM_{00q}$  excitado na cavidade. Suponha que o índice de refração do plasma varie com o tempo. A variação entre modos ressonantes sucessivos é dada por:

$$\frac{2\Delta\mu L}{\lambda} = \Delta q \quad (\text{II-37})$$

i.ê., a cada variação em  $\Delta q$  de uma unidade corresponderá a um ciclo ou uma "franja".

Considerando-se assim um plasma onde apenas a contribuição eletrônica é importante para o seu índice de refração<sup>(6)</sup>, tem-se para  $\omega_p \ll \omega$  e  $\omega_c \ll \omega$ , onde  $\omega_p$  e  $\omega_c$  são respectivamente a frequência de plasma e frequência ciclotrônica de elétron, o índice de refração dado por:

$$\mu(t) = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2(t)}{\omega^2}, \quad (\text{II-38})$$

ou

$$\mu(t) = 1 - 4,49 \times 10^{-14} \lambda^2 n_e(t), \quad (\text{II-39})$$

onde  $\lambda$  é expresso em {cm} e a densidade eletrônica  $n_e$  em {cm<sup>-3</sup>}. Assim, a variação do índice de refração do plasma no tempo é dada por:

$$\Delta\mu(t) = 4,49 \times 10^{-14} \lambda^2 n_e(t). \quad (\text{II-40})$$

Substituindo-se (II-40) em (II-37), obtém-se a relação final:

$$\Delta n_e = \frac{\Delta q}{8,98 \times 10^{-14} \lambda L} \quad (\text{II-41})$$

O tempo de resposta do interferômetro é dado por:

$$\tau = \frac{\lambda}{2\pi c} Q, \quad (\text{II-42})$$

onde  $Q$  é o fator de qualidade da cavidade do laser<sup>(2)</sup>.

## 2.4 ESPALHAMENTO DA RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA

### 2.4a : Espalhamento por um elétron livre no vácuo:

Considere um elétron livre em repouso sobre o qual é incidida uma onda eletromagnética plana. Os campos elétrico e magnético desta onda, interagindo com o elétron, o move de maneira periódica, tal qual os campos. Como se tem variação na direção de movimento, temos uma aceleração associada e então o elétron irradiará. Admita que a velocidade adquirida pelo elétron seja pequena, de maneira que a parte magnética da força de Lorentz seja desprezível e que a amplitude de oscilação seja muito menor que  $|\vec{r}|$ , onde  $\vec{r}$  é o vetor radial para a posição do ponto de observação (Fig.II-3). Os valores dos campos irradiados pelo elétron (posicionado na origem) pela sua interação com o campo elétrico  $\vec{E}(t') = E_0 e^{i\omega t'} \hat{e}_z$  da onda são dados por:

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{\ddot{\vec{p}}(t')}{rc^2} \text{ seno } \hat{e}_\phi \quad (\text{II-43})$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\ddot{\vec{p}}(t')}{c^2 r} \text{ seno } \hat{e}_0, \quad (\text{II-44})$$

onde

$$\vec{p}(t') = \frac{e^2}{m_e} \vec{E}(t'), \quad t' = t - \frac{r}{c} \quad (\text{II-45})$$

são respectivamente o momento dipolo elétrico e o tempo de retardo.

Utilizando-se as relações acima, pode-se determinar a componente do vetor de Poynting  $\vec{S}$  ao longo de  $\vec{n}$  :

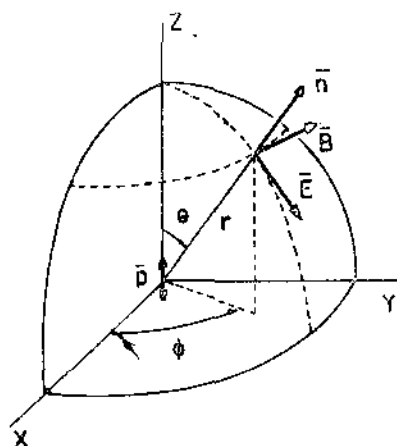


FIG. II-3 - IRRADIAÇÃO DE UM DIPOLO OSCILANTE

$$\vec{S} \cdot \vec{n} = \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{c}{4\pi} |\dot{\vec{E}}(t')|^2 \sin^2 \theta \quad (\text{II-46})$$

A potência média irradiada por unidade de ângulo sólido num período de oscilação é então:

$$\frac{dP}{d\Omega} = r^2 \langle \vec{S} \cdot \vec{n} \rangle = \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{c}{8\pi} E_0^2 \sin^2 \theta \quad (\text{II-47})$$

A secção de choque diferencial de espalhamento é obtida dividindo-se a potência média irradiada por unidade de ângulo sólido pelo fluxo médio incidente, i.é., a densidade de energia média na onda  $cE_0^2 / 8\pi$ . Assim:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sin^2 \theta. \quad (\text{II-48})$$

Integrando esta equação por todo ângulo sólido, obtemos a sec-



ção de choque total para o elétron

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6,65 \times 10^{-25} \text{ (cm}^2\text{)}, \quad (\text{II-49})$$

conhecida como a secção de choque do espalhamento Thomson.

A equação da potência média irradiada por unidade de ângulo sólido (equação II-47) pode ser reescrita como:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \sigma_T I, \quad (\text{II-50})$$

onde  $I$  é a energia média incidente por unidade de área por unidade de tempo.

#### 2.4b : Espalhamento por N-elétrons num plasma.

Se tiver  $N$  elétrons como os da secção anterior, uniformemente distribuídos num volume de espalhamento, a potência espalhada não será simplesmente  $N\sigma_T I$  como seria de se esperar, mas possivelmente nula, devido ao resultado da interferência entre contribuições de fases opostas. O espalhamento Thomson só pode ser observado quando se tem variações aliatórias na densidade. Num plasma os elétrons são os principais centros de espalhamento e a flutuação térmica da densidade eletrônica determina o espectro de luz espalhada.

Seja a geometria de espalhamento descrita pela Fig. 4 onde  $\omega_i$  e  $\omega_s$  são as frequências da luz incidente e espalhada, e  $\vec{k}_i$  e  $\vec{k}_s$  seus respectivos vetores de onda obedecendo as relações:

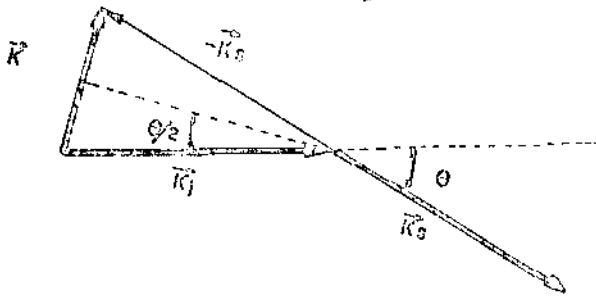


FIG. II-4 GEOMETRIA DO ESPALHAMENTO

$$\omega = \omega_i - \omega_s$$

(II-51)

$$\vec{k} = \vec{k}_i - \vec{k}_s$$

O espectro observado da luz espalhada ao longo de  $\vec{k}_s$  representa o espectro das flutuações da densidade eletrônica cujo vetor de propagação é  $\vec{k} = \vec{k}_i - \vec{k}_s$ . Admitindo-se que  $k_i = k_s$ , pode-se deduzir da Fig. II-4:

$$k = \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (\text{II-52})$$

onde  $\theta$  é o ângulo de espalhamento.

A potência média espalhada por unidade de ângulo sólido por unidade de frequência é agora descrita por:

$$\frac{dP}{d\omega d\Omega} = \sigma(\vec{k}, \omega) n_e^2 V I, \quad (\text{II-53})$$

onde  $V$  é o volume de espalhamento e  $n_e$  a densidade eletrônica média.

É conveniente escrever a secção de choque  $\sigma(\vec{k}, \omega)$  na forma:

$$\sigma(\vec{k}, \omega) = \sigma_T S(\vec{k}, \omega) \quad , \quad (\text{II-54})$$

onde  $\sigma_T$  é a secção de choque do espalhamento Thomson e  $S(\vec{k}, \omega)$ , conhecido como fator de forma dinâmico, representa o espectro das flutuações da densidade eletrônica.

Existem vários cálculos efetuados para a determinação do fator de forma dinâmico, tanto para plasmas térmicos como não térmicos, utilizando-se diversas aproximações. O tratamento dado a seguir é baseado no trabalho de Salpeter<sup>(13)</sup> para um plasma térmico.

Seja um plasma cujos elétrons e íons são descritos pela distribuição de velocidade de Maxwell-Boltzmann, sem colisões e suponha que a energia de interação coulombiana é pequena comparada a energia térmica (i.é., o campo eletrostático de flutuação é devido a uma perturbação no movimento térmico dos íons). O fator de forma dinâmico para temperatura eletrônica  $T_e$  não muito maior nem menor que a temperatura iônica  $T_i$ , é dado por:

$$S(\vec{k}, \omega) d\omega = \left\{ \Gamma_\alpha(y_e) dy_e + \right. \\ \left. + Z \left( \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^2 \Gamma_\beta(y_i) dy_i \right\} \frac{1}{\sqrt{\pi}}$$

$$\beta^2 = Z \frac{\Gamma_e}{\Gamma_i} \left( \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right), \quad (Z = \text{carga iônica}) \quad (\text{II-56.a})$$

$$\Gamma_\alpha(y) = \frac{\exp(-y^2)}{|1 + \alpha^2 f(y)|^2}, \quad (\text{II-56.b})$$

$$f(y) = 1 - 2y \bar{e}^{y^2} \int_0^y e^{p^2} dp - i \pi^{1/2} y \bar{e}^{y^2}, \quad (\text{II-56.c})$$

$$y_{e,i} = \frac{\omega}{k v_{e,i}}, \quad v_{e,i}^2 = \frac{2k_B T_{e,i}}{m_{e,i}} \quad (\text{II-56.d})$$

e  $\alpha$ , conhecido como o parâmetro de Salpeter:

$$\alpha = \frac{1}{k \lambda_D} = \frac{\lambda_i}{4\pi \lambda_D \sin(\frac{\theta}{2})} \quad (\text{II-57})$$

no qual  $\lambda_D = 7,43 \times 10^2 \sqrt{T_e/n_e}$  é o comprimento de Debye em (cm),  $T_e$  em (eV) e  $n_e$  em (cm<sup>-3</sup>).

As duas componentes de  $S(\vec{k}, \omega)$  em (II-55) são conhecidas, respectivamente, como o espectro dos elétrons e espectro dos íons. Integrando sobre todas as frequências, tem-se para a componente eletrônica:

$$S_e(\vec{k}) = \frac{1}{1 + \alpha^2} \quad (\text{II-58})$$

e para a componente iônica:

$$S_i(\vec{k}) = \frac{Z \alpha^4}{(1 + \alpha^2) (1 + \alpha^2 (1 + Z T_e/T_i))} \quad (\text{II-59})$$

Então, para  $\alpha \ll 1$ , i.é.,  $\lambda_D \gg \lambda$ , somente a componen

te eletrônica é significativa e o espectro da radiação espalhada refletirá apenas o movimento dos elétrons. Seu perfil será Gaussiano cuja largura é proporcional a  $T_e$ . Para  $\alpha \gg 1$ , i.é.,  $\lambda_D \ll \lambda$ , a componente iônica é dominante e o espectro da radiação espalhada refletirá os efeitos coletivos da interação dos elétrons com os campos dos íons. Os perfis de  $\alpha=0$  a  $\alpha=4$  podem ser encontrados no trabalho de Salpeter<sup>(13)</sup>.

## CAPÍTULO III

### SISTEMA $\theta$ - PINCH II

#### 3.1 DESCRIÇÃO GERAL

Figura III-1 mostra o sistema de  $\theta$ - pinch II usado neste trabalho.

O sistema consiste em dois solenóides com espira única de latão (comprimento 10 cm, diâmetro interno 9,5 cm, diâmetro externo 12,5 cm.) alinhados num tubo de pirex (comprimento 150 cm, diâmetro interno 5,5 cm. e 7,5 cm.) e separados entre si por 2 cm. Dois outros solenóides (solenóides de espelho) de comprimento 2 cm, diâmetro interno 7,4 cm. e diâmetro externo 12,4 cm. são conectados às extremidades dos solenóides principais através de um espaçador de nylon.

Estes solenóides possibilitam a criação de campos magnéticos mais intensos nessas regiões, reduzindo assim a perda de partículas pelas extremidades. A corrente nos solenóides é gerada pela descarga de dois bancos de capacitores: um para o pré-aquecimento ( $C = 0,5 \mu\text{F}$ ,  $V = 10 \text{ Kv}$ ) do plasma criado por uma fonte de radio frequência ( $f = 17 \text{ MHz}$ ,  $P = 50\text{W}$ ) no tubo de pirex, e outro, o principal ( $L = 30 \text{ nH}$ ,  $C = 100,4 \mu\text{F}$ ,  $V = 6 \text{ Kv}$ ), para o estudo do confinamento propriamente dito. O chaveamento desses capacitores é feito por intermédio de "spark-gaps" (veja apêndice A-1)<sup>(14)</sup> de baixa indutância excitadas por pulsos rápidos de alta tensão, cujo circuito é apresentado na figura III-2, possibilitando assim chaveamentos em curto espaço de tempo ( $\sim 10 \text{ ns}$ ).

A conexão entre o banco de capacitores e os solenóides é feita por intermédio de uma linha de transmissão de baixa indutância. Esta baixa indutância é possibilitada pela sua constituição em duas placas de alumínio paralelas e próximas (espaçamento de 2,5 mm.) com folhas de "mylar" entre elas.

No apêndice A-2 é apresentado o método de cálculo da sua indutância e o valor obtido para a linha de transmissão do  $\theta$ -Pinch II é de 2,1 nH.

Uma parte dessa linha de transmissão, a que se conecta aos solenóides de espelho, é removível, possibilitando também estudos sobre confinamento linear sem espelhos magnéticos.

A injeção de gás é efetuada por uma válvula solenóide a partir de uma câmara de gás, cuja entrada é comandada por uma segunda válvula solenóide e uma válvula agulha. O evacuação do sistema é feito por um sistema de bomba mecânica-difusora comercial capaz de atingir vácuo de até  $6 \times 10^{-5}$  Torr.

### 3.2 CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS

O equivalente elétrico do sistema  $\theta$ -Pinch é um circuito RLC sub-amortecido, para o qual uma breve teoria é apresentada no apêndice A-3. Como a corrente envolvida é de alta ordem de grandeza, utilizam-se bobinas de Rogowski para o levantamento de seus parâmetros.

O sinal integrado da bobina de Rogowski colocada na linha de transmissão do  $\theta$ -Pinch II sem espelho magnético é apresentado na figura III-3 para o sistema de pré-aquecimento e o principal. O tempo de subida  $t_s$ , i.é., o quarto do período

- 1- BANCO PRINCIPAL DE CAPACITORES
- 2- CAPACITOR DE PRÉ-IONIZAÇÃO
- 3- "SPARK GAP" DE DOIS ELETRODOS
- 4- "SPARK GAP" DE TRES ELETRODOS
- 5- CONECTOR DOS SOLENOIDES DE ESPELHO
- 6- SOLENOIDES PRINCIPAIS
- 7- SOLENOIDES DE ESPELHO
- 8- TUBO DE PIREX
- 9- VALVULA SOLENOIDE
- 10- VALVULA DE GAVETA
- 11- BOMBA DIFUSORA
- 12- BOMBA MECÂNICA
- 13- VALVULA AGULHA
- 14- CAMARA DE GAS
- 15- CABECA DO VACUOMETRO
- 16- LINHA DE TRANSMISSÃO
- 17- BOBINA PARA RF
- 18- JANELA
- 19- VALVULA

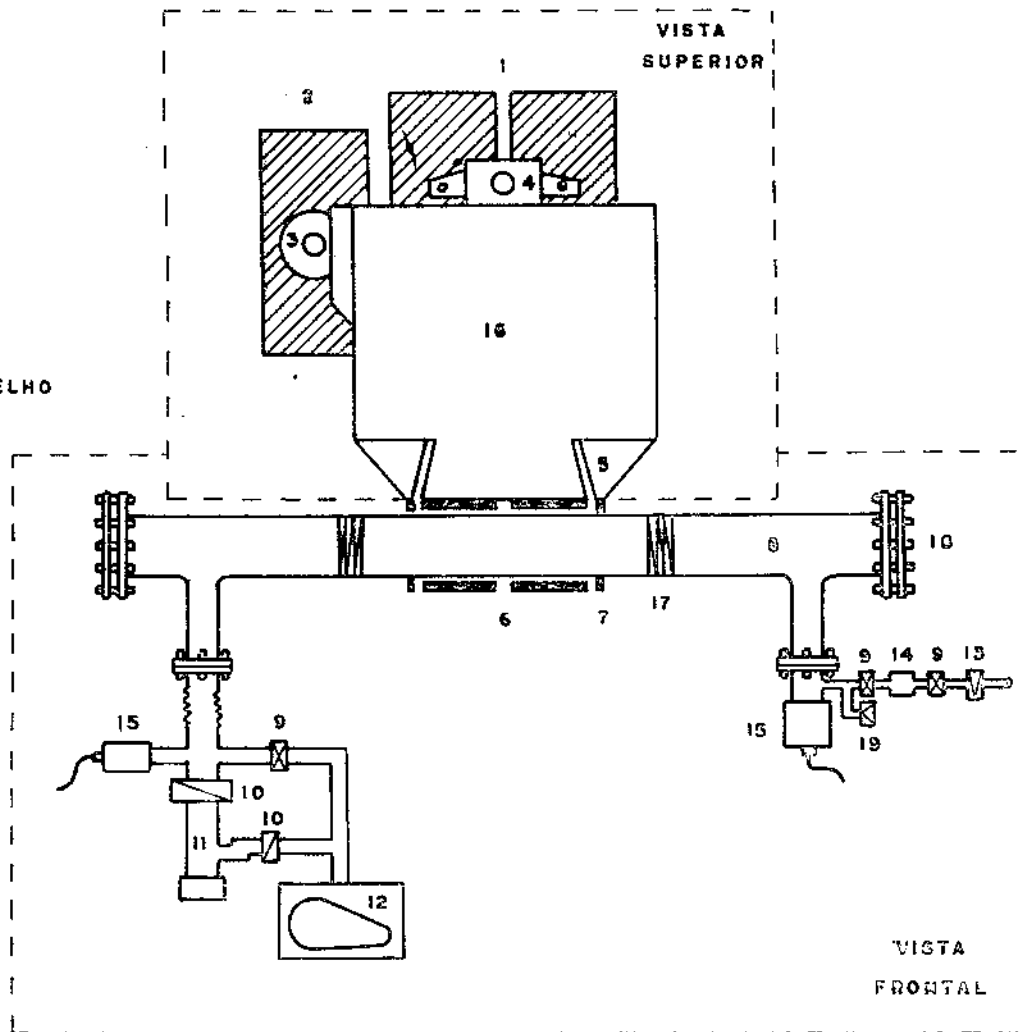


FIG. III-1 SISTEMA Θ-PINCH II



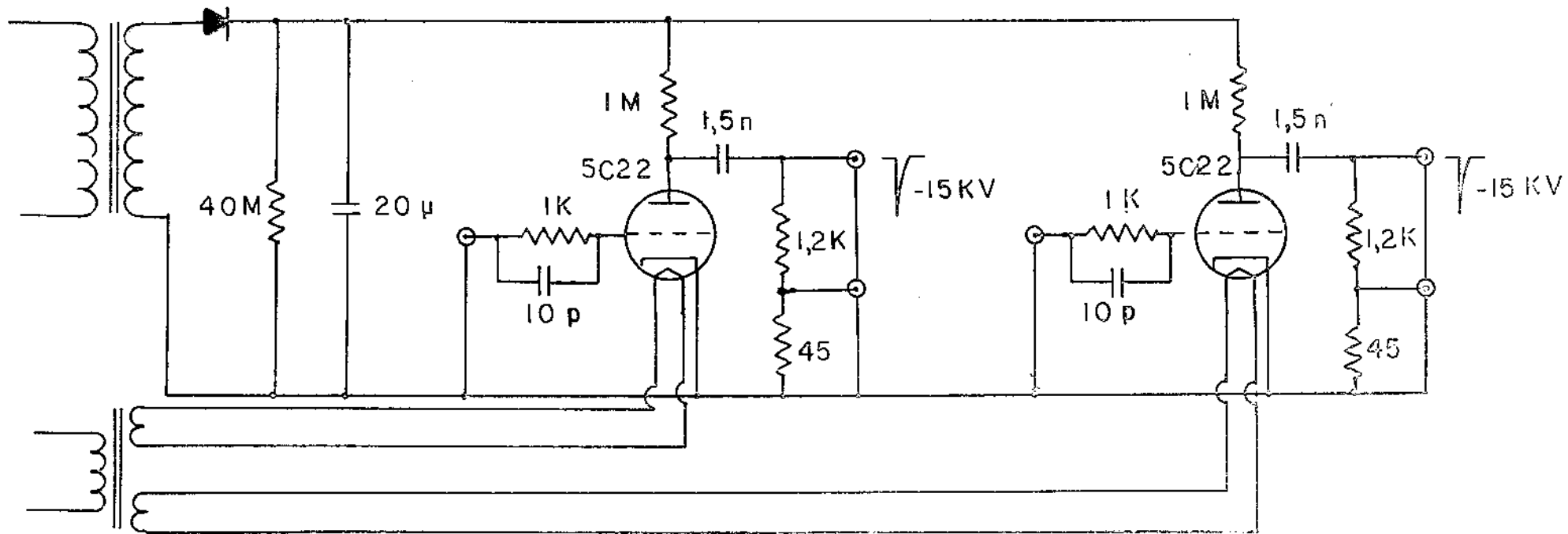
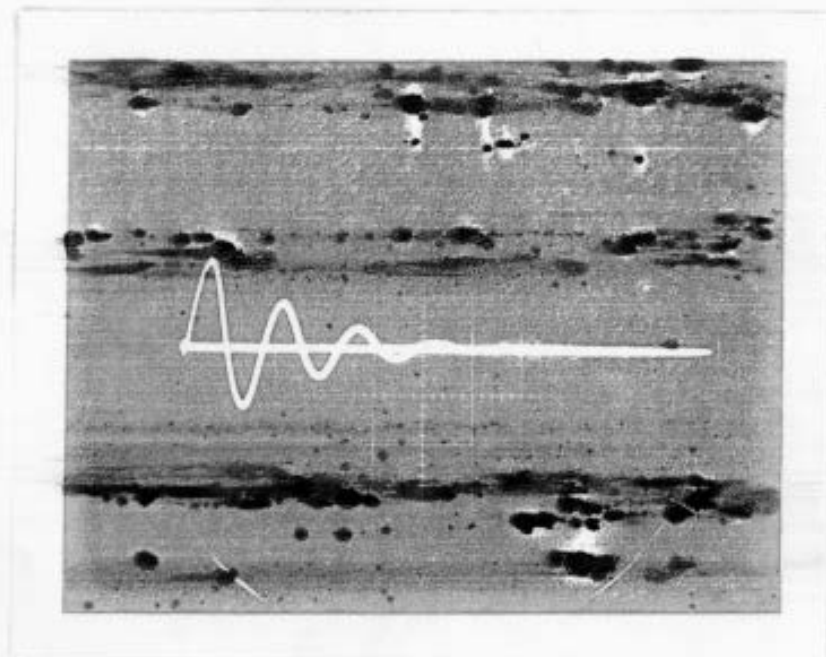
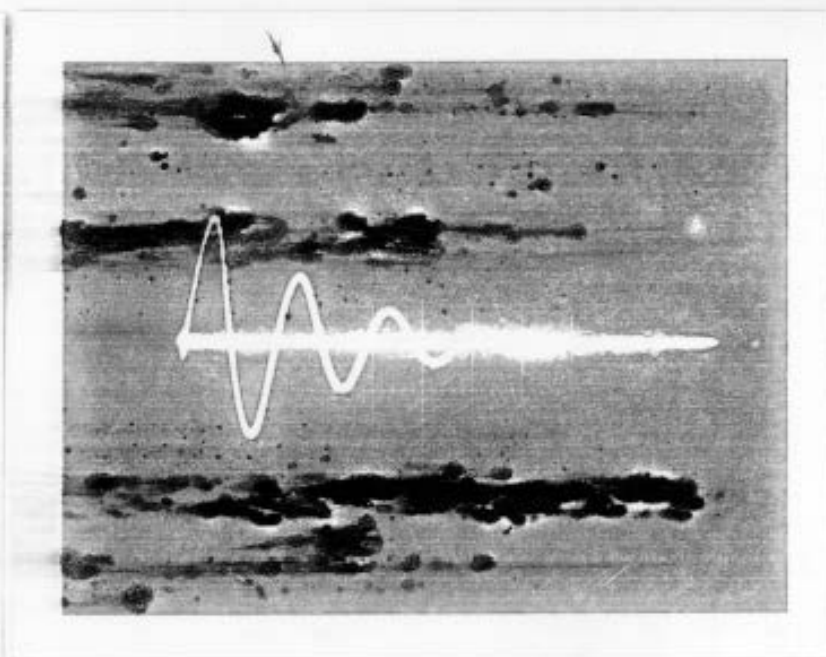


FIG. III-2 : GERADOR DE PULSOS (CIRCUITO THYRATRON)



VERTICAL - 0,2 V/DIV  
HORIZONTAL - 5  $\mu$ s/DIV

(a)



VERTICAL - 1,0 V/DIV  
HORIZONTAL - 10  $\mu$ s/DIV

(b)

FIG. III-3 PERFIL TEMPORAL DA CORRENTE NO SISTEMA  $\theta$ -PINCH II

(a) SISTEMA DE PRE AQUECIMENTO

(b) SISTEMA PRINCIPAL

no sistema principal, foi 4,9  $\mu$ s. Tomando a intensidade em dois semicírculos quaisquer, por exemplo, no primeiro e quinto, tem-se  $I_1 = 2,0$  V e  $I_5 = 0,7$  V. Uma vez que a capacitância total do sistema  $\bar{C}$  é igual à do banco de capacitores principal  $C = 2 \times 64.2 \mu$ F, pois as outras partes apresentam capacitâncias desprezíveis, tem-se a partir da relação (A3-9) do apêndice A3:

$$L_t = 30,9 \text{ nH.} \quad (\text{III-1})$$

Com este valor para a indutância total do sistema, a resistência total pode ser calculada pela equação (A3-6), no mesmo apêndice, e seu valor é:

$$R = 0,6 \text{ m}\Omega \quad (\text{III-2})$$

Também, a corrente de pico para o banco de capacitor carregado a 6 kV é segundo a equação (A3-2), dada por:

$$I_{\text{max}} = 180 \text{ kA.} \quad (\text{III-3})$$

Pode-se determinar estes parâmetros elétricos para o sistema de pré-aquecimento e o sistema com espelhos magnéticos. Seus valores determinados estão apresentados na Tabela III-1.

