

DIAGNÓSTICO E ANÁLISE DE FUGA DE PARTÍCULAS PELAS EXTREMIDADES

DE UM CONSTRICTOR DE CAMPO REVERSO

por

LUIZ ANGELO BERNI

orientador : Prof. Dr. Munemasa Machida

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da  
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS para a obtenção do título de

Mestre em Física

AGOSTO/92

*Este exemplar corresponde  
a redação final da tese  
de Mestrado defendida pelo  
aluno Luiz Angelo Berni  
aprovada pela comissão  
juladora. S.P. 28/10/92.  
Munemasa Machida*

## DEDICATÓRIA

Aos meus pais :

José Antônio e Maria Helena

À minha vó :

Esméria

À minha irmã :

Lucia

À minha noiva :

Valdete

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Munemasa Machida pela orientação e dedicação desde a iniciação científica até este trabalho.

Em especial, ao Roberto Yzumi Honda pela amizade, dedicação e sugestões indispensáveis durante todo o desenvolvimento desta tese.

Ao prof. Dr. Mario Ueda pela orientação inicial.

Ao Douglas, Paulinho, Doi, Gildo, Emília, Peterson, Roberto Ennes, Cristina, Valquíria, ao pessoal da oficina mecânica e vidraria. Enfim, a todos aqueles que de uma forma ou de outra ajudaram para o desenvolvimento deste trabalho.

## RESUMO

O diagnóstico de fuga de partículas pelas extremidades do TC-1 da UNICAMP foi realizado principalmente, utilizando duas sondas multicanais: magnética e o copo de Faraday.

A sonda magnética interna multicanal (12 canais) foi construída para medir a variação do campo magnético e a influência dos espelhos magnéticos, obtendo um campo de 3,7kG no centro do solenóide e uma razão de espelho de 1,04.

A sonda copo de Faraday multicanal (8 canais) foi usada para estudar a variação espacial e temporal da fuga de partículas pelas extremidades do TC-1. Os ruídos eletromagnéticos e os efeitos de emissão secundária nas medidas foram checados e minimizados usando uma geometria apropriada e instalando a sonda numa cápsula de pirex.

A análise da fuga de partículas mostra que o tempo de vida do plasma é de  $30\mu\text{s}$  ao invés dos  $17\mu\text{s}$  obtidos pela sonda de fluxo excluído. A medida da velocidade de fuga ficou em  $1.10^7\text{cm/s}$ , tendo boa concordância com o valor medido pela sonda de pressão piezoelétrica de  $9.10^6\text{cm/s}$ .

Através do mapeamento tridimensional (r,z,t), nós concluímos que o escape é na forma de anel, o que é comparável com o resultado obtido pela câmera conversora de imagem, e que o plasma não acompanha as linhas de campo na extremidade do solenóide.

## ABSTRACT

Particle end-loss diagnostics has been performed in the UNICAMP's FRC device TC-1 using mainly two multichannel probes: magnetic and the Faraday cup.

The 12 channel internal magnetic probe has been built to measure space variations of internal magnetic field and influence of magnetic mirrors obtaining 3.7kG of magnetic strength at the center of the solenoid and 1.04 of field ratio between center and mirror region.

The 8 channel Faraday cup has been used to study space and time variation of particle end-loss from TC-1. The electromagnetic noise and secondary emission effects on the measurements has been checked and minimized using appropriate cup geometry and installed inside a pirez capsule.

The scaping particle analysis show that the useful plasma life time is  $30\mu\text{s}$  instead of  $17\mu\text{s}$  obtained by excluded flux probe measurements. The measured scape particle velocity is  $1.10^7\text{cm/s}$  having good agreement with piezoelectric pressure probe which gives  $9.10^6\text{cm/s}$ .