O campo magnético no interior dos solenóides é obtido a partir da lei de Ampère,

$$\int \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I \quad (\text{III-4})$$

PARÂMETROS	UNIDADE	SISTEMA DE PRÉ AQUECIMENTO		SISTEMA PRINCIPAL	
Capacitância	$\mu\text{F}$	8,5		108,4	
Tensão de Carga	KV	10		6	
Energia	J	425		1950	
Tempo de subida	$\mu\text{s}$	1,9 *	2,0 **	4,7 *	4,9 **
Indutância	nH	170,8 *	188,5 **	82,2 *	88,9 **
Resistência	$\text{m}\Omega$	25 *	32 **	3,8 *	5,6 **
Corrente de Pico	KA	62 *	57 **	196 *	180 **

\* com espelho magnético

\*\* sem espelho magnético

TABELA III-1 : CARACTERISTICAS DO SISTEMA  $\theta$ -PINCH II

No centro do solenóide de comprimento  $l$ , tem-se:

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{l} \quad (III-5)$$

Logo, para  $I = 180 \text{ KA}$  e  $l = 0,1 \text{ m}$ , o valor do campo é dado por:

$$B = 11,3 \text{ KG.} \quad (III-6)$$

### 3.3 PROGRAMAÇÃO DA CORRENTE

A sequência de operação do sistema  $\theta$ - Pinch II é feita com a descarga inicial do banco de pré-aquecimento e depois do banco principal. Os pulsos de alta tensão utilizados para o chaveamento são comandados pelos de tensão mais reduzida (de 300V) da saída do gerador de atraso (valvular) descrito na Fig. III-4. Este gerador apresenta rápidos pulsos de saída, pois seu chaveamento é feito em mini-thyratrons e também uma alta rejeição a ruídos elétricos. O que denota seu bom desempenho em sistemas pulsados de alta potência, onde a presença de ruídos elétricos é corriqueira.

Para a escolha de uma programação de corrente conveniente, foi efetuada a medida da intensidade de luz do plasma, integrada em diversos intervalos de tempo entre a descarga do banco principal e de pré-aquecimento. Essa radiação é essencialmente de Bremstrahlung, que depende fortemente da densidade eletrônica. Assim, o ciclo da operação escolhido foi o da descarga do banco principal no pico do segundo semi ciclo magnético, numa configuração de campos reversos no plasma. Na Fig. III-5 tem-se o perfil da corrente e o sistema elétrico utilizado.

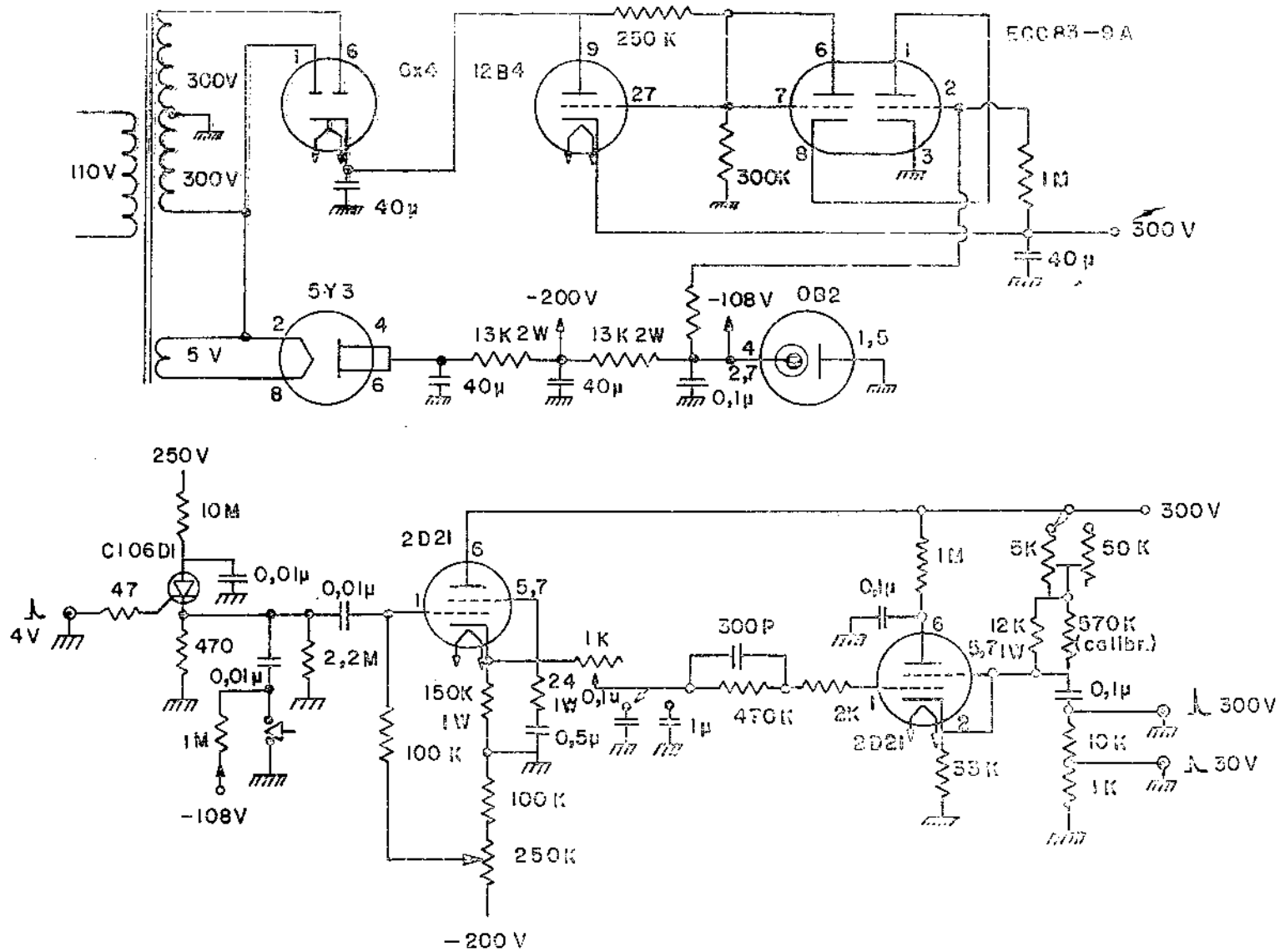
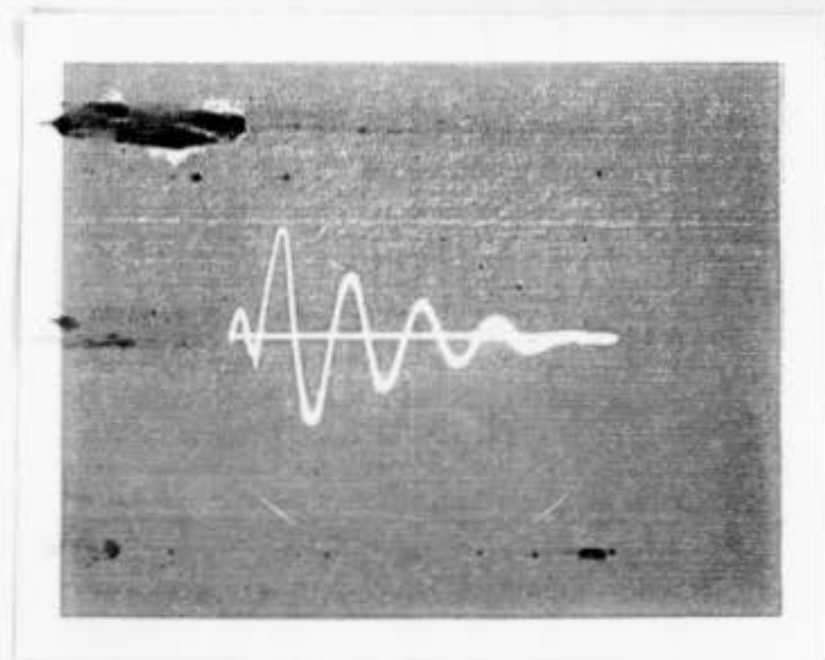


FIG. III-4 GERADOR DE ATRAZOS



ESCALA HORIZONTAL  $10 \mu\text{s}/\text{Div}$   
 ESCALA VERTICAL  $0,5\text{V}/\text{Div}$   
 (A)

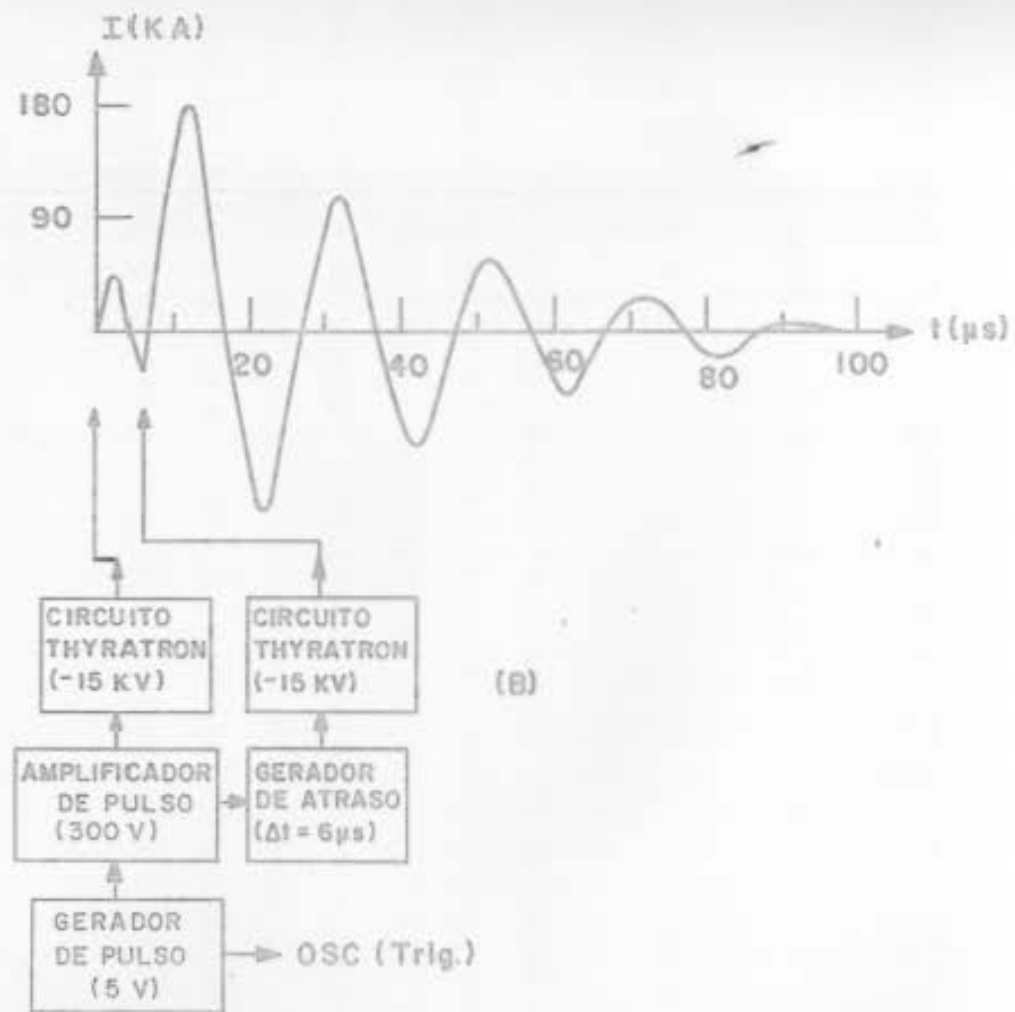


FIG. III-5 : DIAGRAMA DA DESCARGA (A) SINAL INTEGRADO DA BOBINA DE ROGOWSKI  
 (B) DIAGRAMA ELETRICO

## CAPÍTULO IV

### DIAGNÓSTICOS BÁSICOS E SEUS DADOS

#### 4.1 MEDIDA DE CAMPO MAGNÉTICO

A sonda magnética foi construída na forma de um pequeno solenóide de 10 espiras e raio 0,7 mm. com fio esmaltado AWG nº 30. Colocada na extremidade de um tubo de pìrex acotovelado, os fios da sonda foram trançados de modo a reduzir sua indutância e blindados eletrostaticamente ao longo do percurso dentro do tubo até a sua conexão exterior com cabo coaxial. O tempo de resposta da sonda (eq. II-34) é dado por:

$$\tau = 10 \text{ ps} \quad (\text{IV-1})$$

Por meio de um suporte de latão fixo à extremidade do tubo de plasma (Fig. II-1), a sonda magnética foi posicionada no centro de um dos solenóides principais ( $r=0$ ,  $z=6\text{cm}$ , onde  $z=0$  é centro longitudinal do sistema) Com o sistema  $\theta$ -Pinch II operando sem espelhos magnéticos, os sinais observados, para o sistema de pré-aquecimento e o sistema principal, através de um integrador de constante de tempo  $10^{-4}$  sg. são mostrados na Fig. IV-2. A escala vertical pode ser convertida em unidade de campo magnético pela relação II-33. Logo:

$$B = 1,2 \text{ KG/DIV (sistema de pré-} \begin{matrix} \text{ioniza-} \\ \text{ção)} \end{matrix} \quad (\text{IV-2})$$

$$B = 6,3 \text{ KG/DIV (sistema principal)} \quad (\text{IV-3})$$



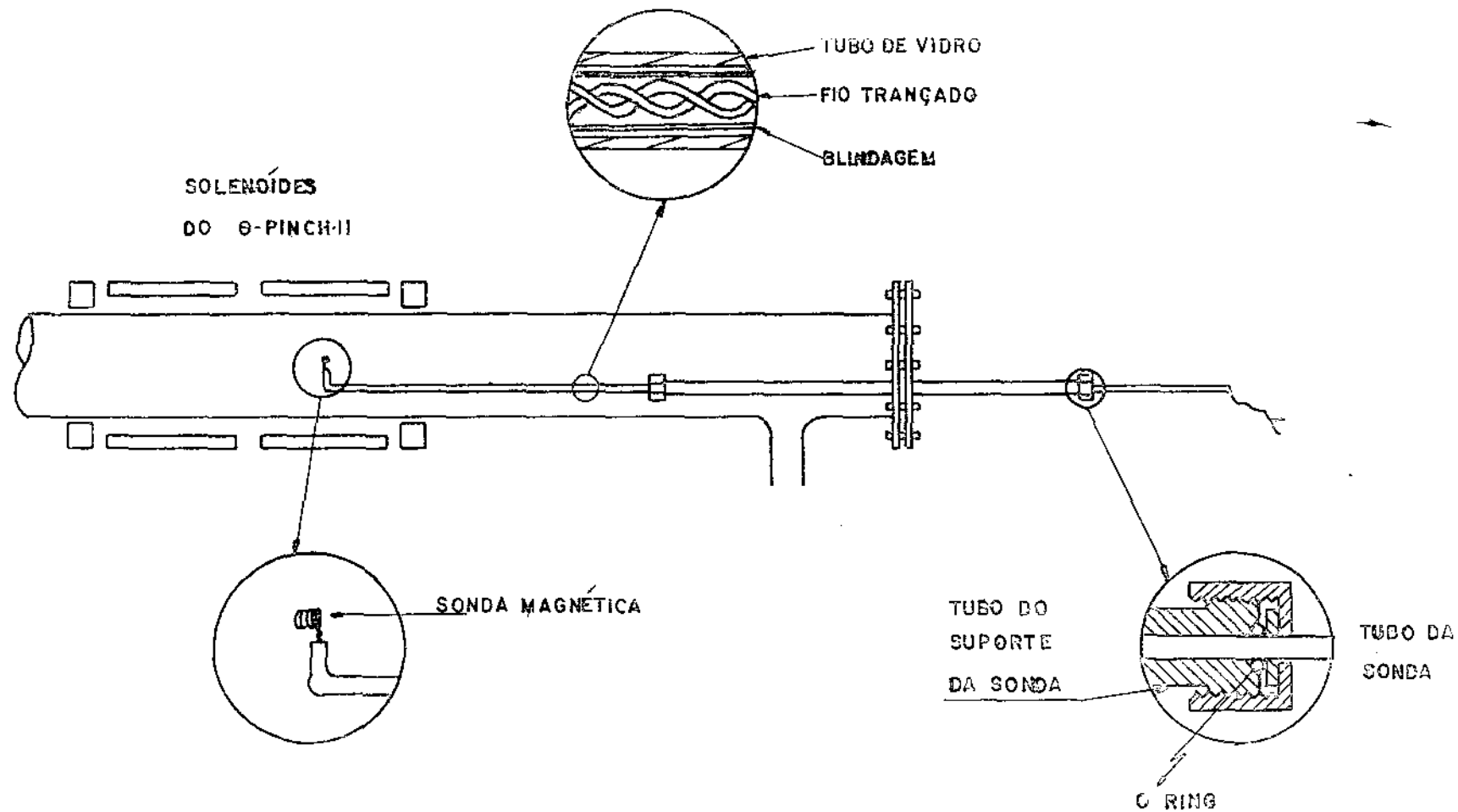
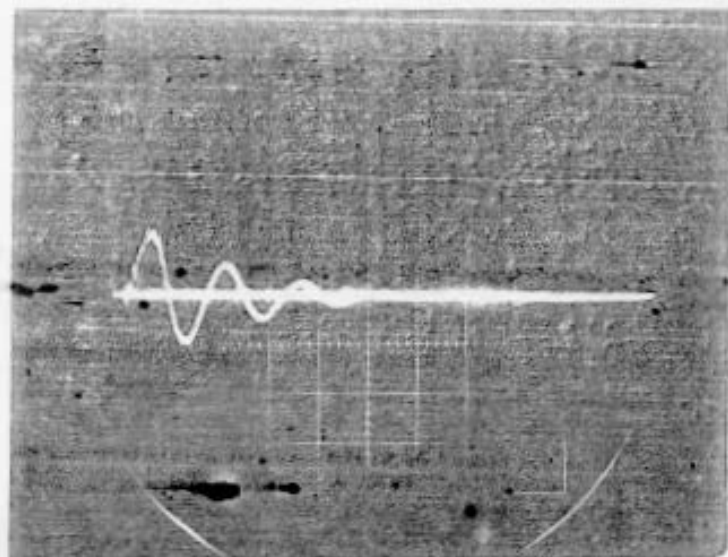


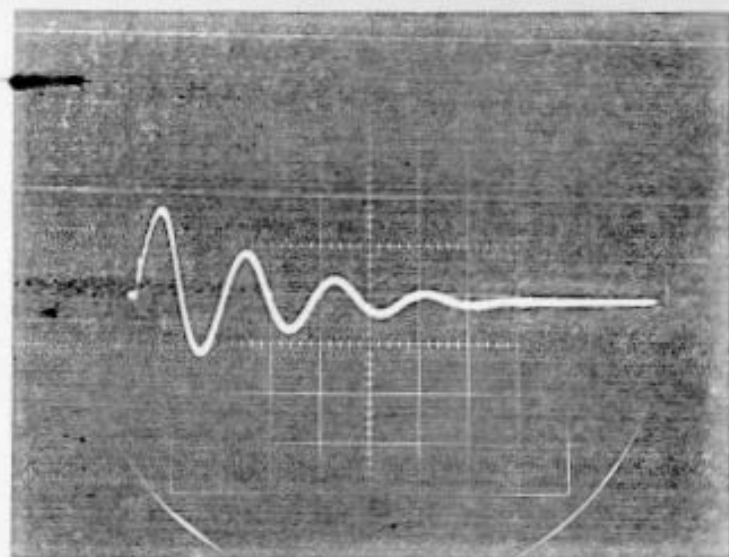
FIG-IV-1 - ARRANJO DA Sonda MAGNÉTICA NO  $\Theta$ -PINCH-II



HORIZONTAL -  $5 \mu\text{s} / \text{DIV}$

VERTICAL -  $0,02 \text{ V} / \text{DIV}$  ou  $1,2 \text{ KG} / \text{DIV}$

SISTEMA  
DE PRE-AQUECIMENTO



HORIZONTAL -  $10 \mu\text{s} / \text{DIV}$

VÉRTICAL -  $0,1 \text{ V} / \text{DIV}$  ou  $6,3 \text{ KG} / \text{DIV}$

SISTEMA  
PRINCIPAL

FIG. IV-2 SINAL DA SONDA MAGNETICA NO CENTRO DO SOLENOIDE ( $r=0$ ,  $z=6\text{cm}$ )

Portanto, o campo máximo na descarga do banco de pré-aquecimento é  $\sim 1,7$  KG do banco principal é  $\sim 11,2$  KG.

Utilizando-se uma outra saída semelhante, em condições experimentais análogas, foi levantado o perfil longitudinal no centro dos solenóides do campo magnético no sistema  $\theta$ -Pinch II com solenóides de espelho. Este perfil, normalizado ao campo no centro dos solenóides principais é apresentado na Fig. IV-3.

#### 4.2 MEDIDA DA DENSIDADE ELETRÔNICA

Para a determinação da densidade eletrônica no  $\theta$ -Pinch II foi utilizado um interferômetro de laser He-Ne ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) num arranjo experimental apresentado na Fig. IV-4a. O espelho externo (de reflexão máxima em  $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ ), o divisor de feixe, e o laser foram fixados num plateau óptico isolado do resto do sistema por camaras de ar, de maneira a eliminar as vibrações mecânicas. O detector óptico utilizado foi uma fotomultiplicadora (RCA 7265,  $V = -500V$ ) em cuja entrada foi colocado um filtro de interferência ( $\lambda_c = 6328 \text{ \AA}$ ) e diversos outros de densidade neutra.

O  $\theta$ -Pinch-II foi pré evacuado ( $8 \times 10^{-5}$  Torr) para limpeza do sistema e as pressões de operação utilizadas foram de 20 m Torr e 30 m Torr. Foi analisado um plasma de Argônio no sexto semi ciclo magnético no sistema com espelho magnético e pré ionização por rádio frequência.

Um típico sinal observado é apresentado na Fig. IV-4B junto com o respectivo sinal de uma bobina de Rogowski colocada na linha de transmissão.

A variação da densidade eletrônica por franja

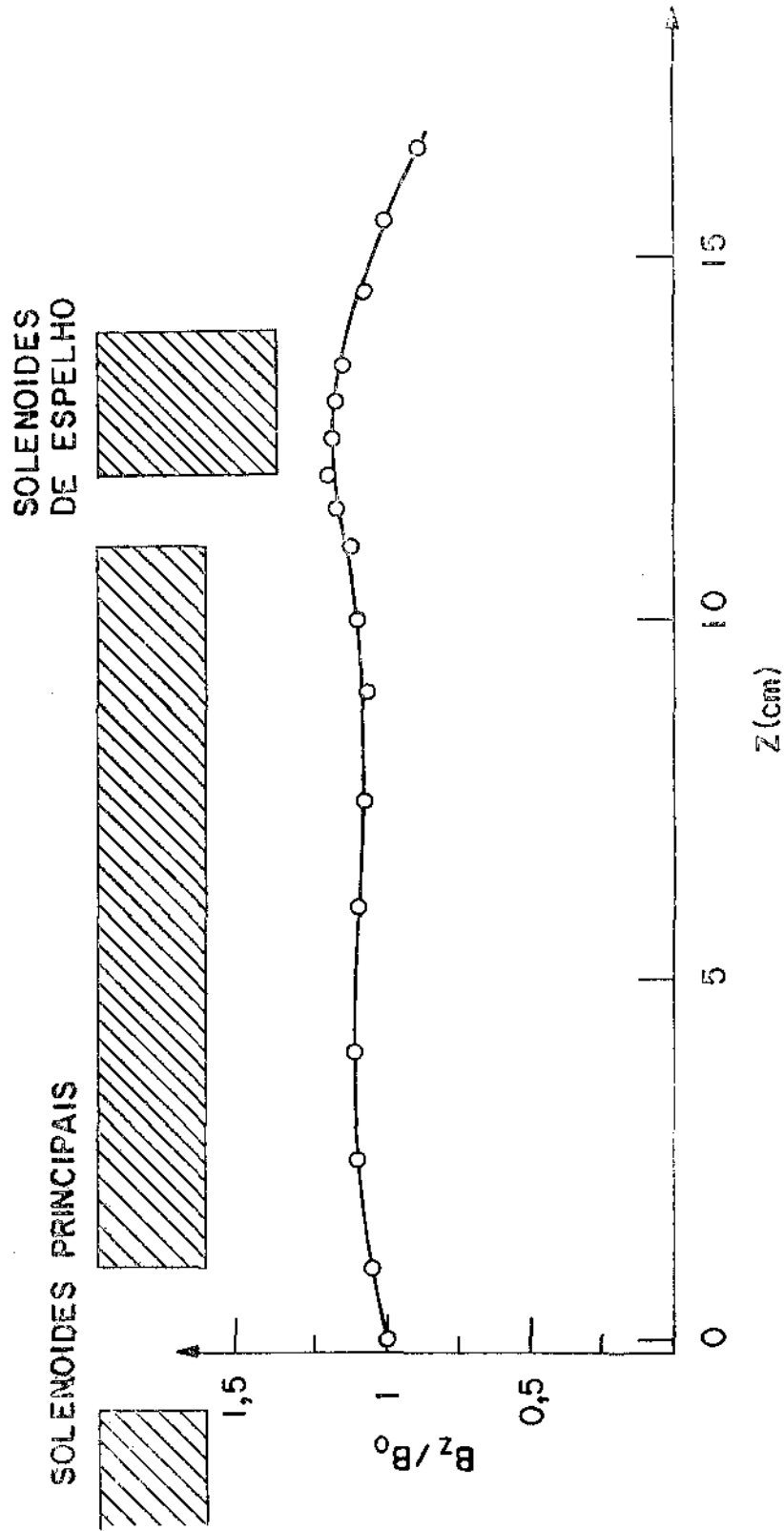
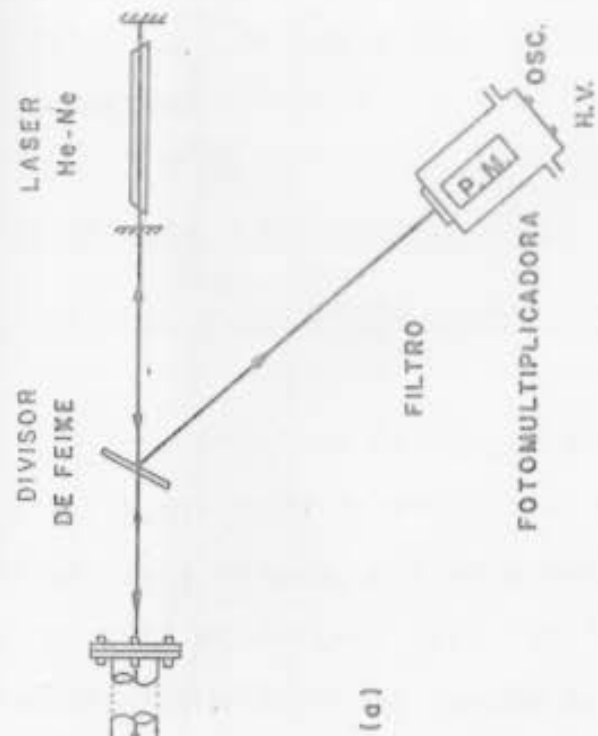


FIG. IV-3 : PERFIL LONGITUDINAL DO CAMPO MAGNETICO NO CENTRO DOS SOLENOIDES



(a)

(b)

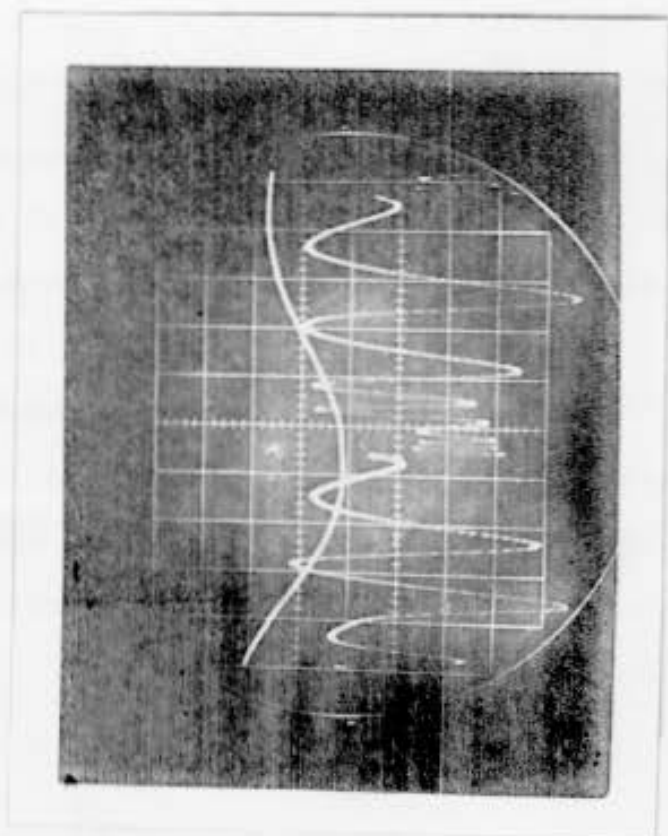
horiz. : 2  $\mu$ s/DIV

FIG. IV-4 : INTÉRFEROMETRO DE LASER

(a) - ARRANJO EXPERIMENTAL

(b) - SINAL OBSERVADO

para o plasma estudado, de comprimento  $L = 22$  cm, utilizando-se o laser de He-Ne é dada, a partir da relação (II-41) no capítulo II por:

$$\Delta n_e = 8,0 \times 10^{15} \Delta q \quad \text{cm}^{-3} \quad (\text{IV-4})$$

O tempo de resposta deste interferômetro descrito na Ref. 2, é de 6,6 n seg. Na Fig. IV-5 é apresentado o resultado obtido.

### 4.3 FOTOGRAFIAS ULTRA RÁPIDAS

#### 4.3a : Descrição da câmera conversora de imagens ("IMACOM")

A coleta da imagem da câmera conversora de imagens é feita por meio de objetivas de comprimento focal de 18mm a 1000 mm. Esta imagem, por meio mecânico, é focalizada ao fotocatodo do tubo de imagens (Fig. IV-6c). O feixe de elétrons da origem é focalizado no centro de uma placa perfurada e aterrada, localizada entre dois conjuntos de placas horizontais, uma primeira denominada placa de corte ( $S_1$  e  $S_2$ ) e uma posterior denominada placa de compensação ( $C_1$  e  $C_2$ ). Depois destas temos duas placas verticais (placas de deslocamento D) e uma tela fosforescente aterrada. As formas de ondas aplicadas nas placas de corte, compensação e deslocamento quando a câmera é disparada definem o modo de operação da câmera: "framing" ou "streak".

No modo framing, a forma de onda nas placas de corte e compensação são senoidais, com tensão de pico de 1,8KV, defasadas em 180° e levemente deslocadas entre si (Fig. IV-6a). O feixe de elétrons é interrompido pela placa perfurada quando a tensão nas placas de corte são superiores a 600V ou inferior -

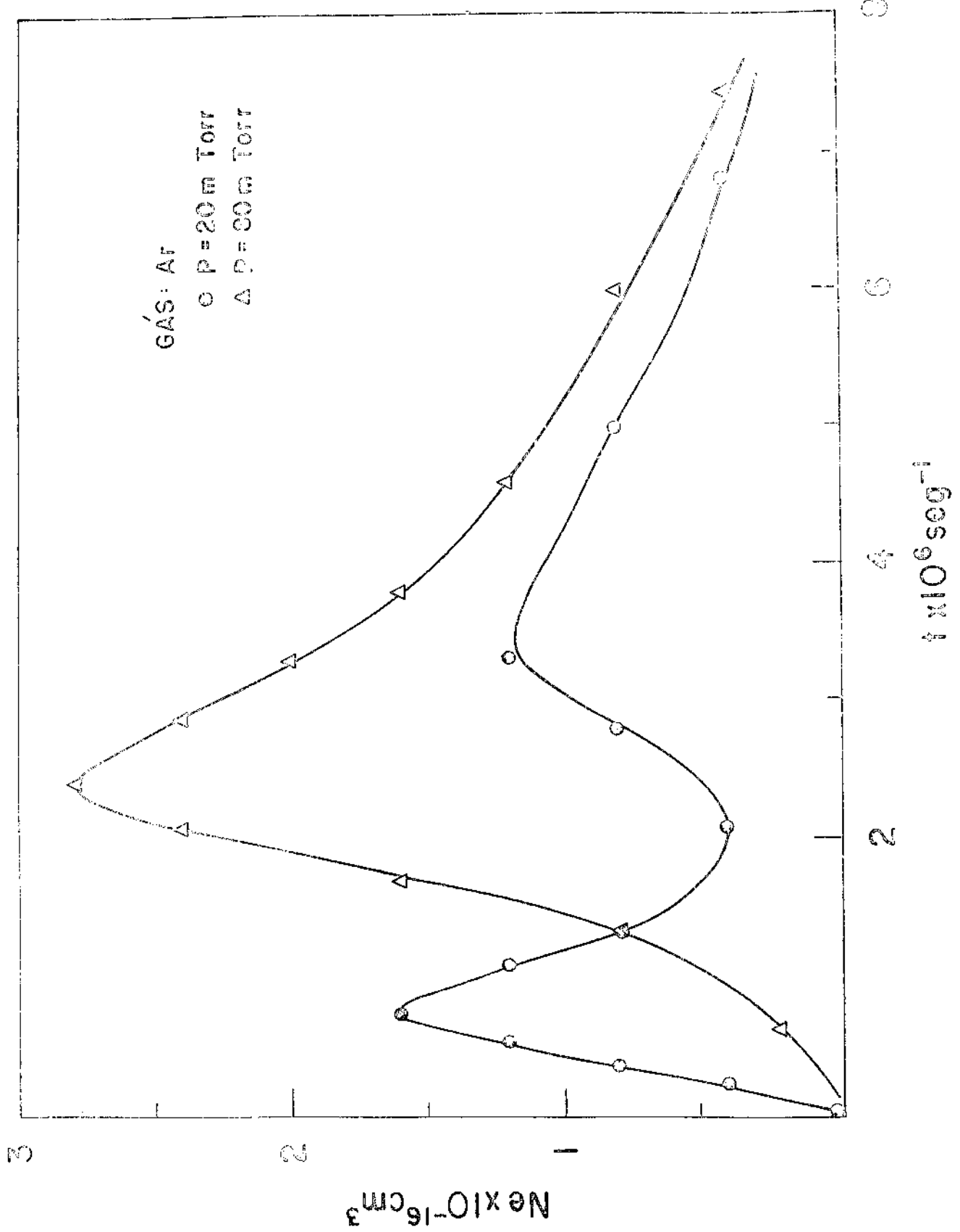


FIG. IV-5 VARIACAO TEMPORAL DA DENSIDADE ELECTRONICA NO CENTRO DO TUBO DE PLASMA

res a  $-600V$ . As linhas pontilhadas na figura demarcam assim o limite de passagem do feixe num intervalo de tempo  $\Delta t$ . Como a passagem do feixe vai se dando de forma parcial, inicialmente uma pequena parte deste feixe refere-se à parte superior da imagem no foto-catodo e as placas de compensação agem de maneira a deslocá-lo sensivelmente para cima. No final deste ciclo, o feixe refere-se à parte inferior da imagem no foto-catodo e o deslocamento é para baixo. O efeito líquido é a formação de uma imagem estática de duração  $\Delta t$  na parte inferior da tela fosforecente (1a. exposição). Para a segunda exposição, tem-se primeiramente a formação da parte inferior da imagem no fotocatodo e uma compensação para baixo e finalmente da parte superior com uma compensação para cima. Aqui, entretanto, a imagem na tela aparece em sua parte superior. Para essas duas exposições, a tensão nas placas de deslocamento é mantida constante. O processo para a terceira e quarta exposição antes das placas de deslocamento, é análogo à primeira e segunda, respectivamente. Apenas a tensão mantida nessas placas é superior ao do primeiro par de exposições, ocasionando o deslocamento do feixe para a direita. Assim, sucessivamente as imagens na tela fosforecente aparecem numa forma alternada como mostra a Fig. IV-6a. Os possíveis tempos de exposição para cada quadro são: 40ns, 100ns, 200ns e 400ns, e o tempo entre quadros (interframing time) é de quatro vezes a de cada quadro.

Na operação no modo streak, as placas  $S_1$  e  $C_2$  são aterradas e uma tensão de aproximadamente 1,4KV é mantida em  $S_2$  e  $C_1$ , mantendo assim o feixe interrompido pela placa perfurada. Ao dispararmos a câmera por um pulso externo, a tensão é repentinamente levada a zero, possibilitando assim a passagem do feixe, e simultaneamente é aplicado às placas de deslocamen-



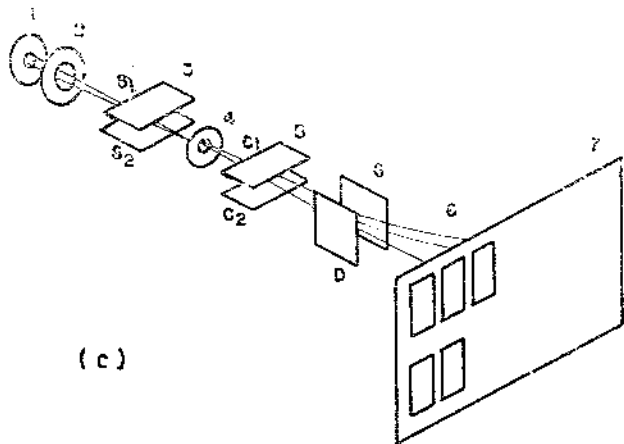


to uma rampa. A imagem obtida na tela fosforescente é . corrida, com o tempo crescente para a direita (Fig. IV-6b). O sinal registrado em foto da tela aparece na escala de  $1\mu\text{s}/\text{cm}$ . a  $10\mu\text{s}/\text{cm}$ .

#### 4.3b : Arranjo experimental e resultados:

A câmara foi utilizada para o estudo da dinâmica de compressão de um plasma de Argônio no tubo de plasma (diâmetro interno 2,8 cm.) no terceiro semi ciclo magnético da descarga principal com espelhos magnéticos. A pré-ionização do Argônio injetado no sistema foi efetuada por rádio-frequência (17MHz) Com um posicionamento longitudinal ou transversal ao tubo de plasma (Fig. IV-7ab), o sincronismo ao início do evento foi efetuado por meio de um gerador de atraso, que por sua vez, foi acionado por um pulso simultâneo ao disparo do banco de capacitores (Fig. IV-7c). No posicionamento perpendicular, o evento foi observado através de uma fenda de 2mm. colocada em frente ao inter-espaço dos solenóides principais com a câmara focalizada ao centro do tubo ( $r=0$ ). O registro dos eventos para a câmara operando no modo streak estão apresentados na Fig. IV-8.

Para a câmara na posição longitudinal não foi utilizada nenhuma fenda externa e a focalização foi feita num plano no centro do inter-espaço dos solenóides principais e os registros mostrados na Fig IV-9 foram feitos com a câmara operando no modo framing.



(c)

- 1 - FOTOCATODO
- 2 - FOCALIZADOR
- 3 - PLACAS DE CORTE
- 4 - PLACA PERFORADA
- 5 - PLACAS DE COMPENSAÇÃO
- 6 - PLACAS DE DESLOCAMENTO
- 7 - TELA
- 8 - FEIXE DE ELETRONS

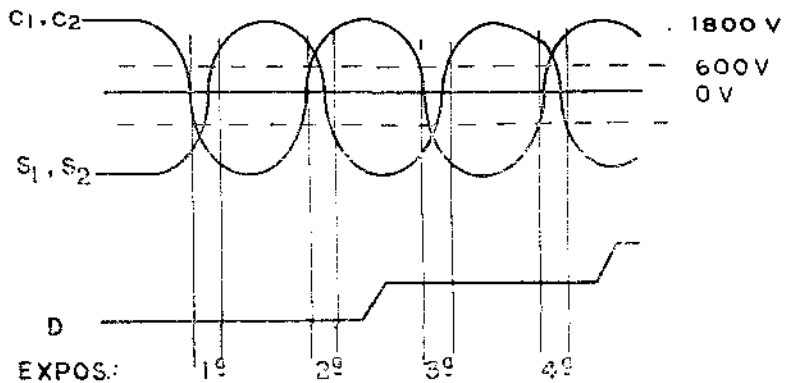
FIG. IV-6 CAMERA CONVERSORA DE IMAGEM

(a) FORMAS DE ONDA NO MODO FRAMING

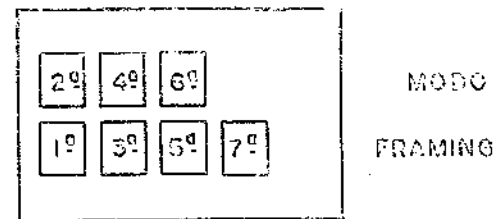
(b) FORMAS DE ONDA NO MODO STREAK

(c) DESCRIÇÃO DO TUBO DE IMAGEM

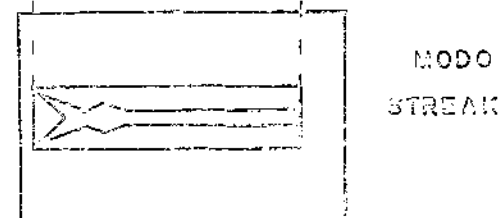
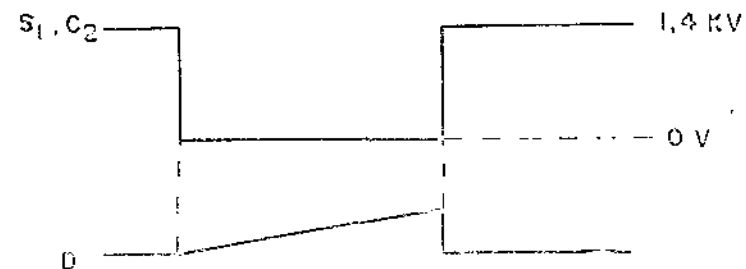
(a)



EXPOS.: 1º 2º 3º 4º



(b)



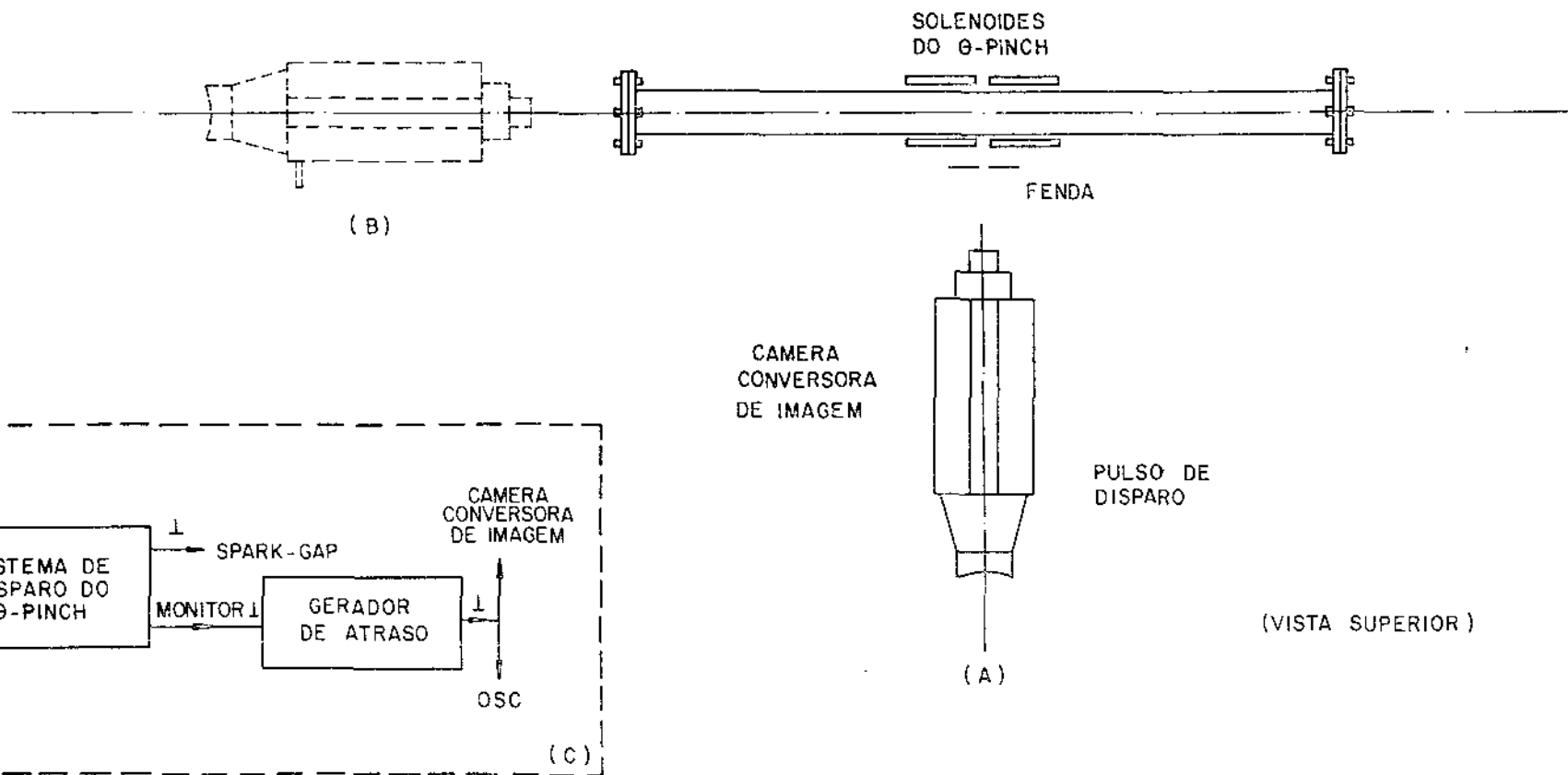
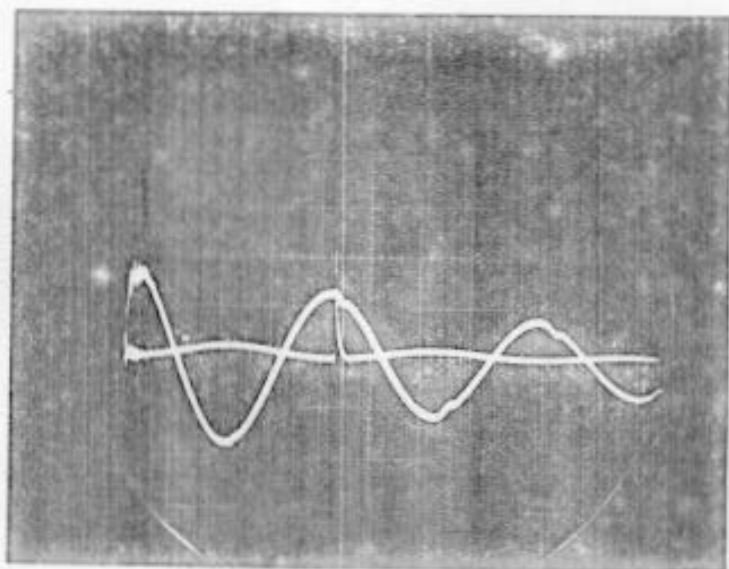
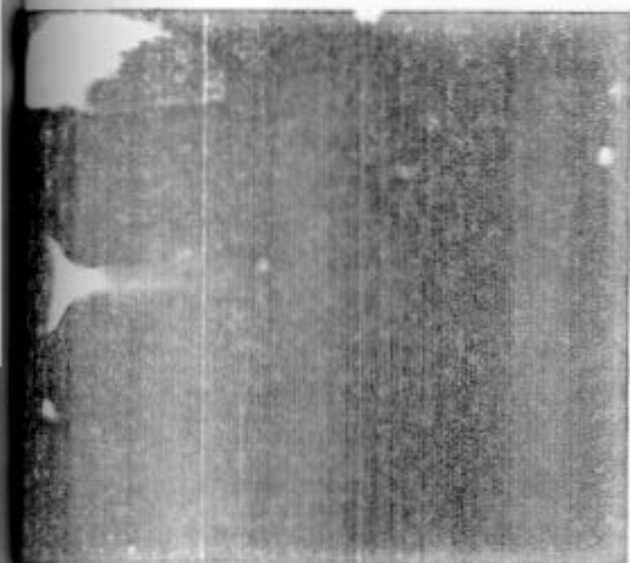
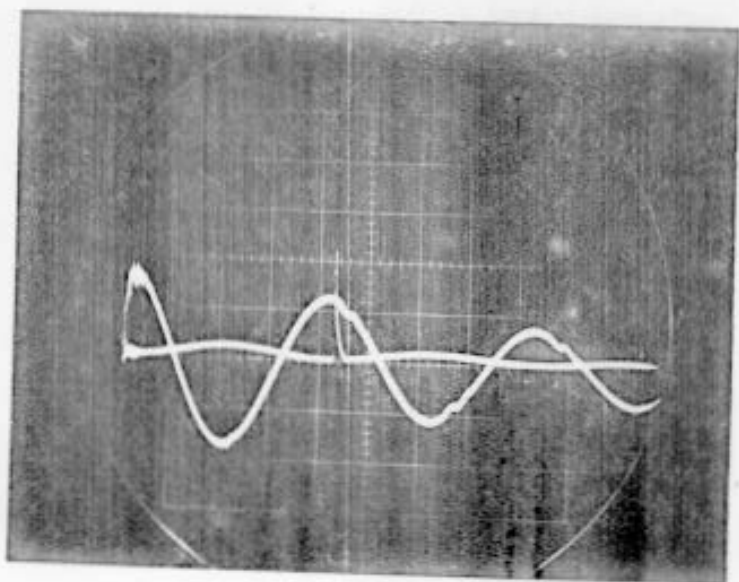
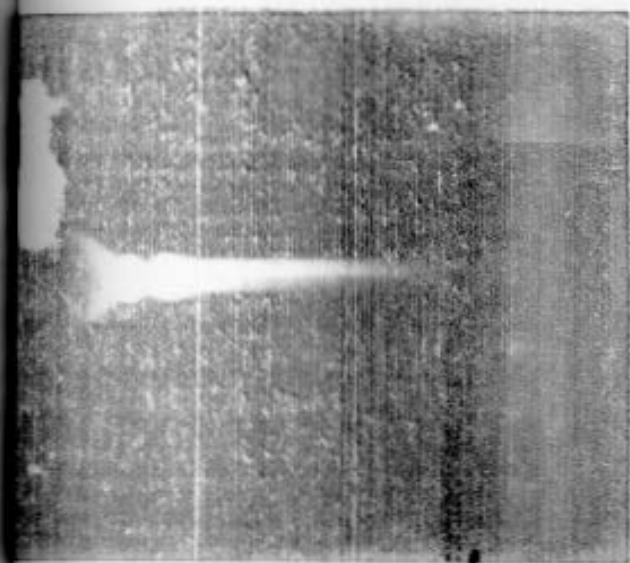


FIG. IV-7 ARRANJO EXPERIMENTAL DA CAMERA CONVERSORA DE IMAGEM: (A) PARA VISTA LATERAL, (B) PARA VISTA FRONTAL, (C) DIAGRAMA ELÉTRICO.

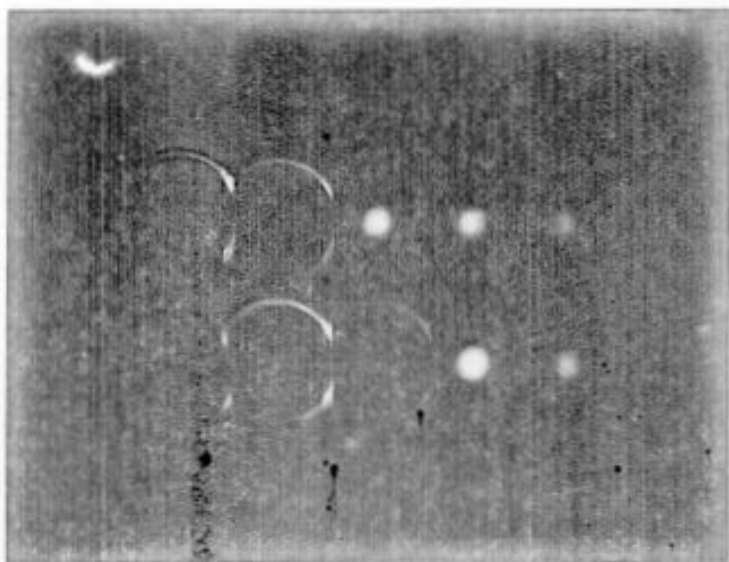


P = 10 mTorr - Ar

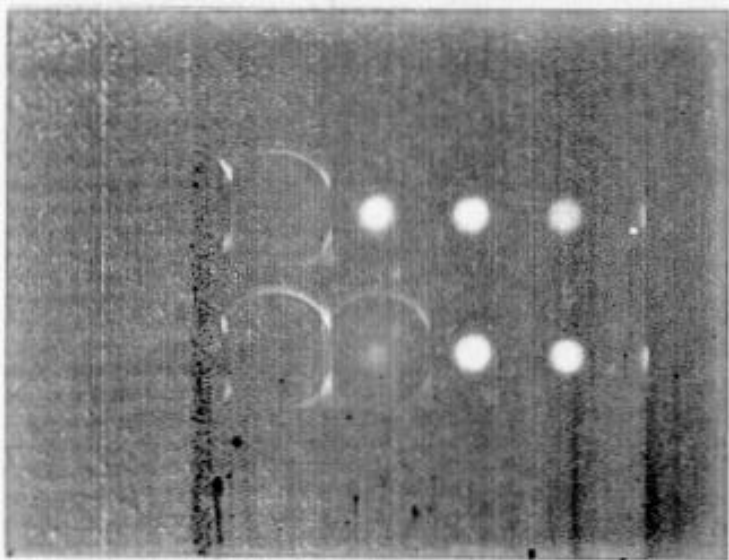


P = 30 mTorr - Ar

FIG. IV-8 : DINAMICA DO PLASMA (VISTA TRANSVERSAL)  
 ESQUERDA: FOTOGRAFIA STREAK -  $1\mu\text{s}/\text{cm}$   
 DIREITA: SINAL DA BOBINA DE ROGOWSKI ( $di/dt$ ) SOBREPONTO  
 AO PULSO DE DISPARO - horiz.  $5\mu\text{s}/\text{DIV}$



P = 10 mTorr - Ar



P = 30 mTorr - Ar

FIG. IV-9 : FOTOGRAFIAS FRAMING (VISTA LONGITUDINAL)  
TEMPO DO QUADRO . 100 ns  
TEMPO ENTRE QUADRO . 400 ns

CAPITULO V

ESPALHAMENTO THOMSON NÃO COLETIVO

5.1 ESTIMATIVA NUMÉRICA DOS PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO

Aqui estimamos os vários parâmetros importantes para o experimento de espalhamento Thomson usando as equações apresentadas no capítulo II.

O perfil da distribuição de frequência do espalhamento Thomson é determinado pelo parâmetro " $\alpha$ " de Salpeter (eq.II-57). Segundo as medidas efetuadas por Luciano<sup>(15)</sup> no  $\theta$ -Pinch II, num plasma de densidade eletrônica  $n_e = 2,85 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ , a temperatura eletrônica, estimada por difusão de campo magnético no plasma, é de 7,7 a 9,9 eV. Assim, assumindo-se  $T_e = 8 \text{ eV}$ , se o espalhamento for observado a  $90^\circ$  de um feixe de um laser de rubi ( $\lambda_L = 6943 \text{ \AA}$ ), tem-se:

$$\alpha \approx 0,5. \quad (V-1)$$

Logo, o fator de forma dinâmica (eq.II-55) é descrito apenas por sua componente eletrônica dada por:

$$S(\vec{k}, \omega) d\omega = \frac{1}{\pi^{1/2} k v_e} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k^2 v_e^2}\right) d\omega. \quad (V-2)$$

Portanto, pelas equações (II-54) e (II-53), a potência média espalhada por unidade de ângulo sólido por unidade de frequência é descrita pela relação:

$$\frac{dP_s}{d\omega d\Omega} = \sigma_T \frac{n_e V I_i}{\pi^{1/2} k v_e} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k^2 v_e^2}\right) \quad (V-3)$$

onde  $\omega$  e  $\Omega$  são introduzidos com o subscrito  $s$  e  $i$  para indicar grandezas espalhadas e incidentes, respectivamente. O perfil da radiação espalhada é então uma Gaussiana cuja largura é proporcional à temperatura eletrônica. Para determinar sua relação, sabe-se que  $e^{-x^2} = 0,5$  se  $x = \pm (\ln 2)^{1/2}$  e portanto, a largura total à meia altura (LTMA) do espectro espalhado é dado por:

$$\Delta\omega = 2\sqrt{\ln 2} k v_e \quad (V-4)$$

Introduzindo as relações (II-52) e (II-56-d) em V-4, tem-se:

$$\Delta\omega = \frac{4\omega}{c} \left\{ \frac{k_B T_e 2 \ln 2}{m_e} \right\}^{1/2} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (V-5)$$

Para o laser de rubi, em termos de comprimento de onda, a largura total (LTMA) é:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \lambda_L \frac{\Delta\omega}{\omega} \\ &= 45,7 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sqrt{T_e (\text{eV})} \quad (\text{\AA}) \end{aligned} \quad (V-6)$$

que num espalhamento observado a 90° torna

$$\Delta\lambda = 32,3 \sqrt{T_e (\text{eV})} \quad (\text{\AA}) \quad (V-7)$$

Da relação (V-3), a intensidade da radiação espalhada pelo laser de rubi a 90° no centro da Gaussiana é dada por:

$$\left. \frac{dP_s}{d\omega d\Omega} \right|_{\omega=0} = 4,4 \times 10^{-12} V I_i \frac{n_e}{\sqrt{T_e}} \quad (V-8)$$

A potência espalhada num ângulo sólido  $d\Omega$  por um volume (V) de espalhamento cilíndrico de comprimento l e área de secção A, é obtida pela integração da equação V-3 sobre todas as frequências. Seu resultado é:

$$P_s = \sigma_T n_e l P_i d\Omega, \quad (V-9)$$

onde  $P_i \equiv AI_i$  é a potência incidente volume de espalhamento.

Para o  $\theta$ -Pinch II, ( $T_e \sim 8\text{eV}$ ), a largura total e meia altura do espectro espalhado é estimada em:

$$\Delta\lambda \sim 90 \text{ \AA}, \quad (V-10)$$

sendo portanto desnecessário o uso de um analisador espectral de alta resolução.

Se o espalhamento num cilindro de comprimento  $l = 1\text{ cm}$  no plasma de densidade  $n_e = 10^{22}\text{ m}^{-3}$  (valor típico no  $\theta$ -Pinch II) for observado por um ângulo sólido  $d\Omega = 3 \times 10^{-2}\text{ srad}$ , a potência espalhada será:

$$P_s = 2 \times 10^{-10} P_i, \quad (V-11)$$

i.é, apenas uma pequena fração da energia incidente é observada num experimento com os valores típicos citados. Portanto, é ne-



cessário o uso de lasers de altíssima potência para observarmos o evento. Num laser de rubi operando por chaveamento -Q a potência de 150 MW, (eq.V-11) indica que a potência espalhada é de 30mW, estando no range mensurável dos detectores ópticos.

## 5.2 DESCRIÇÃO GERAL DOS COMPONENTES.

### 5.2a : Laser de rubi.

Num laser de rubi, a ação de laser é efetuada pelos ions de cromo ( $Cr^{3+}$ ) que dopam a estrutura cristalina de um óxido de alumínio, constituindo ambos no cristal de rubi propriamente dito. Esses ions possuem duas grandes bandas de absorção, uma no verde e outra no azul do espectro visível (Fig.V-1). Através de um bombeamento óptico rápido, os ions são excitados a essas bandas e sofrem uma rápida transição a dois níveis de energia metaestáveis, uma correspondendo a emissão em 6943 Å e outra em 6927 Å na transição para o estado fundamental. O cristal de rubi encontra-se numa cavidade e as emissões espontâneas desses níveis metaestáveis ao estado fundamental, ressoando na cavidade, mantêm uma alta densidade de fótons, aumentando a emissão estimulada, que se torna maior que o decaimento espontâneo. Neste processo de emissão estimulada dominante, a radiação emitida em 6943 Å também é dominante.

No laser utilizado, o cristal de rubi cilíndrico de diâmetro 3/8", possui na extremidade de saída, uma deposição de filme fino, de reflexão 35%, formando a cavidade do laser com um espelho externo de alta refletividade (99,9%) colocada na extremidade oposta. O bombeamento óptico é efetuada por uma lâmpada de flash de xenônio helicoidal, que envolve o cristal

de rubi, com um espectro de emissão do visível ao ultra violeta. A energia descarregada na lâmpada é inicialmente armazenada num capacitor ( $C = 100\mu\text{F}$ ,  $V = 10\text{KV}$ ) através de uma alimentação DC, variável em até 10 KV, por um resistor de carga de  $75\Omega$  e um indutor de 0,5 mH. A lâmpada é pré ionizada por um pulso de alta tensão (15 KV, 2  $\mu\text{s}$ ), sincronizada a outro de fechamento de uma válvula ignitron, que efetua a descarga do capacitor através da lâmpada. A duração desta descarga é de 1 ms. O sinal da emissão integrada, observada num fotodiodo, é mostrado na Fig. V-2a e em  $6943 \text{ \AA}$  na Fig. V-2b, quando o laser opera no modo normal descrito.

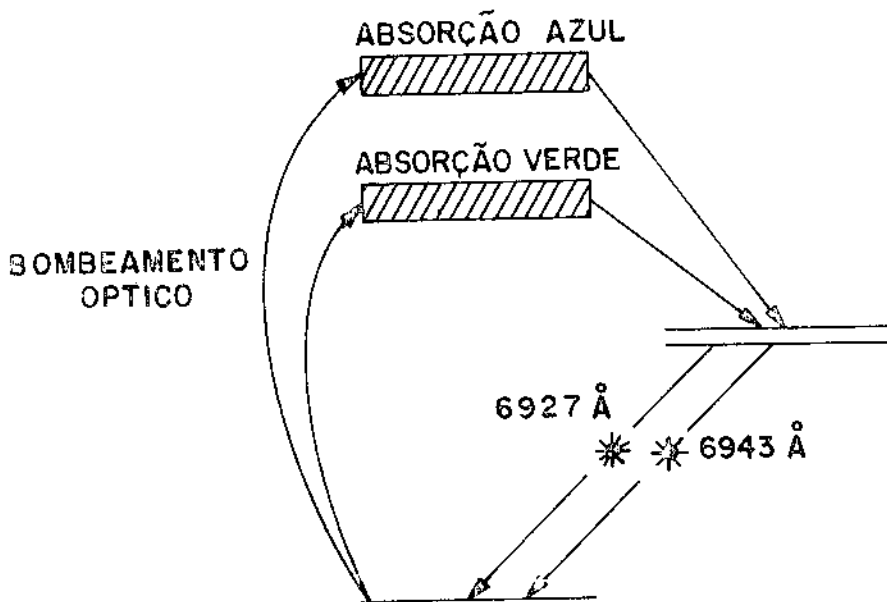
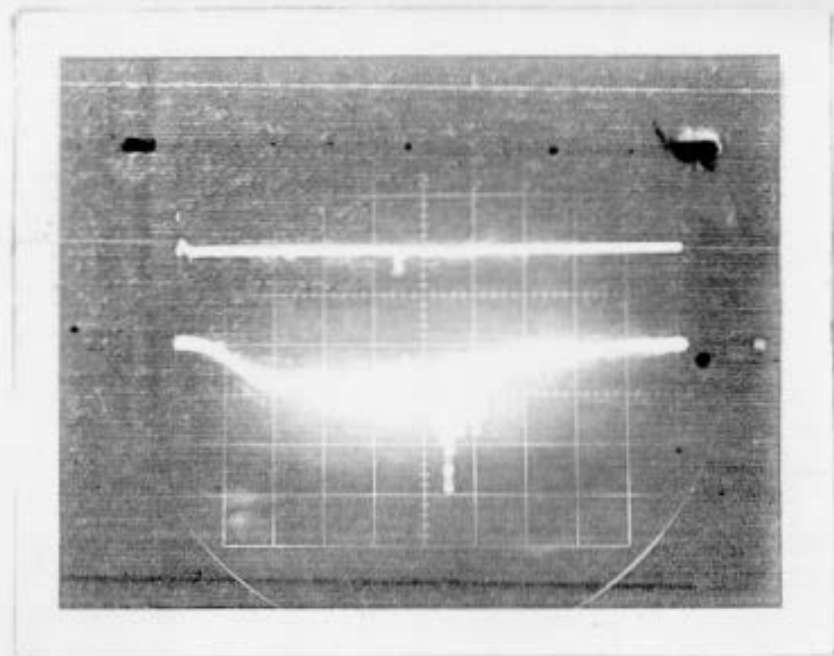


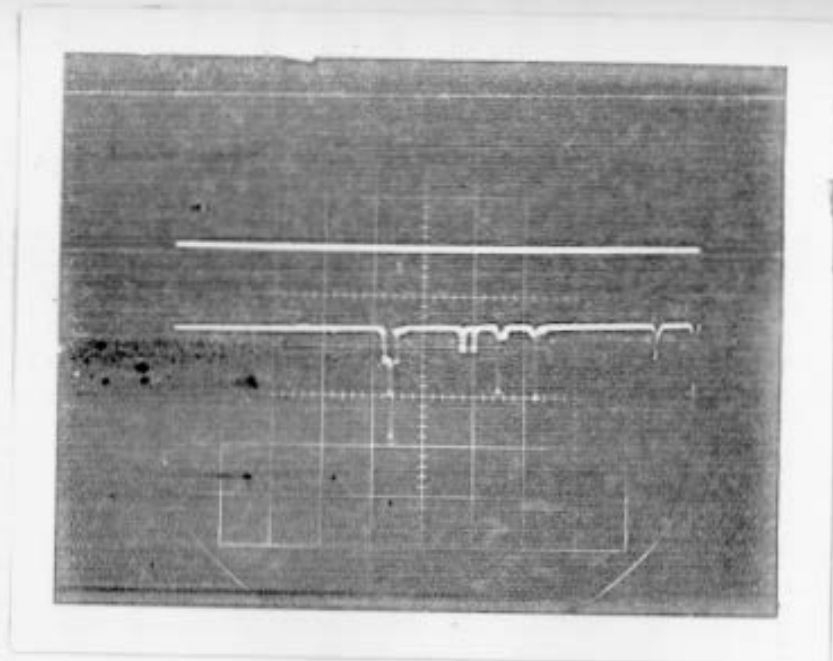
DIAGRAMA DO NIVEL DE ENERIA PARA O LASER DE RUBI

FIG-V-1



VERT : 0,2 V/Div  
HORIZ : 0,1 ms/Div

(a)



VERT : 0,2 V/Div  
HORIZ : 1 0 $\mu$ s/Div

(b)

LASER DE RUBI NO MODO NORMAL

(a) OSCILACAO DO LASER SOBPOSTA A LAMPADA FLASH

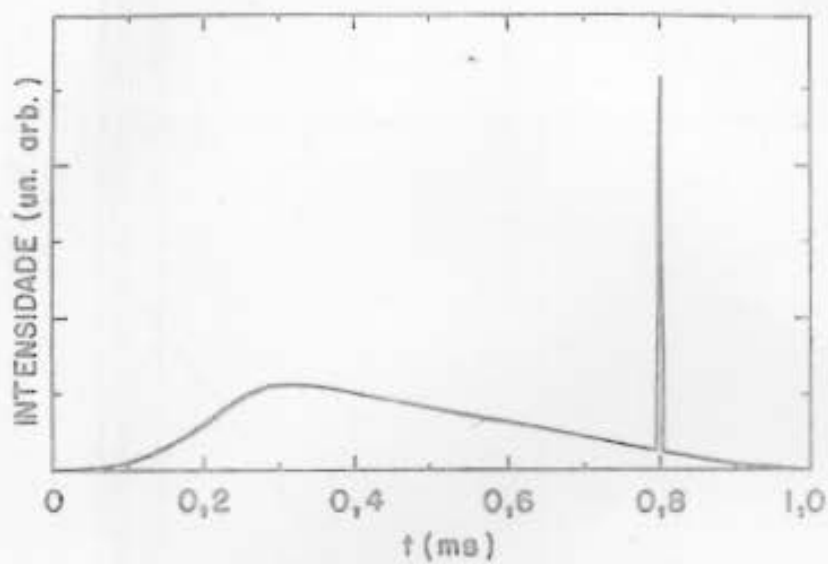
(b) OSCILAÇÕES DO LASER

FIG-V-2

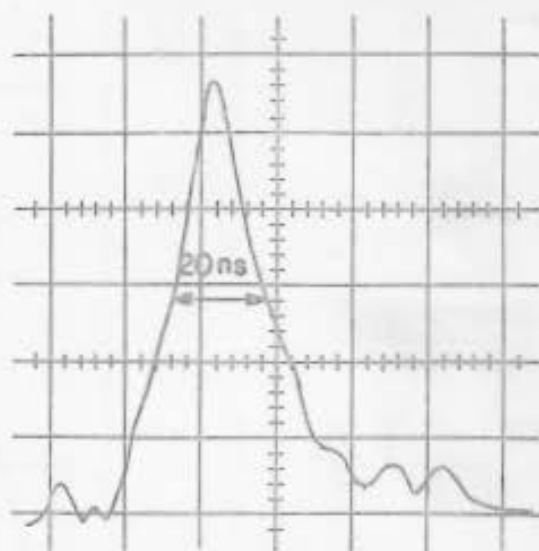
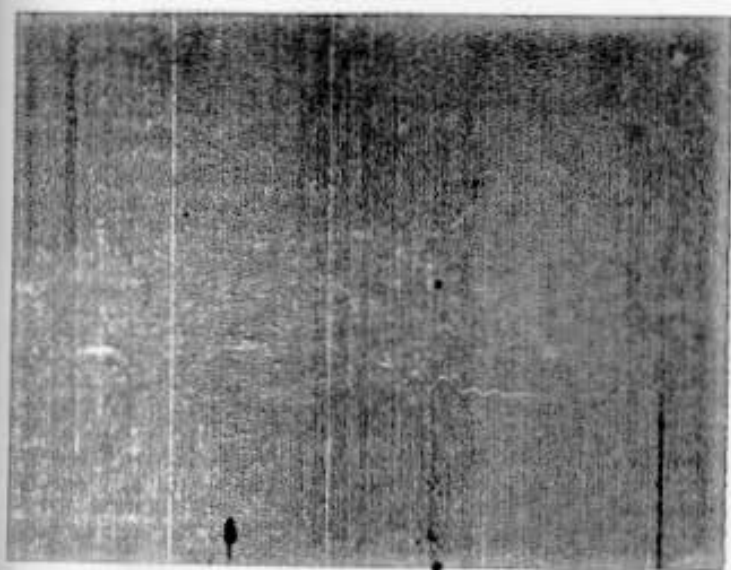
O laser de rubi pode ser posto a operar com chave Q, para se obter pulsos gigantes de alta potência. Este chaveamento consiste em reduzir o fator de qualidade Q da cavidade enquanto ocorre o bombeamento óptico e bruscamente aumentar este fator, possibilitando a oscilação na cavidade. O chaveamento Q no laser utilizado é efetuado por uma célula de Pockell e polarizadores colocados dentro da cavidade. Com o cristal de rubi em polarização vertical, as radiações provenientes do decaimento espontâneo são eliminados da cavidade pelo polarizador, ocasionando a perda e portanto mantendo reduzido o fator de qualidade Q. Quando a célula Pockell é posta a operar pela aplicação de uma tensão, a polarização da radiação proveniente do cristal de rubi é posta na horizontal na saída da célula. Como o polarizador não rejeita este modo, a radiação passa por ele, reflete no espelho, e retorna à célula, onde sua polarização é novamente posta na vertical. O sinal de saída do laser nesse modo de operação observado por um fotodiodo, é mostrado na Fig.V-3a e o pulso obtido, de 20ns de duração, na Fig. V-3b. A variação da potência de saída do laser em função da tensão de carga do capacitor para a lâmpada de flash é mostrado na Fig.V-4. Na Fig.V-5 e V-6, a variação da potência com a tensão do pulso na chave Q e com o atraso deste pulso, respectivamente.

### 5.2b : Analisador espectral

Para a análise da radiação espalhada, foi utilizado um filtro de interferência de transmissão na montagem descrita na Fig.V-7. O filtro, de resolução em incidência normal em  $6945 \text{ \AA}$ , largura de banda  $10 \text{ \AA}$  e transmissão de 51% foi adaptado sobre um plateau girante entre duas lentes plano convexas



(a)



VERT. 0,02 V/DIV  
 HORIZ: 20 ns

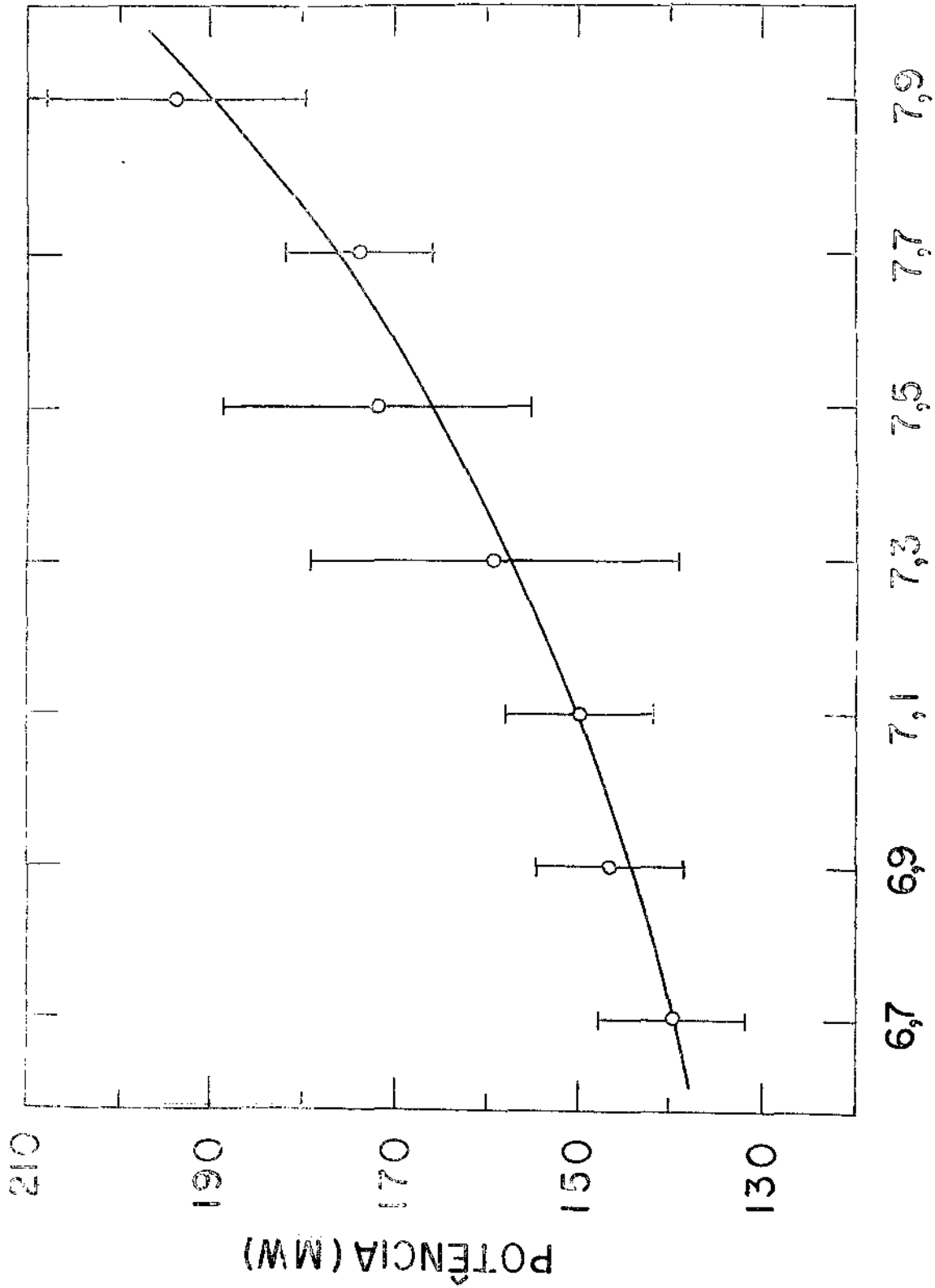
(b)

LASER DE RUBI COM CHAVEAMENTO Q

(a) PULSO DO LASER SOBREPOSTO A LAMPADA FLASH

(b) PULSO DO LASER

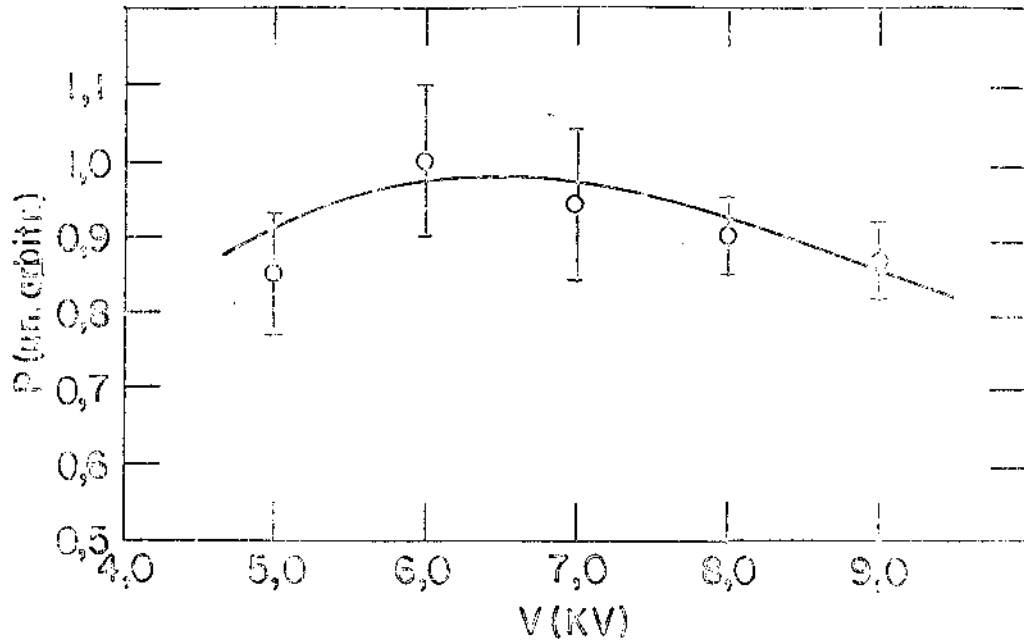
FIG-V-3



TENSÃO (KV)

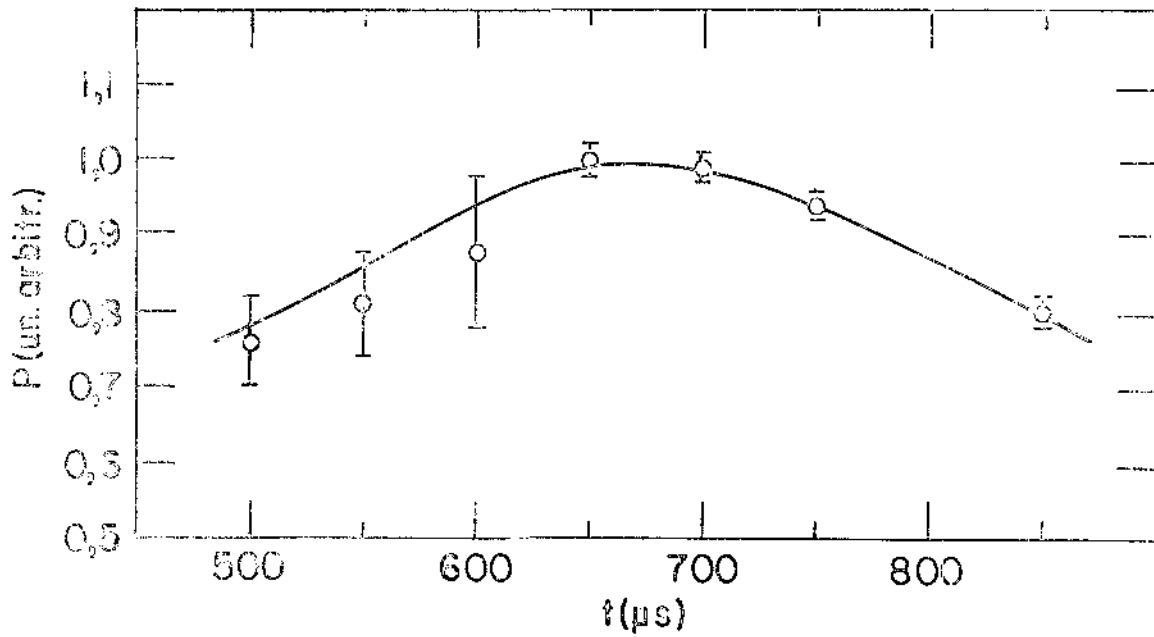
POTENCIA DE SAIDA DO LASER DE RUBI PELA TENSÃO DO CAPACITOR DA LAMPADA FLASH

FIG. V - 4



VARIAÇÃO DA POTÊNCIA DO LASER DE RUBI COM A TENSÃO NA CHAVE C

FIG. V - 5



VARIAÇÃO DA POTÊNCIA DO LASER DE RUBI COM TEMPO DE ATRAZO DA CHAVE C

FIG. V - 6

(distância focal 7,7 cm.). Um diagrama colocado no plano focal de uma das lentes é utilizado como fenda de entrada. A luz resolvida pelo filtro de interferência é convergida pela outra lente numa fibra óptica e levada ao detector óptico. A curva de resolução do analisador, obtido por um multicanal adaptado a um espectrômetro é apresentado na Fig.V-8.

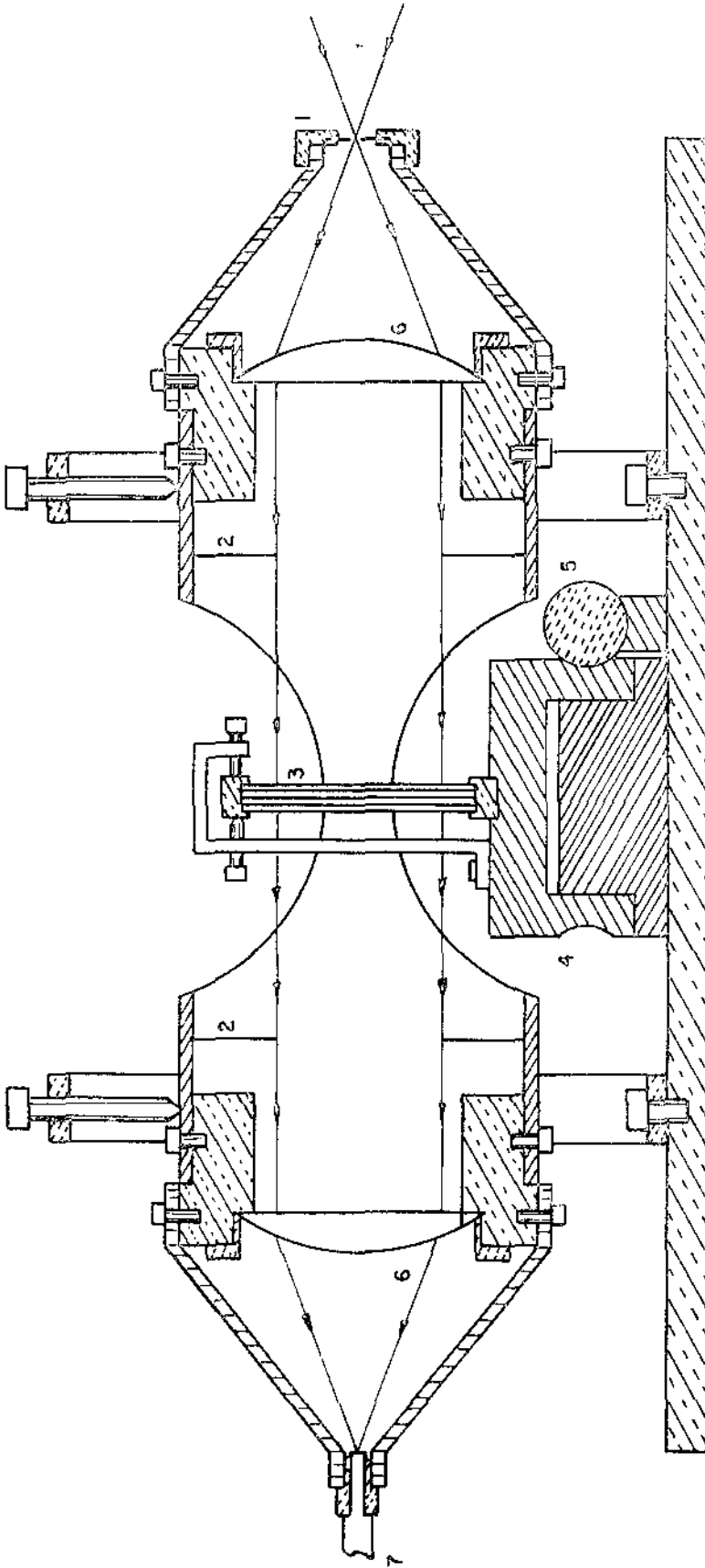
### 5.2c : Detector e monitor:

O detector utilizado foi uma fotomultiplicadora RCA-7265 de 14 estágios, resposta espectral S-20 com tempo de subida de 3 ns a 2,4 KV. O diagrama elétrico de sua montagem é mostrado na Fig.V-9. Para a redução do ruído, a fotomultiplicadora foi colocada juntamente com seus componentes eletrônicos, numa caixa blindada eletricamente e refrigerada com ar comprimido. A monitorização do laser foi feita através do tênue feixe de saída na parte anterior da cavidade, do qual uma pequena parte, através de um divisor de feixe, é incidido por uma lente no fotodiodo. Entre esses dois últimos, foi colocado um filtro de interferência em  $6943 \text{ \AA}$  e uma série de filtros de densidade neutra.

### 5.2d : Atenuadores de luz parasita

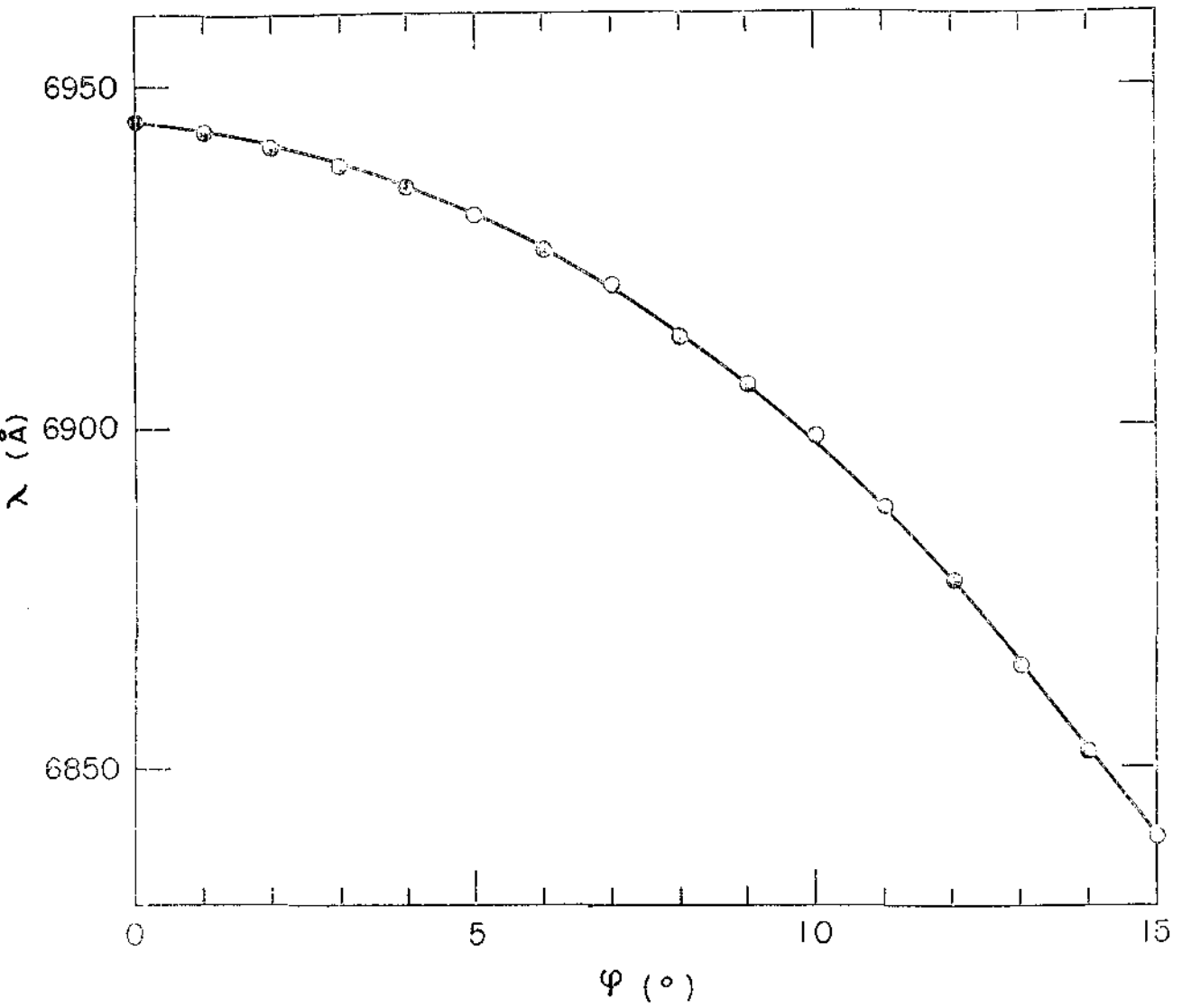
A presença de luz parasita proveniente, por exemplo, da reflexão de laser nas paredes do tubo de descarga e retornos da extremidade oposta da incidente, é constante nos experimentos de espalhamento. Sua intensidade na frequência do laser pode chegar a ser maior que o próprio sinal de espalhamento. Para a redução desta luz uma série de medidas foram tomadas.





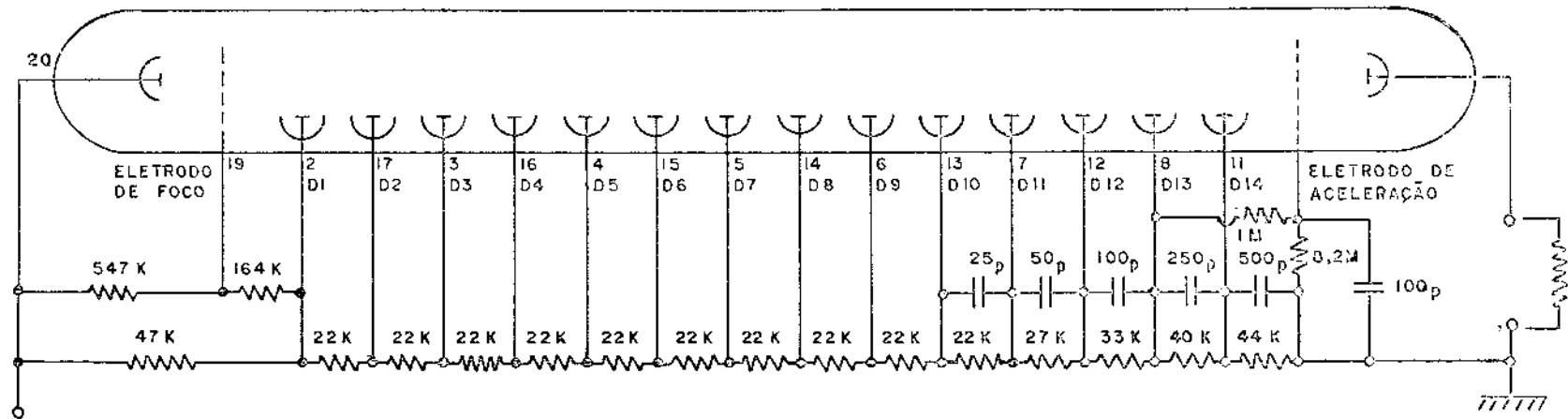
1-IRIS ; 2-DIAFRAGMA , 3- FILTRO DE INTERFERENCIA ( $N=6943A$ ) , 4 -PLATEAU GIRANTE, 5-ROSCA SEM FIM ,  
6-LENTE PLANO CONVEXA ( $f=7.7$  cm) , 7-CABO OPTICO .

FIG-V-7 ANALIZADOR ESPECTRAL



TRANSMISSÃO DO FILTRO DE INTERFERÊNCIA POR SUA INCLINAÇÃO

FIG - V-8



ESQUEMA ELETRICO DA FOTOMULTIPLICADORA RCA 7265

FIG-V-9

Uma janela de Brewster de quartzo foi colocada na entrada do feixe do laser ao sistema, e entre a janela e o tubo de plasma foi colocado um disco de nylon. Dentro do tubo de plasma o feixe percorria através dos orifícios feitos em discos de vidro opaco devidamente espaçados. Na extremidade oposta do tubo de plasma, o feixe foi atenuado por um chifre de Raman que consiste num cone de pirex com eixo principal curvado. A conexão deste chifre ao tubo foi feita também por meio de um disco de nylon, como na janela de entrada. O chifre e o tubo de plasma foram totalmente envoltos com pano preto. Além dessa proteção, um cubículo acortinado envolvia o tubo de plasma, os solenóides e a parte da linha de transmissão. Na parte de coleta da luz espalhada, o feixe passava ao longo de tubos de tintura preta envolto por pano preto. O analisador óptico e a fotomultiplicadora foram colocados em caixas independentes e todas envolvidas com pano preto.

### 5.3 ALINHAMENTO DO SISTEMA

Um laser de HeNe colocado numa extremidade do tubo de plasma, com o seu feixe alinhado ao eixo central deste, foi utilizado para o alinhamento do laser de rubi na extremidade oposta. Um outro laser de HeNe, alinhado a estes dois, foi utilizado para o alinhamento dos componentes do sistema coletor de luz espalhada através de feixe desviado a  $90^\circ$  por um prisma colocado no interespaço dos solenóides principais. Para um ajuste fino dos pontos focais das lentes do sistema coletor, a extremidade de um cabo óptico com luz branca, de 2mm. de diâmetro, foi colocada no centro dos solenóides ( $r=0$ ,  $z=0$ ) simulando aproximadamente o volume de espalhamento.

#### 5.4 EXPERIMENTO DE ESPALHAMENTO RAYLEIGH

Este experimento é essencial para se determinar o valor absoluto da densidade eletrônica ( $n_e$ ) do plasma com os resultados do espalhamento Thomson. Além disso ele é utilizado para a verificação da linearidade dos detectores e otimização do ângulo sólido de coleta da luz, da densidade de potência incidente, e de outros parâmetros, i.é, em suma, o refinamento do sistema.

Os centros do espalhamento Rayleigh são as partículas neutras. A potência espalhada num ângulo sólido  $d\Omega$ , similarmente à equação (V-9) é:

$$P_s = \sigma_R n_0 I P_i d\Omega \quad (V-12)$$

onde  $\sigma_R$  é a secção de choque (de um neutro) para o espalhamento Rayleigh e  $n_0$  a densidade de neutros.

Caso se utilize um mesmo arranjo experimental para ambos os espalhamentos citados, a densidade eletrônica numa dada pressão correspondente à densidade  $n_0$  é dada pela relação (02).

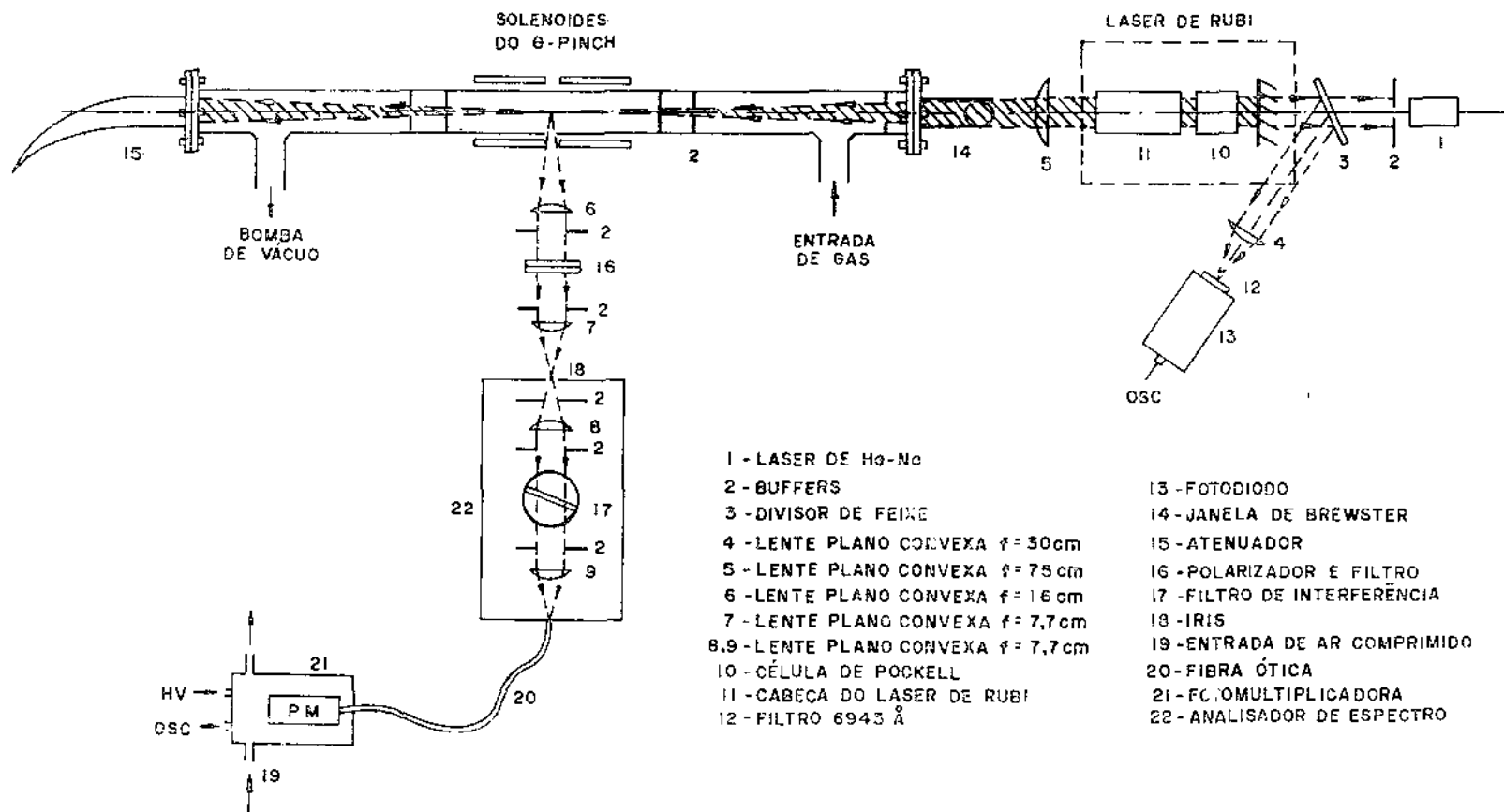
$$n_e = n_0 \frac{I_T \Delta\lambda_T \sigma_R}{I_R \Delta\lambda_{IN} \sigma_T} \quad (V-13)$$

onde  $I_T$ ,  $I_R$  são, respectivamente, as intensidades do espalhamento Thomson e Rayleigh;  $\Delta\lambda_T$  a largura do perfil de espalhamento Thomson;  $\Delta\lambda_{IN}$  a largura instrumental; e  $\sigma_T$  a secção de choque (de um elétron livre) para o espalhamento Thomson.

A fonte de luz usada para o espalhamento foi o laser de rubi, operando por um chaveamento Q, na potência de 150 MW. Seu feixe foi convergido ao centro dos solenóides principais por uma lente plano-convexa de comprimento focal 75 cm. O diâmetro do feixe neste ponto, verificado pela mancha da queima de uma folha de papel alumínio e uma chapa de filme Polaroid revelada, aparece na forma de dois círculos concêntricos: a interna com forte queima (2mm de diâmetro) e a externa mais fraca (diâmetro aproximado de 1 cm). O diâmetro do feixe se mostrou aproximadamente uniforme num intervalo de  $\pm 1$ cm do ponto focal.

Para a coleta da luz espalhada foram utilizadas duas lentes, a primeira (comprimento focal 16 cm) para colimar a luz espalhada no ângulo sólido  $d\Omega$ , e a segunda (comprimento focal 7,7 cm.) focalizando o feixe colimado na entrada do analisador espectral (ou de um guia óptico, como será explicado mais adiante). Na Fig. V-10 é apresentado este arranjo com o analisador espectral. A luz resolvida na sua saída é introduzida na fotomultiplicadora (ventilada) por um guia óptico ( $\phi=3/8$ ,  $l = 50$  cm.).

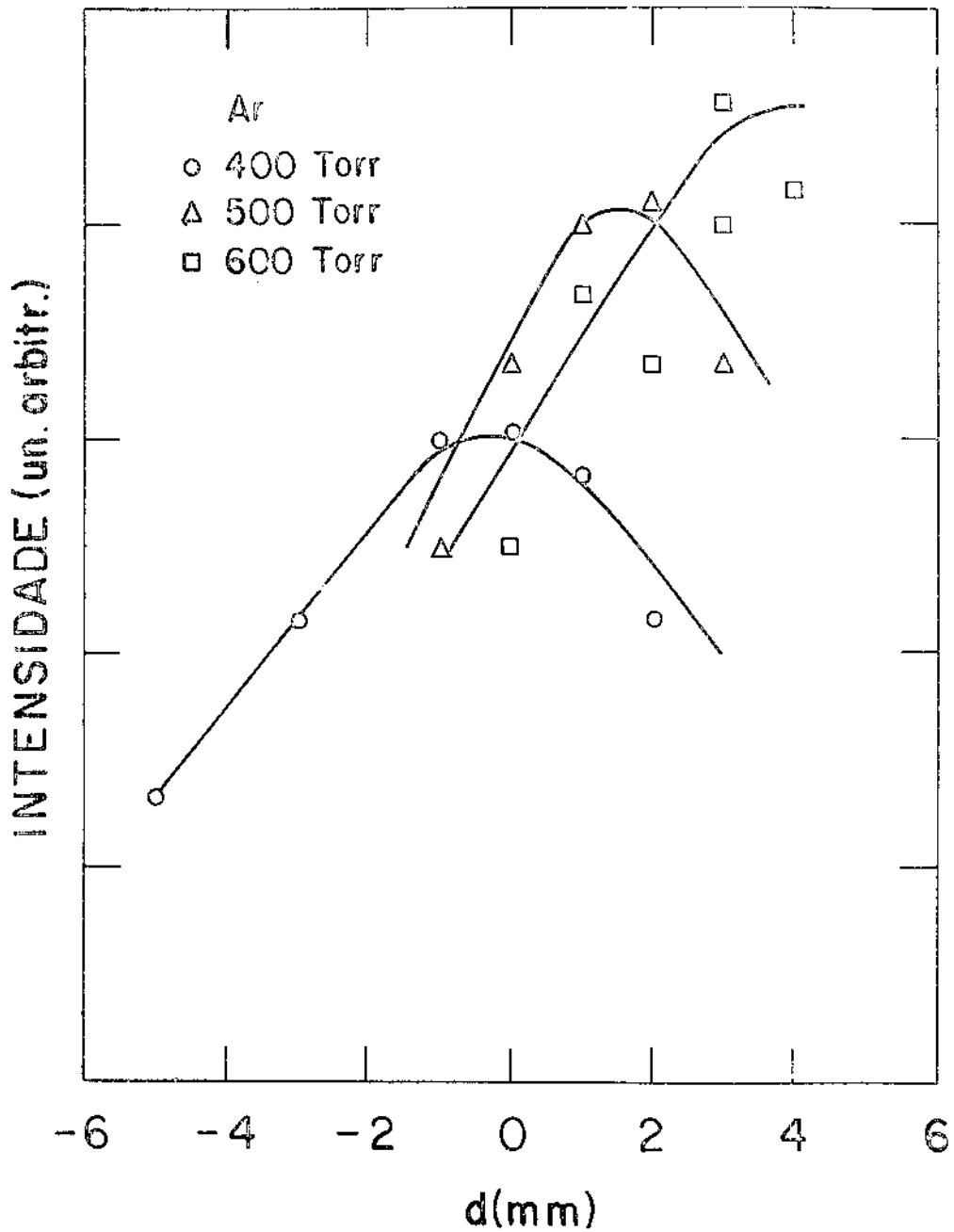
Utilizando-se primeiramente este sistema, foi então observado o espalhamento Rayleigh. O experimento foi executado em várias pressões do Argônio, injetando-o sucessivamente até a pressão desejada. Entretanto, os sinais observados não apresentavam a linearidade com a pressão (ou seja,  $n_0$ ) como esperada da relação (V-12). Quando se fez uma variação longitudinal na posição da lente que converge a luz na entrada do analisador, observou-se a mudança dos máximos das intensidades do espalhamento com a pressão do gás, como mostrado na Fig. V-11. O contorno dos pontos máximos varia com a pressão linearmente, o



- |  |                               |
|--|-------------------------------|
| 1 - LASER DE Ho-Ne                           | 13 - FOTODIODO                |
| 2 - BUFFERS                                  | 14 - JANELA DE BREWSTER       |
| 3 - DIVISOR DE FEIXE                         | 15 - ATENUADOR                |
| 4 - LENTE PLANO CONVEXA $f = 30\text{cm}$    | 16 - POLARIZADOR E FILTRO     |
| 5 - LENTE PLANO CONVEXA $f = 75\text{cm}$    | 17 - FILTRO DE INTERFERÊNCIA  |
| 6 - LENTE PLANO CONVEXA $f = 16\text{cm}$    | 18 - IRIS                     |
| 7 - LENTE PLANO CONVEXA $f = 7,7\text{cm}$   | 19 - ENTRADA DE AR COMPRIMIDO |
| 8,9 - LENTE PLANO CONVEXA $f = 7,7\text{cm}$ | 20 - FIBRA ÓTICA              |
| 10 - CÉLULA DE POKELL                        | 21 - FOTOMULTIPLICADORA       |
| 11 - CABEÇA DO LASER DE RUBI                 | 22 - ANALISADOR DE ESPECTRO   |
| 12 - FILTRO 6943 Å                           |                               |

ARRANJO EXPERIMENTAL PARA ESPALHAMENTO THOMSON E RAYLEIGH

FIG-V-10



INTENSIDADE DO ESPALHAMENTO RAYLEIGH PELA POSIÇÃO DA LENTE (segunda) COLETORA

FIG- V-II



que indica o espalhamento Rayleigh. Como podemos observar na figura, se nos fixarmos numa posição  $d$ , vemos a perda da linearidade com a pressão, como observado inicialmente. Se efetuássemos a troca de gás para levantar o perfil, o posicionamento dos máximos ocorreria de maneira aleatória. Este estudo veio a mostrar a ocorrência de variações mecânicas, particularmente do tubo de descarga, pois a parte óptica coletora (receptora) encontrava-se montada sobre uma mesa óptica e o laser de rubi posicionado rigidamente numa outra mesa.

A variação mecânica do sistema com a pressão acarretava no desalinhamento da parte óptica, impossibilitando o seu uso para se obter o perfil Doppler do espalhamento Thomson, (descrito a seguir). Entretanto, no canal central ( $6943 \text{ \AA}$ ), pôde ser observado este espalhamento, com boa razão sinal/ruído.

Assim, um guia óptico ( $\phi = 1/4"$ ,  $l = 30 \text{ cm.}$ ) foi usado no experimento final (particularmente no Rayleigh) entre o ponto focal da segunda lente e a entrada do analisador. Típicos sinais observados são mostrados na Fig. V-12 e a variação da intensidade do sinal espalhado com a pressão na Fig. V-13. A densidade eletrônica crítica para a observação do espalhamento Thomson é dada pela relação (V-13). Do ponto de inflexão na Fig. V-13, tendo-se que  $n_0 = 3,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Delta\lambda_T = 90 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_{1N} = 10 \text{ \AA}$ ,  $\frac{\sigma_R}{\sigma_T} = 1/423$ ; a densidade crítica para se obter o sinal Thomson com igual intensidade de Rayleigh (i.é,  $I_T = I_R$ ) é obtida como:

$$(n_e)_{cr} = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (V-14)$$

Uma vez que a densidade típica do plasma no O-Pinch II é maior que  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , o espalhamento Thomson pode ser observado segundo a equação (V-14).

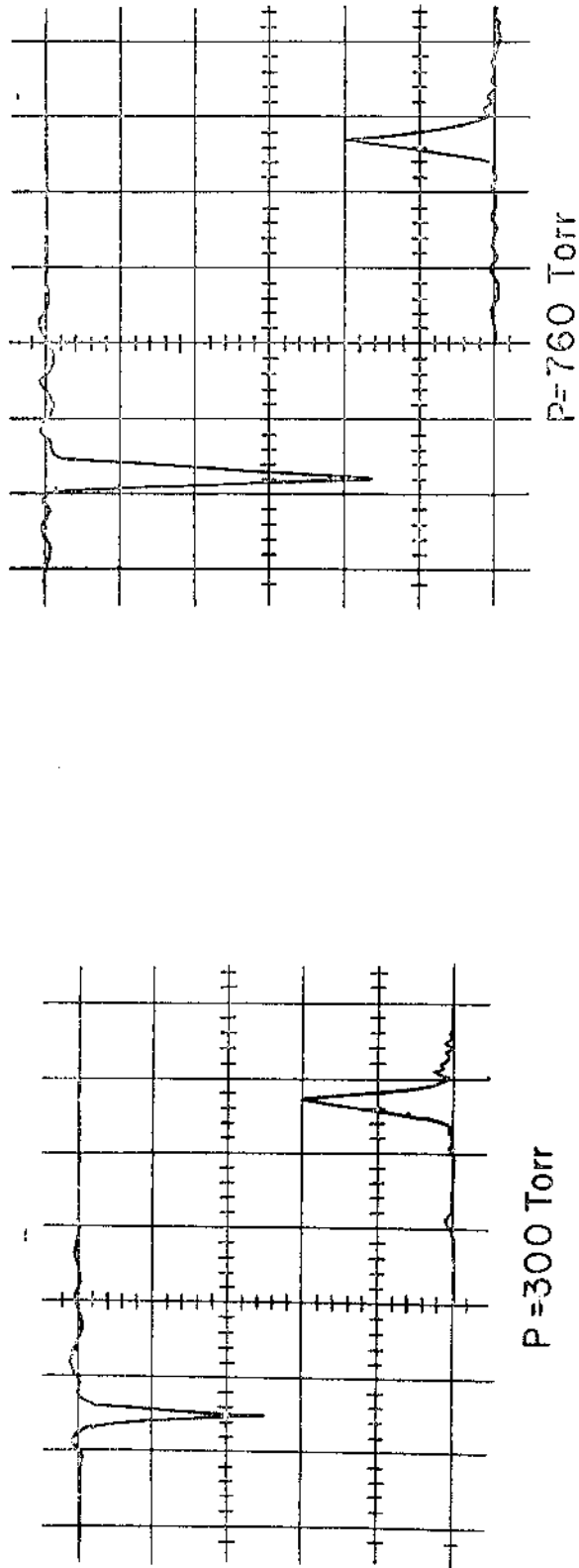


FIG-V-12 SINAIS DO ESPALHAMENTO RAYLEIGH (SUPERIOR) NO ARGÔNIO E MONITOR DO LASER (INFERIOR)

ESCALA HORIZONTAL =  $0,1 \mu\text{s}/\text{DIV}$  ESCALA VERTICAL =  $0,1 \text{ V}/\text{DIV}$

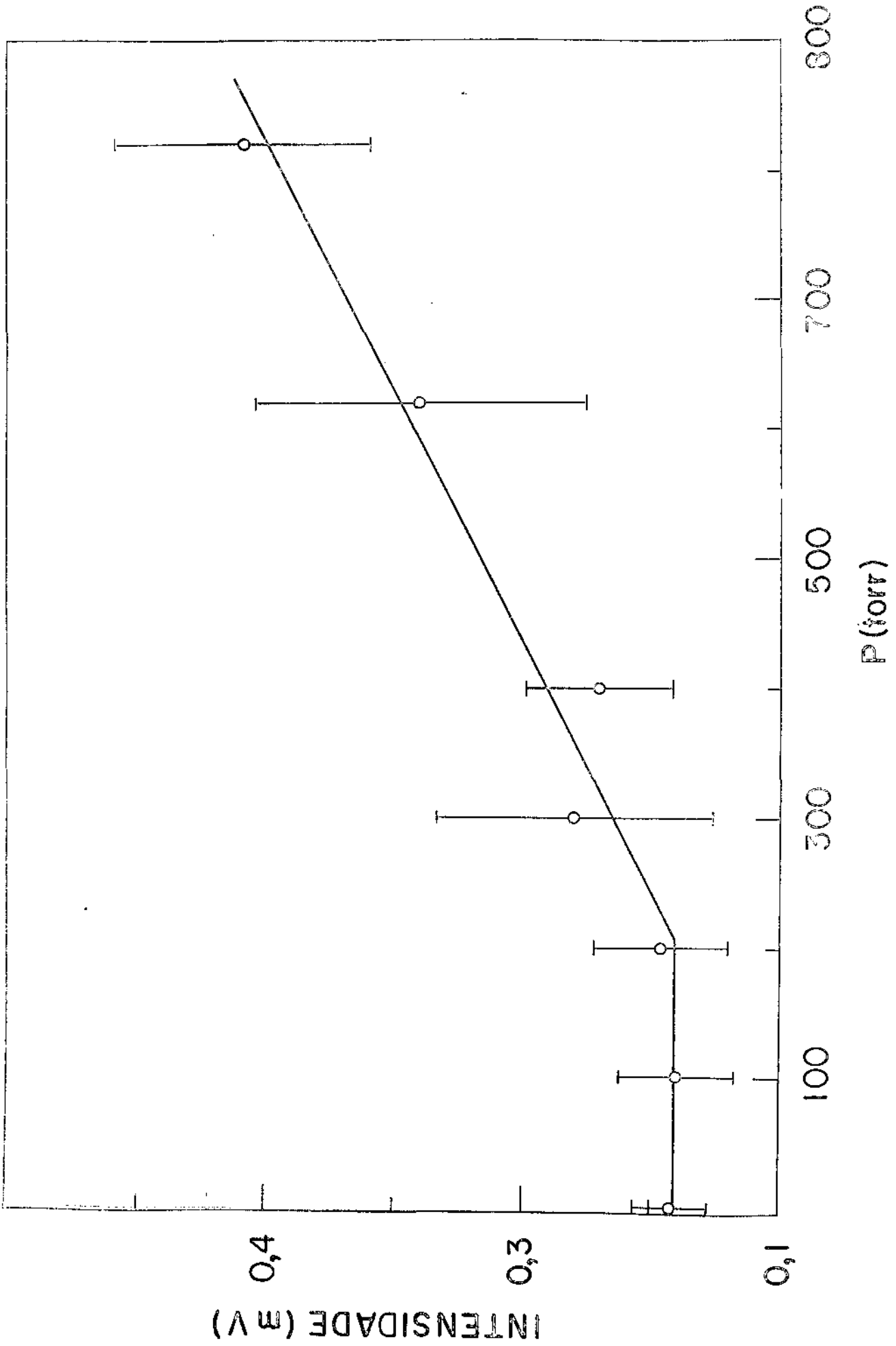


FIG-V-13  
ESPALHAMENTO RAYLEIGH

## 5.5 EXPERIMENTO DE ESPALHAMENTO THOMSON

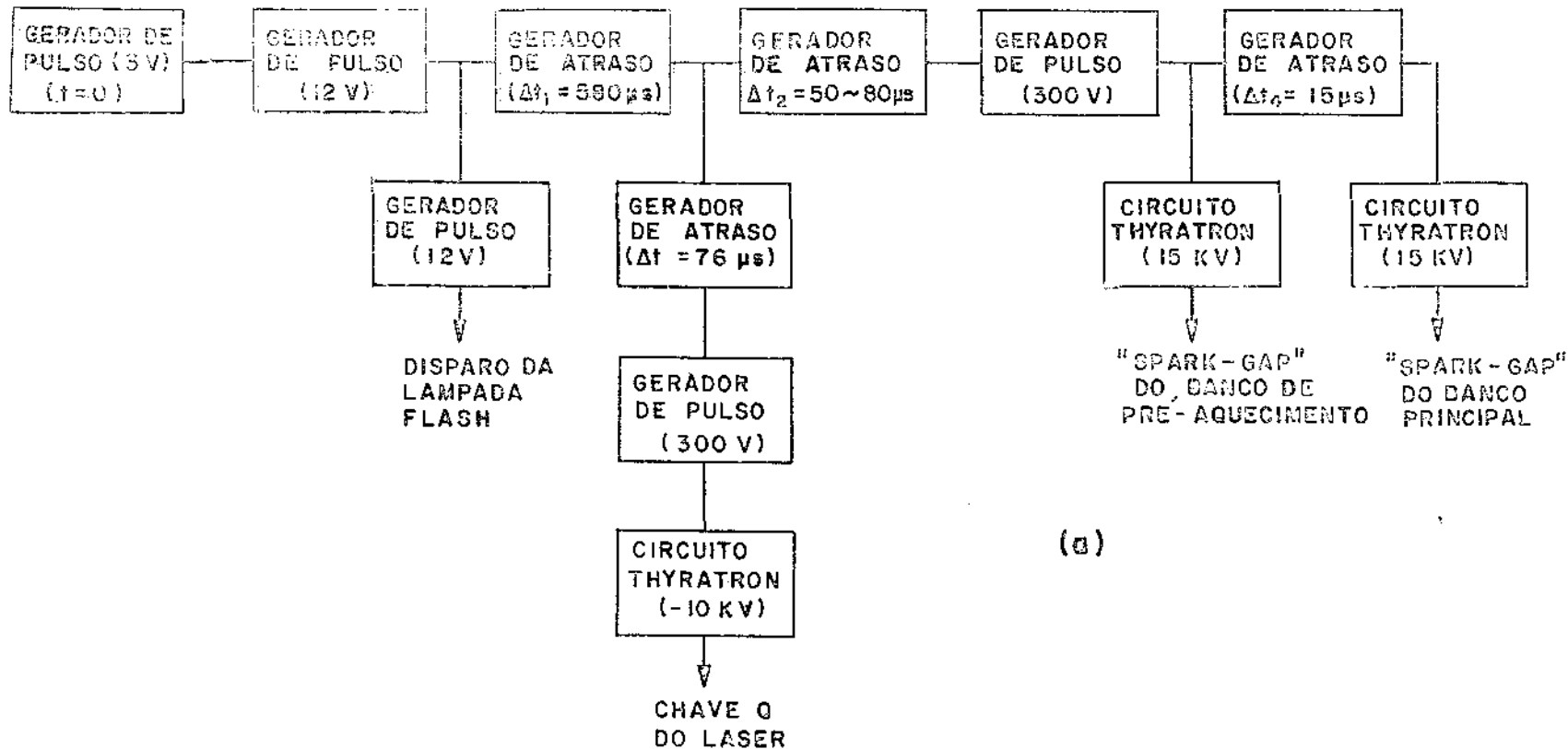
O arranjo experimental do espalhamento Thomson é apresentado na Fig. V-10, que é o mesmo utilizado inicialmente para o espalhamento Rayleigh. O guia óptico foi retirado neste espalhamento pois a pressão experimental é quase fixa e para evitar atenuação extra do sinal pelo guia.

O sincronismo entre o pulso do laser de rubi e do semiciclo magnético do confinamento do plasma foi feito por meio de uma sequência de geradores de atraso e amplificadores de pulso, tal qual mostra o diagrama na Fig. V-14. Um primeiro gerador de atraso retarda o pulso em  $580 \mu\text{s}$  e seu pulso de saída excita dois outros geradores de atraso independentes, ambos operando numa base de tempo menor ( $80 \mu\text{s}$ ) que o primeiro. Nesse arranjo, o jitter do primeiro se torna comum ao laser e descarga de banco de capacitores e a dos subsequentes envolve mui pequenas variações temporais, possibilitando assim o sincronismo.

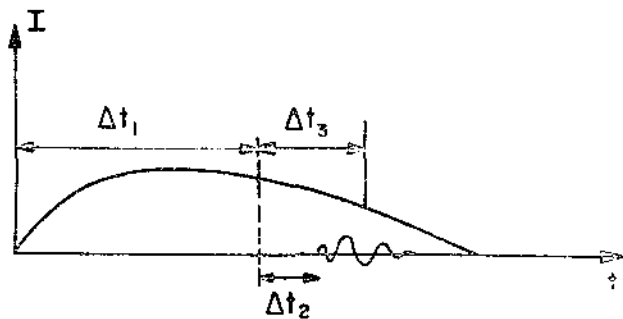
A limpeza do sistema  $\theta$ -Pinch II foi efetuada evacuando-o a  $8 \times 10^{-5}$  Torr e dando aproximadamente trinta descargas dos bancos de capacitores.

Assim, injetando-se Argônio ao sistema, foi observado o nível de luz parasita na pressão utilizada ( $20 \text{ mTorr}$ ). Evacuando-se novamente o sistema, um novo gás foi injetado e pré-ionizado por rádio frequência. Assim, a descarga sincronizada entre o banco de capacitores e o laser de rubi foi efetuada.

Típicos sinais observados, são apresentados na Fig. V-15, juntos com os respectivos sinais do monitor do laser. É nítida pela figura a diferente intensidade de sinais com plasma e sem plasma. O experimento foi realizado em diversos



(a)



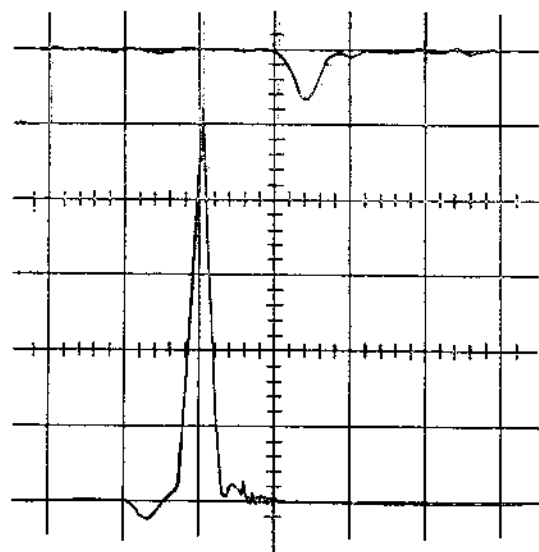
(b)

DIAGRAMA DE SINCRONISMO PARA O ESPALTIAMENTO THOMSON

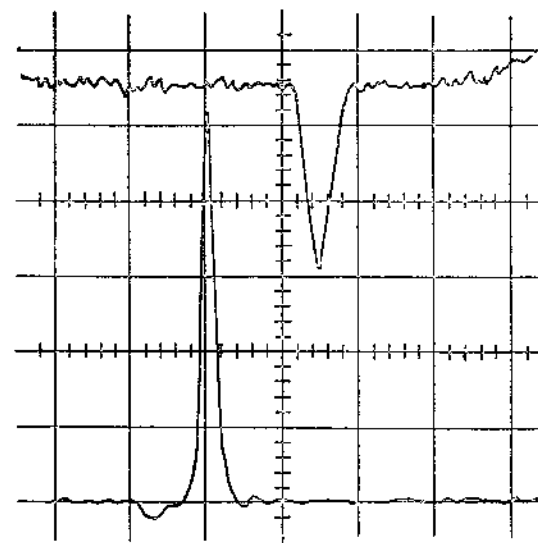
FIG-V-14

(a) REPRESENTAÇÃO EM BLOCOS

(b) SOBREPOSIÇÃO DA EMISSÃO DO LASER E A CORRENTE NO  $\theta$  PINCH II



SUPERIOR = LASER 50 mV DIV  
 INFERIOR = MONITOR 20 mV DIV  
 HORIZONTAL 0,1  $\mu$ s DIV  
 (a)



SUPERIOR = LASER PLASMA 50 mV DIV  
 INFERIOR = MONITOR 20 mV DIV  
 HORIZONTAL 0,1  $\mu$ s DIV  
 (b)

FIGV-15 - SINAL OBSERVADO DA LUZ PARASITA (a) E DO ESPALHAMENTO THOMSON (b)

tempos, com intervalos de 100 ns, no plasma do segundo semi ciclo magnético.

A Fig. V-16 mostra o resultado obtido, onde o sinal líquido Thomson (sinal total menos o sinal de fundo) é dado numa função do tempo. O instante  $t=0$  é definido pelo início do semi-ciclo magnético de interesse. O instante de pico ( $\sim 1,3 \mu s$ ) coincide aproximadamente com o da intensidade da radiação do plasma. A flutuação dos dados é de  $\sim 20\%$ , como mostrado na mesma figura. A análise mais detalhada sobre este resultado será apresentada no capítulo seguinte.

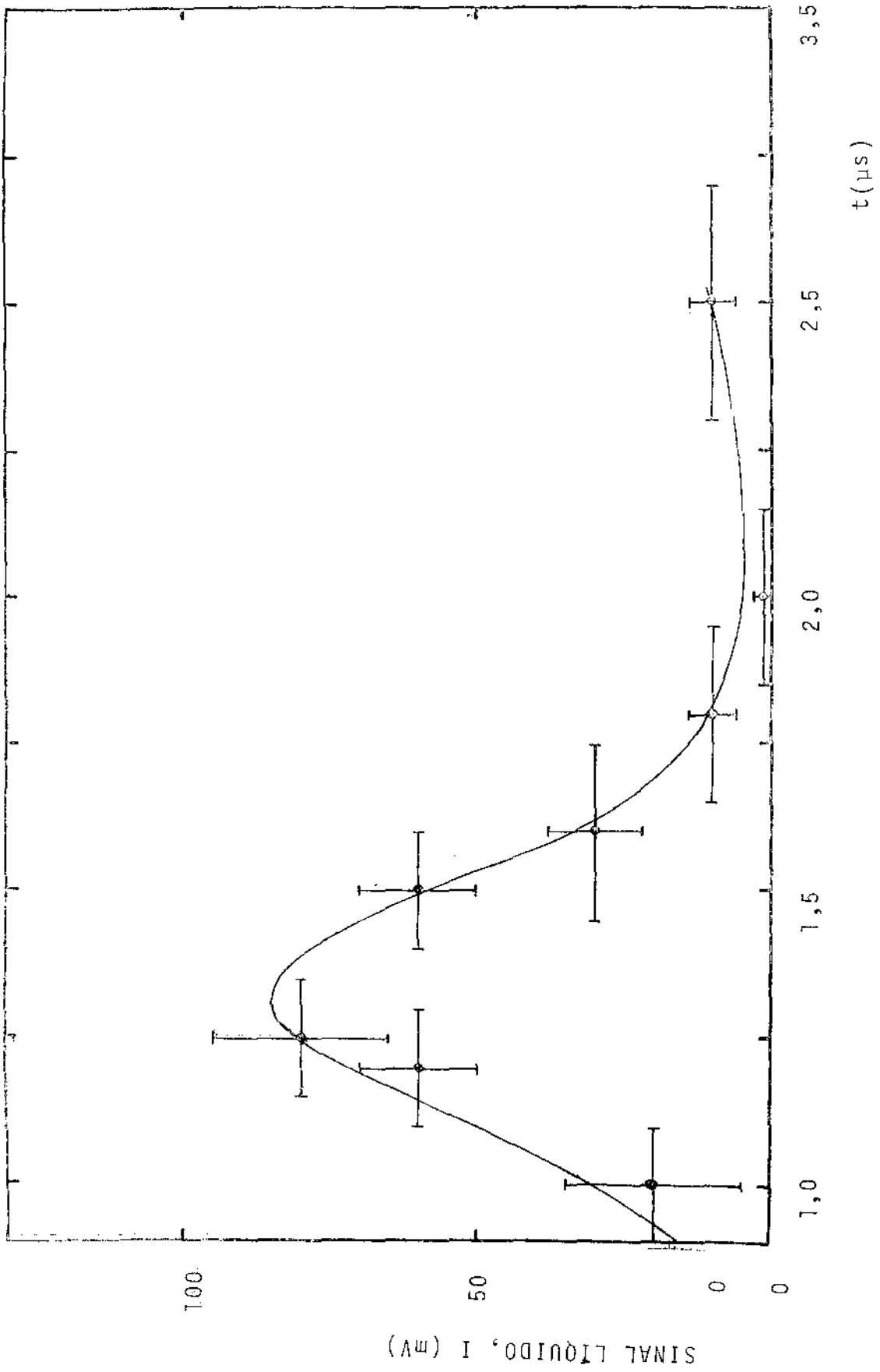


FIG. V-16 : Sinais do Espalhamento Thomson no Canal Central:  $I = I_{\text{total}} - I_{\text{fundo}}$



## CAPÍTULO VI

### ANÁLISE DOS DADOS

Neste capítulo fazemos a análise dos dados obtidos. Os resultados dos dados de sonda magnética (erro ~10%) e de interferometria foram apresentados no capítulo III. Em suma, no sexto semi ciclo magnético, a densidade eletrônica no final da compressão do plasma é de  $2,0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  na pressão  $P_0 = 20 \text{ mTorr}$  -Ar, quando o campo magnético externo é de 1,2 KG ( $B_{\text{max}} = 2.4 \text{ KG}$ ). O método de análise dos dados de interferometria está apresentado na Ref. (15). Portanto, damos ênfase aqui, aos dados da câmera conversora de imagens (IMACON) e do espalhamento Thomson.

#### 6.1 ANÁLISE DOS DADOS DA CÂMERA CONVERSORA DE IMAGENS

##### 6.1a : Oscilação natural da coluna de plasma

A Fig. VI-1 mostra a reprodução de uma fotografia típica obtida pela câmera conversora de imagem posicionada transversalmente ao tubo de plasma. No instante  $t=0$ , a corrente nos solenóides começa a subir (até  $t=5 \mu\text{s}$ ) no terceiro semi ciclo magnético e uma onda de choque radial é formada. O plasma se encontra limitado externamente pelo pistão magnético "A". A onda de choque é refletida no eixo e encontra com o pistão "A" no ponto "B" e a superfície é levada ao repouso em "C". Estes ricochetes do choque (oscilação supersônica) são repetidos em "D" e "E", e depois a coluna de plasma se mantém em equilíbrio

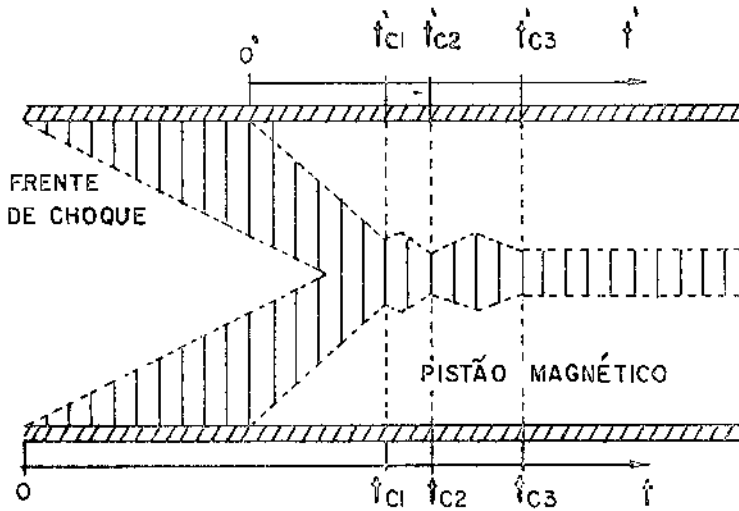


FIG. VI-1: DINAMICA DO PLASMA

atê o final do semi-ciclo magnético.

Os diâmetros  $2r_{pi}$  ( $i=1,2,3$ ) correspondentes aos instantes  $t_{ci}$  são apresentados na Tabela VI-1. Como se pode observar, o raio das constrições vai aumentando, i.ê.,  $r_{p1} < r_{p2} < r_{p3}$ . Se plotarmos o valor desses raios normalizados ao raio do tubo de plasma (2,7 cm) (veja Fig. VI-2), encontramos uma boa concordância com o prêvio resultado apresentado na Ref. (15):

$$\frac{r_p}{A_t} = 0,04 (p(\text{mTorr}))^{0,435} \quad (\text{VI-1})$$

Os instantes  $t_{c1}$ ,  $t_{c2}$  e  $t_{c3}$  dessas constrições, tomados a partir do momento em que a onda de choque parte da parede do tubo ( $t=0$ ), são apresentados na Tabela VI-2. Se estas oscilações são puramente mecânicas, depois da primeira compressão máxima ela é descrita, segundo Artsimovich<sup>(18)</sup>, por:

P (mTorr)	10	20	30	40	60
$2r_{p1}$ (cm)	0,86	1,08	1,30	1,72	2,15
$2r_{p2}$ (cm)	(1,07)*	1,29	1,50	1,93	2,36
$2r_{p3}$ (cm)	1,50	1,72	1,93	2,15	2,79

\* Algumas v̄ezes n̄o observ̄aveis.

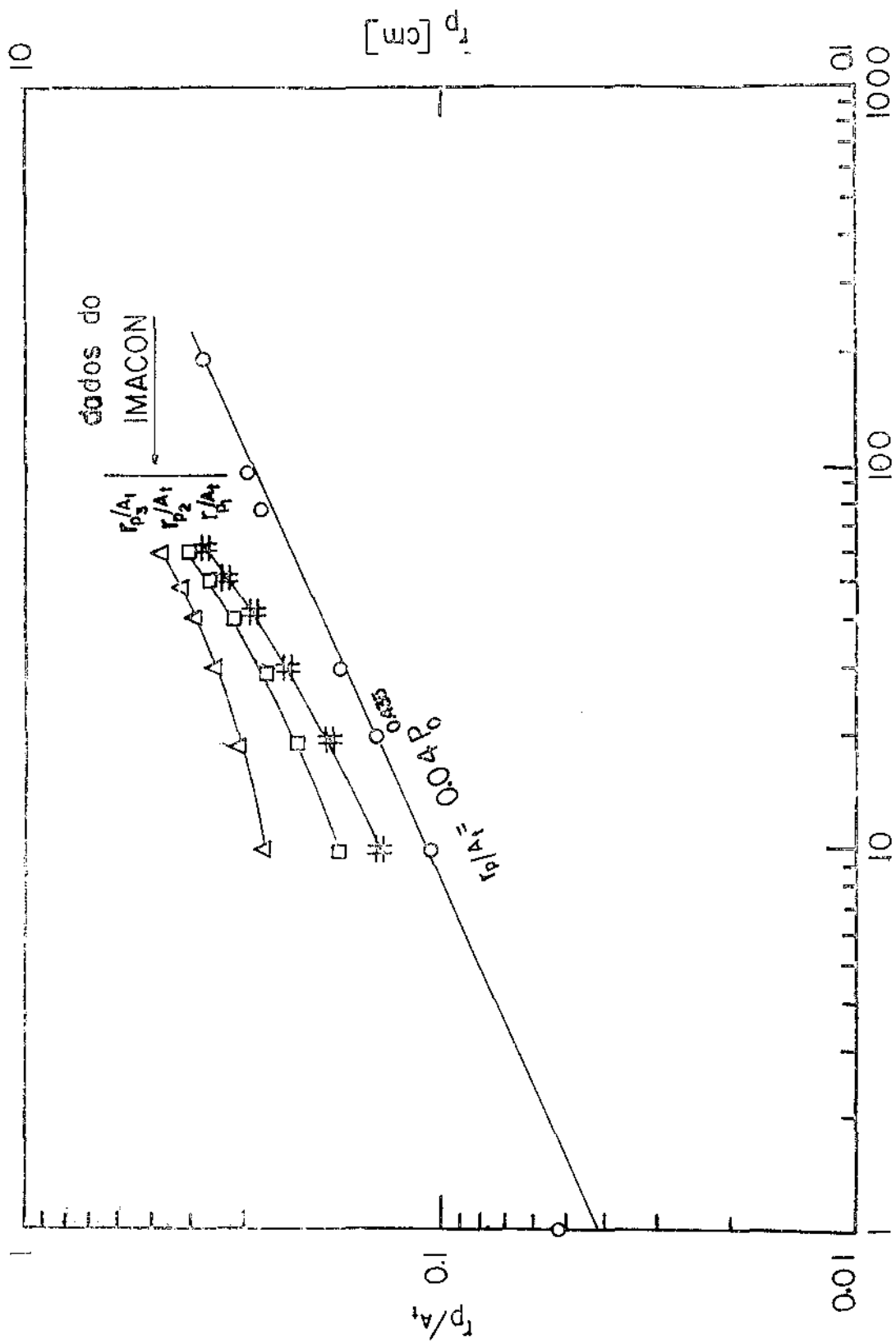
TABELA VI-1 - Raios do plasma  $r_{pi}$  ( $i=1,2,3$ ) nos instantes  $t_{ci}$  ( $i=1,2,3$ ).

P(mTorr)	$t_{c1}$ ( $\mu s$ )	$t_{c2}$ ( $\mu s$ )	$t_{c3}$ ( $\mu s$ )	$t'_{c3}=1,78t_{c1}$
10	1,1	---	1,9	1,95 $\mu s$
20	1,2	1,5	2,1	2,13 $\mu s$
30	1,3	1,6	2,3	2,31 $\mu s$

TABELA VI-2 - Tempo das constrições ( $t=0$  para saída da frente de choque)

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + x^2 = 0 \quad (VI-2)$$

onde  $x \equiv R/A_t$  e  $\tau = t/t_1$  ( $t_1$  é uma constante de tempo caracteristica. Quando a equação (VI-2) é resolvida num̄ericamente com a con


 FIG-VI-2  $P_0$ , PRESSÃO INICIAL [mTorr]

dição inicial  $x=0$  em  $\tau_1 = t_{c1}/t_1 = 1,895$  (tempo de compressão dado pela equação II-13), o segundo zero ( $x=0$ ) aparece no instante  $\tau_2 = 3,38$  ou

$$\tau_2 = 1,78\tau_1 \quad . \quad (\text{VI-3})$$

Isto significa que a segunda oscilação ocorre no instante:

$$t_{c2} = 1,78t_{c1} \quad . \quad (\text{VI-4})$$

Entretanto, os valores obtidos apresentam boa concordância com os instantes da terceira constrição (veja Tab. VI-2). Se observarmos mais minuciosamente as fotografias da câmara, observa-se uma sutil diferença no comportamento do perfil luminoso em  $t_{c2}$ . O diâmetro luminoso decresce de uma forma abrupta e forma uma pequena coluna de diâmetro estável, de pequena duração, em torno do instante  $t_{c2}$ , enquanto que nos instantes  $t_{c1}$  e  $t_{c3}$  elas apresentam um suave perfil do tipo senoidal. Este efeito poderia ser ocasionado pela onda de esfriamento (ou onda de rarefação) que chega ao centro vindo das extremidades da coluna de plasma. Se o plasma é esfriado, sua condutividade decresce e o campo magnético difunde no plasma, resultando numa deformidade eixosimétrica.

A onda de esfriamento chega ao centro do sistema no instante<sup>(16)</sup>:

$$t_R = \frac{L}{v_a} (1 + \beta)^{1/2} \quad (\text{VI-5})$$

onde  $L$  é a distância entre o centro e a extremidade,  $\beta$  a razão entre a pressão cinética e magnética e  $v_a = (3kT/m_i)^{1/2}$  a veloci-

dade acústica. Nas condições da primeira constrição ( $m_1 = 6,68 \times 10^{-23}$  gr,  $T = 100$  eV) tem-se  $v_a = 2,67 \times 10^6$  cm/s. Substituído este valor de  $v_a$ , junto com  $L = 11$  cm e  $\beta = 0$  na equação (VI-5) obtém-se o valor mínimo para  $t_R$  :

$$t_R = 4,1 \mu s \quad (\text{VI-6})$$

Este valor se torna maior quando a pressão aumenta, pois  $T$  de - cresce. Por outro lado, na medida experimental observada, a segunda constrição ocorre  $-0,4 \mu s$  depois da primeira. Portanto a segunda constrição não parece ser devido ao efeito da onda de esfriamento.

Tomemos agora o tempo inicial ( $t=0$ ) como o instante em que o pistão magnético deixa as paredes do tubo. Os valores de  $t'_{c1}$ ,  $t'_{c2}$  e  $t'_{c3}$  são apresentados na Tabela VI-3. As duas últimas colunas são as previsões teóricas de  $t'_{c2}$  e  $t'_{c3}$  pela relação (VI-3), calculadas usando os valores de  $t'_{c1}$  e  $t'_{c2}$ , respectivamente. Podemos observar na tabela a boa concordância entre os valores previstos e os observados.

Podemos concluir então que as oscilações de rico cheteio são puramente mecânicas. A energia dissipada no movimento é desprezível no período da oscilação. Em outras palavras, a interação do pistão magnético com o plasma é quase elástica.

Segundo Taylor<sup>(19)</sup>, o período dessas oscilações radiais da coluna de plasma é dado por:

$$T_b = \frac{2\pi r_p}{g(x)v_A} \quad (\text{VI-7})$$

onde  $r_p$  é o raio do plasma,  $g(x)$  um parâmetro que depende da razão do raio da parede condutora ( $R_c$ ) e do raio do plasma e

P(mT)	$t'_{c1}(\mu s)$	$t'_{c2}(\mu s)$	$t'_{c3}(\mu s)$	$t''_{c2}=1,78t'_{c1}$	$t''_{c3}=1,78t'_{c2}$
10	0,40	---	1,25	---	1,26
20	0,43	0,75	1,35	0,76	1,34
30	0,46	0,83	1,45	0,82	1,47

TABELA VI-3 - Tempo das constrições ( $t=0$  para a saída do pistão magnético) e os valores  $t'_c$  previstos.

$v_A^2 = B^2 / (4\pi m_i n_i)$  a velocidade de Alfvén. Na condição experimental de  $B=3,1\text{KG}$  e  $n_i = n_e = 2,0 \times 10^{-16} \text{cm}^{-3}$  ( $P=20 \text{ mTorr}$ ) temos então  $v_A = 1,0 \times 10^6 \text{cm/s}$ . Além disso temos  $r_p =$  , cm. O período observado da oscilação é de  $T = 0,92 \mu s$ . Assim, o valor previsto para  $g(x)$  é:

$$g(x) = 4,0 \quad (\text{VI-8})$$

O valor máximo previsto teoricamente é  $g(x)=2,4$  quando  $R_c \gg r_p$ . Nesses cálculos considera-se o plasma homogêneo e com resistividade desprezível. A teoria para determinar este fator para o caso mais geral (por exemplo, para plasmas de alto  $\beta$ ) não se acha desenvolvida completamente.

S:1b : Estimativa da temperatura total

Pelo uso dos dados da câmara conversora de ima -

gem, podemos estimar o intervalo da temperatura total ( $T=T_i+T_e$ ). Uma vez que  $v_{pe} \approx v_{pi}$  ( $v_p$ : velocidade do pistão) e  $m_i \gg m_e$ , a temperatura total é aproximadamente igual à  $T_i$ .

Segundo a Ref. (20), a temperatura iônica no  $\theta$ -Pinch situa-se dentro do limite determinado por:

$$\frac{1}{2} m_i v_p^2 \leq k_B T_i \leq \frac{1}{2} m_i (2v_p)^2 \quad (\text{VI-9})$$

Pelas fotografias da câmara, no início da implosão, a frente de choque viaja com velocidade superior a do pistão. Durante o instante em que a frente de choque chega ao eixo, o pistão parte da parede e começa a comprimir o plasma. A razão do porquê do pistão não partir da parede no mesmo momento que a frente de choque partiu, não nos é conhecida ainda. Assim, tomamos a velocidade ( $v_s$ ) da frente de choque (ao invés de  $v_p$ ) para o cálculo da temperatura máxima (pois,  $v_s \geq v_p$  teoricamente). O seu valor ( $v_s$ ) é  $1,8 \times 10^6$  cm/s e portanto, a temperatura iônica situa-se no intervalo:

$$67 \leq T_i \text{ (eV)} \leq 268 \quad (\text{VI-10})$$

A fotografia da câmara ainda nos mostra o efeito "descasca- cebola" (i.ê., a onda fria chega mais cedo à região externa, onde o valor de  $\beta$  é menor do que na região interna). Expressando a equação (VI-5) em termo de temperatura:

$$k T_i = \frac{m_i}{3} \left( \frac{1}{t_r} \right)^2 (1+\beta) , \quad (\text{VI-11})$$

podemos estimar a temperatura. Segundo a fotografia, a onda fria



chega ao centro por  $t_R = 5.0 \mu s$ . Supondo  $\beta = 1$  no centro da coluna, então eq. (VI-II), nos dá o valor:

$$T_i = 135 \text{ eV.} \quad (\text{VI-12})$$

Podemos comparar estes resultados da câmara com os valores obtiveis por balanço de pressão e o modelo "snow plow". Supondo que  $\beta = 1$  no centro de coluna, a equação do balanço de pressão é:

$$n_e kT = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (\text{VI-13})$$

Usando os dados da primeira compressão do terceiro semi ciclo ( $B = 0.4 \text{ Wb/m}^2$ , e  $n_e \approx 10^{22} \text{ m}^3$ ) nesta equação, temos:

$$T = 40 \text{ eV.} \quad (\text{VI-14})$$

O valor obtivel do modelo "snow plow" depende o valor de  $\Delta R$  usado na eq. (II-21). O cálculo detalhado está no Apêndice A-4.

## 6.2 ANÁLISE DOS DADOS DE ESPALHAMENTO

Como visto no capítulo V, a intensidade medida no presente experimento de espalhamento Thomson é dado pela relação

$$I_p(t) = \text{const.} \frac{n_e(t)}{\sqrt{T_e(t)}} \quad (\text{VI-15})$$

Podemos analisar este dado,  $I_p(t)$  em termos de temperatura,  $T_e(t)$ , se os dados de  $n_e(t)$  forem conhecidos. Como ilustração, usaremos  $n_e(t)$  obtida no capítulo III (que chamaremos a função

teste  $n_{e1}$ ) e duas outras funções  $n_{e2}$  e  $n_{e3}$ . A evolução da temperatura relativa pode ser escrita como:

$$T_e(t) = \text{const.} \left[ \frac{n_e(t)}{I_p(t)} \right]^2 \quad (\text{VI-16})$$

Os resultados são apresentados nas Fig. VI-3,4,5. Note que os valores de pico estão normalizados por simplicidade, embora  $n_{e1} < n_{e2} < n_{e3}$  no caso real. Pela observação nas figuras, vemos um pequeno deslocamento entre o pico da densidade e o pico da temperatura quando  $n_e$  é tomado como próximo a  $n_{e1}$  e  $n_{e2}$ . Este tipo de deslocamento pode ser explicado (se for real) em termos do tempo de auto-colisão de ions que é da ordem de 1 $\mu$ s depois do encontro das frentes de choque no eixo.

A seguir estudamos se o plasma diagnosticado está em regime adiabático como observado nos  $\theta$ -Pinches<sup>(21)</sup>. Nas mesmas figuras do caso anterior (Fig. VI-3,4,5) estão plotados a temperatura no caso adiabático ideal (veja o Apêndice A-6):

$$\langle T_e(t) \rangle = \text{const.} n_e^{2/3} \quad (\text{VI-17})$$

O valor máximo de  $\langle T_e \rangle$  é normalizado com o de  $T_e$  do caso anterior, para se saber a diferença no perfil temporal. Para  $n_{e1}$  e  $n_{e2}$  o esfriamento abrupto observado em  $T_e$  em relação a  $\langle T_e \rangle$  pode ser atribuído, se real, como o desvio do estado adiabático ideal no gás eletrônico. Como  $n_{e1}$  é o perfil  $n_e(t)$  do sexto semi-ciclo, o perfil no segundo semi-ciclo deve ser do tipo  $n_{e2}$  ou  $n_{e3}$  pois o campo magnético externo amortece gradualmente a cada semi-ciclo.

O deslocamento no máximo da temperatura e o es-

friamento abrupto não aparecem quando  $n_e(t) \propto n_{e3}$ . Dados da radiação do plasma observado sobre todos os semi-ciclos mostram que o sinal no segundo semi-ciclo cresce e decresce muito mais parabolicamente e tem intensidade maior que no sexto semi-ciclo. Isto é,  $n_{e2}$  ou  $n_{e3}$  seriam os perfis mais próximos ao de  $n_e(t)$  do segundo semi-ciclo em que os dados de  $I_p(t)$  foram obtidos.

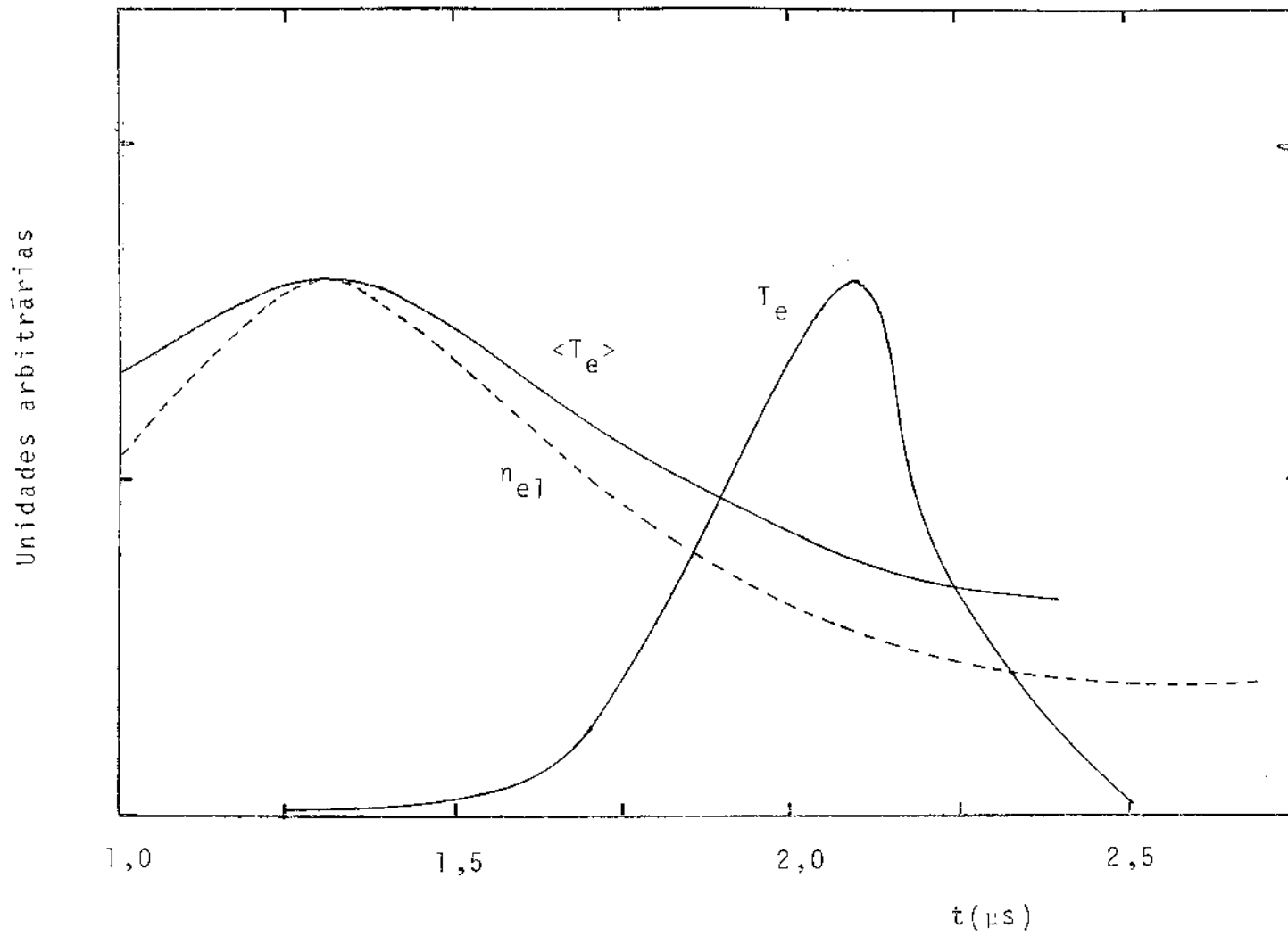


FIG. VI-3 : Perfil temporal de  $T_e$  e  $\langle T_e \rangle$  para  $n_e \propto n_{e1}$ .

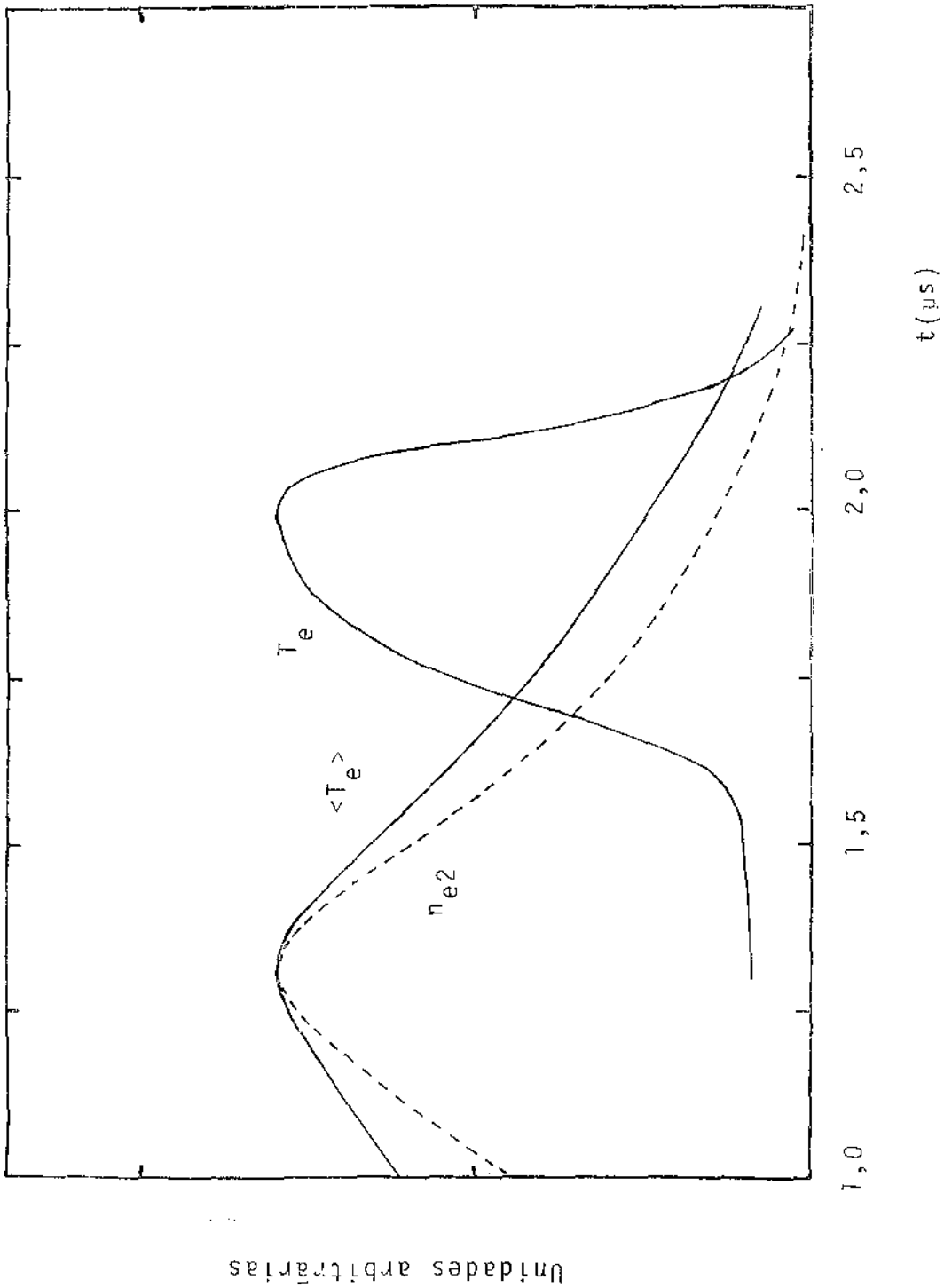


FIG. VI-4 : Perfil temporal de  $T_e$  e  $\langle T_e \rangle$  para  $n_e \propto n_{e2}$ .

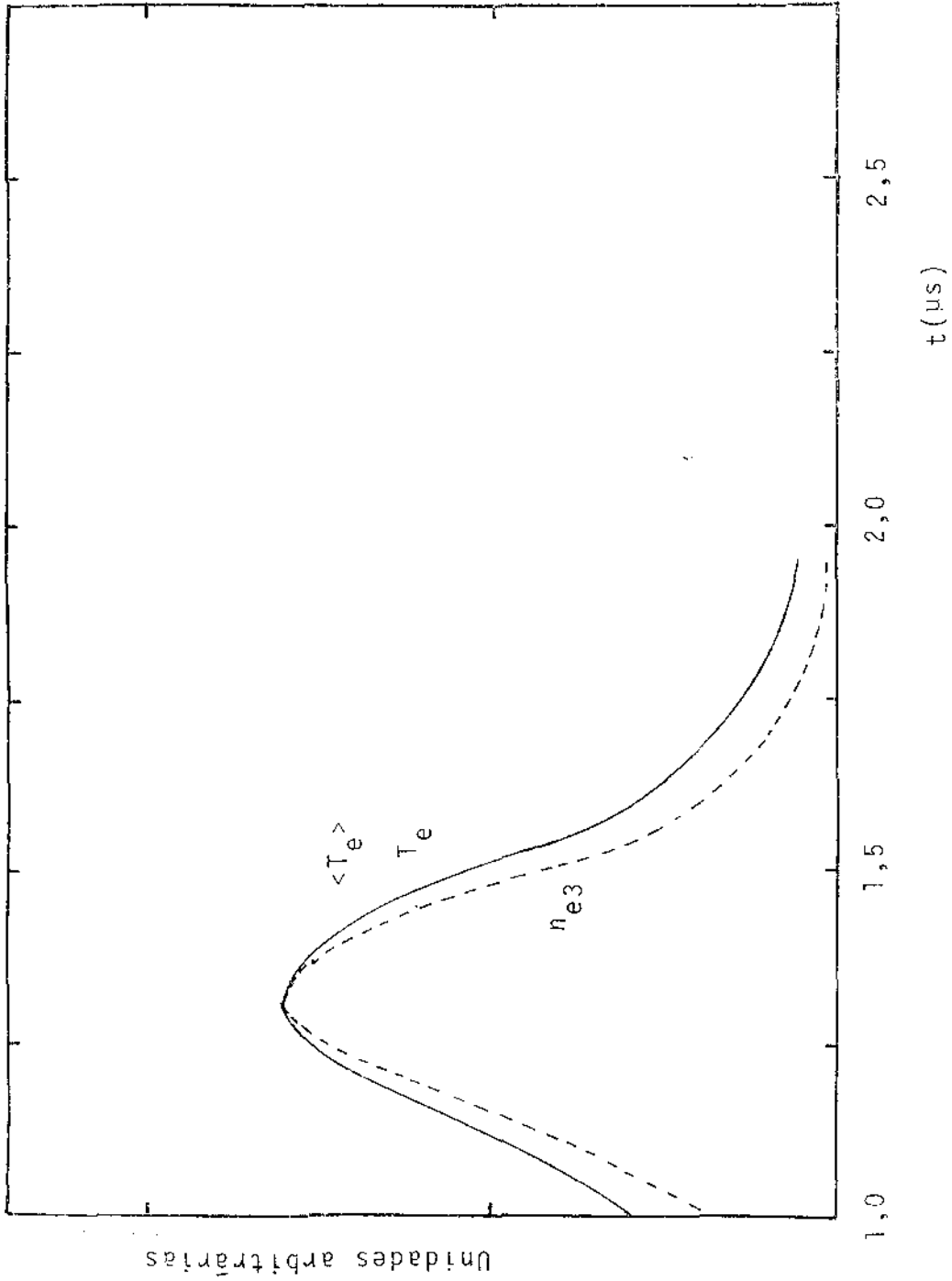


FIG. VI-5 : Perfil temporal de  $T_e$  e  $\langle T_e \rangle$  para  $n_e \propto n_{e3}$

## CAPÍTULO VII

### CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

#### 7.1 CONCLUSÃO

(01) - A distribuição do campo magnético longitudinal sobre o eixo, foi medida por uma sonda magnética e mostrou boa concordância com a distribuição calculada pela teoria elementar da indução. O valor máximo no meio-plano do sistema, foi determinado ser 10,3 KG no primeiro semi ciclo magnético do presente experimento.

(02) - A evolução temporal da densidade eletrônica foi medida por um interferômetro de laser. Os valores determinados são:  
 $n_e = 1,6 - 2,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (no momento da primeira constrição do sexto semi-ciclo magnético) para  $P_0 = 20 - 80 \text{ mTorr} - \text{Ar}$ , respectivamente.

(03) - As fotografias da câmera conversora de imagem mostraram as oscilações naturais da coluna do plasma em pressões reduzidas ( $P_0 \leq 30 \text{ mT} - \text{Ar}$ ). Os períodos das oscilações apresentaram boa concordância com as oscilações observadas pela interferometria de laser.

(04) - A fórmula:  $t_{c2} = 1,78 t_{c1}$ , derivada pela teoria de Artsimovich para oscilações elásticas (ou adiabáticas) pode prever o instante ( $t_{c2}$ ) da constrição seguinte através do instante ( $t_{c1}$ ) da última constrição. Isto é, a terceira (ou segunda) constrição pode ser prevista com a segunda (ou primeira).

(05) - O comportamento das frequências de oscilação natural  $\omega = g(x) v_a/r_p$ , dado por Taylor, foi verificado no presente experimento, embora o fator experimental seja um pouco maior que o valor tabelado por Taylor; na equação,  $v_a$  e  $r_p$  são, respectivamente, a velocidade de Alfvén e o raio da coluna de plasma em equilíbrio.

(06) - A estimativa da temperatura total ( $T = T_i + T_e$ ) no instante da primeira constrição, foi feito utilizando-se os dados obtidos pelos diagnósticos básicos. Os resultados variam bastante, dependendo dos modelos utilizados, como: 5 eV pelo "snow plow", 40 eV pelo balanço de pressão, 130 eV pelo tempo de trânsito da onda fria, e  $67 \text{ eV} \leq T \leq 268 \text{ eV}$  pela relação  $m \cdot v_p^2/2 \leq k_B T \leq m(2v_p)^2/2$ , onde  $v_p$  é a velocidade do pistão observada através da câmera IMACOM.

(07) - Bons sinais de espalhamento Rayleigh foram observados. O experimento foi feito com gás Argônio e o sinal Rayleigh foi verificado observando o incremento da intensidade quando se aumentava a pressão do gás. Através do experimento, sabemos que o presente sistema tornou-se próprio para obter o sinal de espalhamento Thomson no plasma com  $n_e \geq 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

(08) - Bons sinais de espalhamento Thomson foram observados no canal central ( $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$ ,  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ ) utilizando o mesmo sistema do espalhamento Rayleigh. O sinal foi identificado como o do espalhamento Thomson pois a intensidade do sinal discorda claramente entre o sem plasma e o com plasma, e o sinal líquido (a diferença do com e sem plasma) é dentro do nível esperado atra-



vês do experimento de espalhamento Rayleigh.

(09) - Os dados  $(-n_e(t)/\sqrt{T_e(t)})$  do experimento de espalhamento Thomson no canal central, podem ser reduzidos em termos de  $T_e(t)$  quando  $n_e(t)$  é medido nas mesmas condições. Este método proposto nesta tese economiza o tempo de experimento para se obter a evolução temporal da temperatura relativa  $T_e(t)$ .

(10) - Na prática, os dados de  $n_{e1}(t)$  do sexto semi-ciclo e outros de teste ( $n_{e2}(t)$  e  $n_{e3}(t)$ ) foram usados para reduzir os dados do espalhamento Thomson (obtido no segundo semi-ciclo magnético) em termos de  $T_e(t)$ . Existem diversas razões para que  $n_e(t)$  no segundo semi-ciclo cresça e decaia mais abruptamente que no sexto semi-ciclo em decorrência da oscilação atenuante do campo magnético externo. Assumimos que  $n_{e3}(t)$  é uma função próxima à função real do segundo semi-ciclo.

(11) - O resultado de cada  $T_e(t)$  foi comparado com a curva  $\langle T_e(t) \rangle = \text{const.} \cdot n_e^{2/3}(t)$  que é válido quando o plasma estiver em estado adiabático. Isso demonstra que o plasma no segundo semi-ciclo é quase adiabático (se  $n_e(t)$  é próximo ao perfil teste  $n_{e3}(t)$ ) pois a evolução de  $T_e$  segue próxima à curva característica de  $\langle T_e(t) \rangle$ . Além do esfriamento abrupto, observa-se um atraso temporal no pico de  $T_e$  comparado ao de  $n_e$  para  $n_{e2}(t)$  e  $n_{e1}(t)$ . Isto pode ser atribuído, se for real, ao tempo de colisão ion-ion que é  $\sim 1 \mu\text{s}$  no presente plasma. Este esfriamento abrupto em relação a  $\langle T_e(t) \rangle$  pode ser atribuído, se for real, ao desvio do estado adiabático ideal do gás eletrônico.

(12) - Em conclusão, o plasma de  $P_0 = 20 \text{ mTorr-Ar}$  diagnosticado nesta tese, está em regime adiabático (em primeira aproximação), ad-

mitindo-se os erros experimentais e as hipóteses feitas em (10). Isto é,  $T_e(t)$  é aproximadamente  $\langle T_e(t) \rangle$ . Esta conclusão pode ser apoiada também nas observações da oscilação natural da coluna de plasma, cuja frequência é previsível dentro do modelo elástico, ou seja, adiabático.

## 7.2 TRABALHOS FUTUROS

(1) - Quando a pressão inicial ( $P_0$ ) é baixa, a coluna de plasma sofre três constrictões, como observada pelas fotografias do IMACON. Há uma ambiguidade na explicação da segunda constrictão, na rápida constrictão antes de passar ao raio de equilíbrio determinado pelo raio após as oscilações. Se a onda fria estiver chegando na superfície do plasma logo após a primeira constrictão, o raio de equilíbrio não aparece constante com o tempo. Para se verificar esta hipótese, necessitaria um trabalho futuro para determinar-se o raio de equilíbrio, medindo-se as distribuições do campo magnético (dentro e fora da coluna) e a densidade eletrônica em função do raio (do eixo à parede do tubo).

(2) - Quando o raio de equilíbrio ( $r_0$ ) for precisamente determinado, poderemos verificar a validade da teoria de Taylor. O parâmetro teórico  $g(x)$  de Taylor, está relacionado ao grau da não uniformidade da densidade, que já estará conhecido no plasma pelo trabalho (1). Entretanto, se existir ainda alguma discrepância entre a frequência observada e o valor teórico  $\mu = g(x)v_A/r_B$ , precisaríamos ainda dos dois seguintes trabalhos: a) um trabalho teórico para incluir na teoria de Taylor, os mecanismos de amortecimento (resistividade e viscosidade finita) na onda magnetosônica; b) trabalhos experimentais para se determinar a temperatura dos íons e elétrons, necessários para os cálculos da resistividade e viscosidade no plasma em teste.

(3) - A determinação do valor absoluto de  $T_e$  não foi efetuada devido a dificuldades técnicas encontradas e na falta de tempo.

Grande parte dos problemas residiu na instabilidade do sistema. A evacuação do tubo de descarga move-o sensivelmente (mas o bastante em termos da precisão necessária ao espalhamento Thomson); uma estrutura rígida (em excesso) pode transmitir vibrações ao tubo através dela mesma. Uma maneira de melhorar o sistema deverá ser criada até se chegar ao estado "rígido" em termos de espalhamento Thomson. Este trabalho será particularmente importante quando o tubo utilizado for relativamente leve.

(4) - Uma vez que o sistema torna-se fidedigno, a temperatura dos elétrons poderá ser medida pelo alargamento Doppler do sinal do espalhamento Thomson, utilizando-se os mesmos instrumentos desenvolvidos no decorrer do trabalho desta tese.

(5) - Para completar o método mono-canal, é necessário medir  $n_e(t)$  no mesmo semi ciclo magnético. Se houver ainda alguma diferença entre  $T_e(t)$  e  $\langle T_e(t) \rangle$  (além dos erros experimentais), isso poderá ser atribuído como um desvio do estado adiabático.

(6) - Em suma, no futuro, o diagnóstico simultâneo será muito importante. O espalhamento Thomson, a interferometria de laser, a fotografia ultra-rápida e as sondas magnéticas, serão necessárias para investigar o plasma num mesmo instante. Assim, grande parte das ambiguidades levantadas nesta tese poderão ser clarificadas.

## APÊNDICE

### A.1 "SPARK GAP" DE BAIXA INDUTÂNCIA PARA ALTAS CORRENTES.

Um dos dispositivos utilizados para o chaveamento em sistemas de alta potência é o spark-gap. O seu princípio de funcionamento é o de provocar uma faísca entre os eletrodos submetidos a uma dada tensão e por um processo de avalanche, curto-circuitar os eletrodos.

Numa primeira concepção, a faísca era provocada por uma vela de motor colocada no interior de um dos eletrodos. Entretanto sua eficiência foi grandemente reduzida quando a chave foi posta a operar com sobre-tensões no banco principal de capacitores do  $\Theta$ -Pinch II.

Assim, um estudo de spark-gaps de três eletrodos foi feito, utilizando-se eletrodos cilíndricos de latão, de diâmetro 4 cm como eletrodos principais e o terceiro eletrodo, colocado no meio plano dos principais, em diversas formas, utilizando-se latão, tungstênio, elconite (75% W, 25% Cu) e molibdênio. O arranjo experimental é mostrado na Fig.A1-1a e o sinal do fechamento da chave observado por uma bobina de Rogowski, na Fig.A1-1b. Os pulsos de excitação são gerados por válvulas thyratrons e possuem reduzido tempo de subida até 10 ns. A variação do tempo de fechamento da chave ("jitter") é apresentado na Fig.A2 para as diversas chaves, quando operadas com sobre-tensões.

A indutância do spark-gap de três eletrodos foi avaliada como próxima a de dois eletrodos ( $L = 10nH$ ), uma vez que o tempo de subida para os dois casos é o mesmo, numa mesma

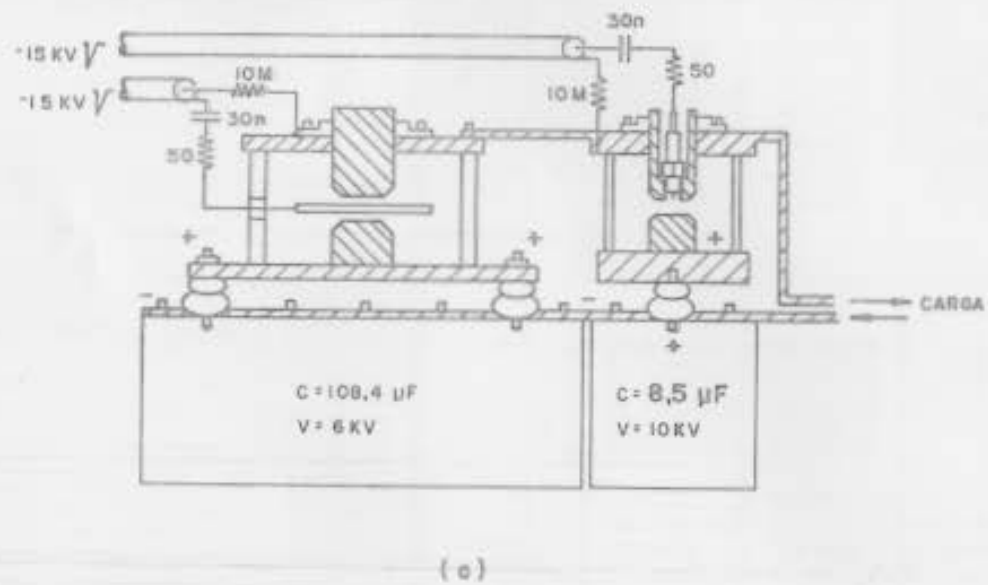
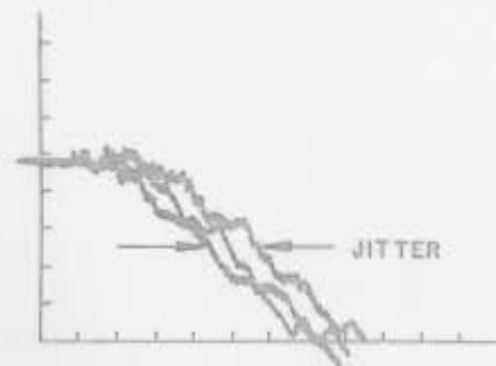


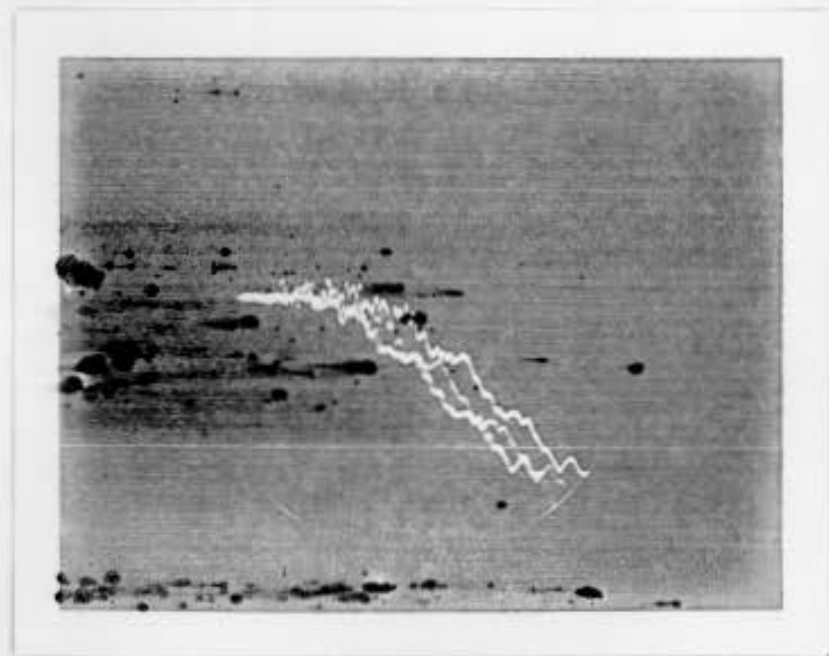
FIG. A1-1 : (a) ARRANJO PARA ESTUDO DE SPARK-GAP  
 (b) SINAL DA BOBINA DE ROGOWSKI ( $dI/dt$ )  
 (c) JITTER DO SPARK-GAP

(c)



ESCALA HORIZONTAL : 1 V / DIV  
 ESCALA VERTICAL : 0,1 μs / DIV

(b)





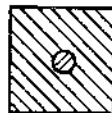


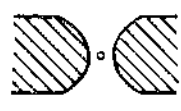




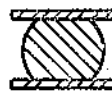

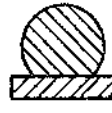


ESCALA		L = 10 mm	
 0 2 cm		corte vertical	
		corte horizontal	
ELETRODO PRINCIPAL	latão	latão	latão
ELETRODO CENTRAL	latão	latão	latão
JITTER	- ips	- ips	- 0,5 $\mu$ s
		latão	latão
		latão	W
		latão	latão, W, Mo
		latão	latão, W
		latão	latão
		latão	latão
		latão	eltronite

FIG. A1-2 : CHAVES TIPO "SPARK - GAP"

carga. A corrente máxima a fluir no spark-gap foi de 196 KA.

O spark-gap apresentado na Fig.A2-f foi o utilizado para o  $\Theta$ - Pinch II.

## A.2 INDUTÂNCIA EM LINHAS DE TRANSMISSÃO DE PLACAS PARALELAS.

Seja uma linha de transmissão de placas paralelas de largura  $w$ , comprimento  $c$  e separação  $d$  por onde flui uma corrente  $I$ . Da equação de Ampère:

$$\int B \cdot dl = \mu_0 I \quad (A-2-1)$$

temos o campo magnético entre placas dado por:

$$B = \frac{\mu_0 I}{w} \quad (A-2-2)$$

Logo, o fluxo magnético nessa região é:

$$\phi = \frac{\mu_0 I c d}{w} \quad (A-2-3)$$

Assim, a indutância  $L$  ( $L = d\phi / dI$ ) será dada por:

$$L = \frac{\mu_0 c d}{w} \quad (A-2-4)$$

No sistema  $\Theta$ -Pinch II temos,  $w = 52$  cm,  $c = 35$  cm e  $d = 2,5$  mm.

Portanto:

$$L = 2,1 \text{ nH} \quad (A-2-5)$$



### A.3 CIRCUITO RLC SUB-AMORTECIDO.

Considere o circuito RLC descrito pela Fig.A3-1, onde o capacitor C encontra-se carregado a uma tensão V. Quando a chave S é fechada, uma corrente I flue através do indutor de acordo com a equação diferencial:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = 0 \quad (\text{A-3-1})$$

Com a condição inicial de I ser zero e C estar carregado à tensão V quando  $t=0$ , a solução de (A-3-1) é:

$$I = \frac{V \operatorname{sen} \omega t}{L \omega} \exp\left(-\frac{R}{2L} t\right), \quad (\text{A-3-2})$$

onde

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}. \quad (\text{A-3-3})$$

A equação (A-3-3) pode ser reescrita como

$$\omega^2 = \frac{1-\gamma}{LC}, \quad (\text{A-3-4})$$

onde

$$\gamma = \frac{R^2 C}{4L} \quad (\text{A-3-5})$$

é a constante de atenuação. Se  $\gamma < 1$  (sub-amortecido)  $\omega$  é real e a corrente I oscila como uma função do tempo (Fig.A-3-2).

Se  $\gamma < 1$  (sobre amortecido)  $\omega$  é imaginário e a corrente  $I$  sobe até um máximo e decresce a zero sem se tornar negativa.

Suponha um caso sub-amortecido em que a capacitância  $C$  e o tempo de subida  $t_s = T/4$  ( $T$  é o período de oscilação) são conhecidos. Sejam  $I_n$  e  $I_m$  o módulo das intensidades do pico de corrente do  $n$ -ésimo e  $m$ -ésimo semi ciclo ( $n > m$ ), respectivamente. Da equação (A-3-2) obtêm-se:

$$\frac{I_n}{I_m} = \exp \left( - \frac{R}{2L} (t_n - t_m) \right) \quad (\text{A-3-6})$$

Como  $t_n - t_m = 2 t_s (n-m)$ , a equação (A-3-6) pode ser reescrita:

$$\frac{I_n}{I_m} = \exp \left( - \frac{R}{2L} (n - m) t_s \right) \quad (\text{A-3-7})$$

Logo, tomando-se o logaritmo de (A-3-7),

$$R = \frac{2L}{t_s (n-m)} \ln \frac{I_m}{I_n} \quad (\text{A-3-8})$$

Substituindo (A-3-8) em (A-3-3), tem-se a indutância  $L$  dada pela relação:

$$L = \frac{4t_s^2}{C \left[ \pi^2 + (n-m)^{-2} \ln^2 \frac{I_m}{I_n} \right]} \quad (\text{A-3-9})$$

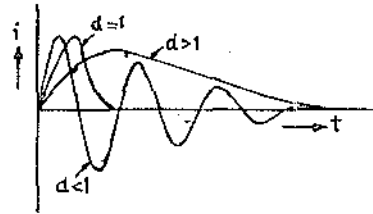
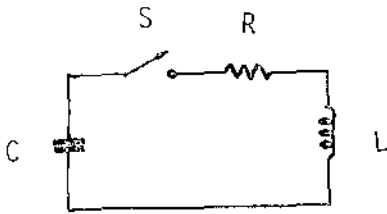


Fig. A3-1 : circuito RLC Fig. A3-2 : Perfil da corrente no

#### A.4 CÁLCULO DA TEMPERATURA FINAL PELO MODELO SNOW PLOW.

Segundo os cálculos efetuados no capítulo II, a temperatura final ( $T_f$ ) no plasma pelo modelo snow plow (eq.II-18b) é dada por:

$$T_f = \frac{B_0 \omega A_t^2}{k_B n_j \Delta R} \left( \frac{m_i n_0}{3\mu_0} \right)^{1/2} (1-x_0)^2. \quad (\text{eK}) \quad (\text{A-4-1})$$

Para o plasma de Argônio ( $m_i = 6,68 \times 10^{-26}$  kg.) confinado no tubo de raio  $2,7 \times 10^{-2}$  m pelo campo magnético  $B = 0,314$  wb/m<sup>2</sup> de frequência angular  $\omega = \pi \times 10^{-5}$  rad/s, a equação (A-4-1) torna-se:

$$T_f = 5,97 \times 10^{10} \frac{n_0^{1/2}}{n_j \Delta R} (1-x_0)^2 \quad (\text{eV}) \quad (\text{A-4-2})$$

Podemos avaliar  $\Delta R$  assumindo o seu valor como o do "skin depth"

$$\Delta R \equiv \delta = \left[ \frac{\eta(\text{emu})}{2\pi\omega} \right]^{1/2} \quad (\text{cm}) \quad (\text{A-4-3})$$

A resistividade  $\eta$  para um plasma desmagnetizado, de  $z=1$ , é dado segundo Spitzer<sup>( )</sup> por:

$$\eta = 6,53 \times 10^3 \frac{1 \text{ n}\Omega}{(T_e(\text{eV}))^{3/2}} \quad (\Omega\text{-cm}) \quad (\text{A-4-4})$$

onde  $1 \text{ n}\Omega = 23,5 - 1,15 \log n_e(\text{cm}^{-3}) + 3,45 \log T_e(\text{eV})$ .

Com a temperatura  $T_e = 10 \text{ eV}$  e a densidade  $n_e = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , a resistividade do plasma é, segundo (A-4-4):

$$\eta = 1,4 \times 10^{-3} \quad (\Omega\text{-cm}) \quad (\text{A-4-5})$$

Utilizando este valor para a resistividade, a espessura do pistão ( $\Delta R$ ) na implosão do plasma é:

$$\Delta R = 0,8 \text{ cm.} \quad (\text{A-4-6})$$

O valor da temperatura na fase final da implosão obtida de (A-4-2) com  $n_0 = 6,4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $n_f = n_e = 2,0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ,  $x_0 = 0,247$  e o valor de  $\Delta R$  da equação (A-4-6), é:

$$T_f = 5,1 \quad (\text{eV}).$$

A.5 RELAÇÃO ENTRE  $T_e$  E  $n_e$  QUANDO  $\partial^2 T_e / \partial z^2 = 0$  (OU CASO ADIABÁTICO)

A equação geral do balanço de energia para os elétrons é dada por (\*\*):

$$\frac{n_e^\gamma}{\gamma-1} \frac{d}{dt} \left( \frac{n k_B T_e}{n^\gamma} \right) = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left( A \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + \frac{n k_B}{\gamma-1} \left( \frac{T_i - T_e}{t_{eq}} \right). \quad (A-5-1)$$

Aqui,  $d/dt = \partial/\partial t + v_z(\partial/\partial z)$ ;  $z$  é a coordenada axial do  $\theta$ -Pinch com  $z=0$  no meio plano do sistema de solenóides;  $A$  e  $v_z$  são respectivamente, a área da secção do plasma e velocidade axial do fluido no plano  $z$ . As razões da variação da energia dos elétrons devido a perda por radiação e aquecimento ohmico foram desprezadas na equação em  $(z-t)$  acima;  $\kappa_e$  é a condutividade de calor dos elétrons paralelas às linhas de força. Todos os parâmetros com dependência radial, por ex.,  $T_e(r, z, t)$ , foram substituídas por médias transversais (\*\*).  $\langle T_e(r, z, t) \rangle \equiv T_e(z, t)$ , para se obter a equação (A5-1) a partir das equações MAD isotrópicas.

Tomamos o caso especial  $\partial \kappa_e / \partial z = 0$ , em que  $\frac{\partial T_e}{\partial z^2} = 0$  e  $T_i = T_e$  de maneira que a equação (A5-2) torna-se:

$$\frac{d}{dt} (n_e^{1-\gamma} k_B T_e) \quad (A-5-2)$$

Estas condições podem ser satisfeitas num certo período de tempo em um longo  $\theta$ -Pinch, sem perda de energia pelos elétrons.

Mesmo num pequeno  $\theta$ -Pinch, (onde  $T_i > T_e$ ), a equação (A5-2) pode

(\*\*) Jones, W.B. et all, The Physics of Fluids, 13(3) - 1970.

ser satisfeita, se a perda por condução térmica dos elétrons é compensada pela transferência de calor dos íons aos elétrons (i. é., dois termos do segundo membro da equação (A5-1) cancelam-se entre si) Para o caso  $\gamma = (f+2)/f = 5/3$ , a equação (A5-2) nos dá:

$$T_e(t) = \text{const. } n_e^{2/3}(t). \quad (\text{A-5-3})$$

Esta relação foi verificada experimentalmente no meio plano de um  $\theta$ -Pinch curto (solenóide de 51 cm) durante longo tempo (sobre 14,5  $\mu\text{s}$  de semi ciclo magnético).

REFERÊNCIAS

- (01)- SHIGUEOKA, Y. "Dinâmica de compressão e mecanismos de aquecimento de plasmas no  $\theta$ -Pinch", Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, 1979.
- (02)- NIIMURA, M. "Experimental plasma diagnostics", Publicação interna, Universidade Estadual de Campinas, 1978.
- (03)- LOVBERG, R.H. "Magnetic probes". In.: HUDDLESTONE, R. & LEONARD, S.L. ed. "Plasma Diagnostic Techniques", New York, Academic Press, 1965, cap. 3.
- (04)- BOTTICHER, W. "Measurements of magnetic field in plasmas". In: LOCHTE-HOLTGREVEN, W. ed. "Plasma Diagnostics", Amsterdam, North-Holland, 1968, cap. 10.
- (05)- GERARDO, J.B. & VERDEYEN, J.T. "The laser interferometer: application to plasma diagnostics", Proceedings of the IEEE, 52, p.690-697, 1964.
- (06)- ALPHER, R.A. & WHITE, D.R. "Optical interferometry". In: HUDDLESTONE, R. & LEONARD, S.L. ed. "Plasma Diagnostic Techniques", New York, Academic Press, 1965, cap. 10.
- (07)- MARION, J.B. "Classical Electromagnetic Radiation", New York, Academic Press, 1974. p.273-276.
- (08)- EVANS, D.E. & KATZENSTEIN, J. "Laser light scattering in

laboratory plasmas", Reports on Progress in Physics, 32  
(I): 207-273, 1969.

- (09)- NIIMURA, M. "Plasma-solid interface energy transport",  
Ph.D. Thesis - Colorado State University, 1973. 160-188.
- (10)- BEKEFI, G. "Radiation Processes in Plasmas", New York,  
John Wiley, 1966. cap. 8.
- (11)- EVTUHOV, V. & NEELAND, J.K. "Pulsed rubi lasers". In: LEVI-  
NE, A.K. ed. "Lasers", New York, Marcel Dekker, 1966.v.1.
- (12)- STEELE, E.L. "Optical Lasers in Electronics". New York,  
John Wiley, 1968. p.57-72.
- (13)- SALPETER, E.E. "Electron density fluctuations in a plasma"  
Physical Review, 120(5): 1528-1535, 1960.
- (14)- LAFFERTY, J.M. "Triggered vaccum gaps", Proceedings of the  
IEEE, 54(1): 23-32, 1966.
- (15)- LUCIANO, E.A. "Difusão e oscilação de densidade-campo num  
plasma de  $\theta$ -Pinch sem espelho", Tese de Mestrado, Univer-  
sidade Estadual de Campinas, 1978.
- (16)- BLACKBILL, J.U., et all., Thirk Topical Conference on Pul-  
sed High  $\beta$  Plasmas, Culhan-England(Pergamon, New York,  
1976), p.375.
- (17)- GEINDRE, J.P., GAUTHIER, J.C. & DELPECH, J.F. "Rayleigh



light scattering with a low power He-Ne lase", Physics Letters, 44A(2): 149-150, 1973.

- (18)- ARTSIMOVICH, L.A. "Controlled Thermonuclear Reactions", New York, Gordon and Breach, 1964.
- (19)- TAYLOR, J.B.: Proceeding of a Conference on the Theoretical Aspects of Controlled Fusion Research, Gatlinburg, Tenn., U.S. Atomic Energy Commision, TID-7582, 1959.
- (20)- COMISSO, R.J. "Plasma heating and dynamics in a Theta-Pinch"; Ph.D. Thesis, University of Maryland, 1975.
- (21)- JONES, W.B. et all "Energy and particle loss from a short Theta-Pinch". The Physics of Fluids, 13(3):800-809, 1970.
- (22)- NIIMURA, M. "Unicamp  $\Theta$ -Pinch II - The electron density oscillation and decay times of mirrorless plasma", Relatório interno, Universidade Estadual de Campinas, 1977.