According to three dimensional mapping (r,z,t) of particle end-loss analysis, we conclude that the scape is in form of a ring in agreement with image converter camera measurements, and the plasma does not follow the field lines at end region.

		pag.
<b>cap.I</b>	Introdução	02
<b>cap.II</b>	Toróide Compacto 1 (TC-1)	07
<b>cap.III</b>	Conceitos sobre diagnósticos utilizados	14
	III.1 - Medida de Campo Magnético	14
	III.2 - Medida de Fuga de Partículas	19
<b>cap.IV</b>	Análise teórica - Fuga de Partículas	26
<b>cap.V</b>	Resultados experimentais	38
	V.1 - Sonda magnética	38
	V.1.1 - Construção de uma sonda magnética multicanal	38
	V.1.2 - Mapeamento magnético	41
	V.2 - Copo de Faraday	44
	V.2.1 - Construção de um copo de Faraday simples	44
	V.2.2 - Viabilidade do uso de um copo de Faraday no TC-1	44
	V.2.3 - Verificação da influência da emissão secundária no copo de Faraday	53
	V.2.4 - Medida da velocidade de Fuga	59
	V.2.5 - Construção de um copo de Faraday multicanal	59
	V.2.6 - Mapeamento da fuga de partículas	65
	V.2.7 - Comparação dos resultados com outros diagnósticos	69
	V.2.8 - Comentários Finais	70
<b>cap.VI</b>	Conclusões e Sugestões	78
<b>cap.VII</b>	Referências	81

## INTRODUÇÃO

Na tentativa de se conseguir fontes de energia inesgotáveis e limpas tem se investido grandes esforços na busca da Fusão Termonuclear controlada. Basicamente estão sendo estudados no mundo inteiro dois tipos de mecanismos de confinamento magnético: os sistemas com extremos fechados e os de extremos abertos. Os sistemas fechados geralmente possuem a forma de toróide, enquanto que na geometria aberta a forma cilíndrica.

O  $\theta$ -Pinch é um sistema aberto que tem sido estudado em diferentes laboratórios do mundo. Consta basicamente de um circuito RLC onde um banco de capacitores é descarregado em uma bobina de uma única espira, que envolve uma câmara cilíndrica de pìrex, onde é formado o plasma, criando um campo magnético paralelo ao eixo principal do cilindro que comprime o plasma radialmente e de forma adiabática.

Os sistemas  $\theta$ -Pinch mais modernos apresentam nas extremidades do solenóide bobinas de diâmetros menores (espelhos magnéticos) que produzem nesta região um campo magnético mais intenso, contribuindo para um melhor confinamento do plasma. Estes sistemas também trabalham com mais de um banco de capacitores que são disparados em tempos pré-determinados. Uma das maneiras encontradas para melhorar o rendimento destas máquinas é a aplicação de um campo magnético de duração maior e em sentido contrário ao campo principal, visando uma recombinação das

linhas de campo nas extremidades ( $\theta$ -Pinch de campo reverso com configuração toroidal).

Na figura I-1 descrevemos esquematicamente o princípio de funcionamento destas máquinas. Na tabela I-1 é mostrado um resumo geral dos avanços conseguidos nesta área. Nesta tabela estão listados o comprimento  $l_c$  da bobina, o diâmetro interno  $d_c$ , o campo magnético máximo  $B_m$ , a pressão de trabalho  $P_0$  e o tempo de confinamento para cada experimento. Maiores detalhes sobre a história e características destas máquinas podem ser encontradas na referência 1.

A UNICAMP iniciou a sua pesquisa experimental em  $\theta$ -Pinches em 1976 /ref.:2 /. Em 1984 iniciou-se a construção da máquina TC-1 com materiais cedidos sob empréstimo de Los Alamos Laboratories dos U.S.A.. A sua montagem foi concluída em 1986. Sendo uma máquina com geometria cilíndrica, utiliza espelhos magnéticos nas extremidades para obter um campo fechado (CCR - Constrictor de Campo Reverso) .

Teoricamente a dinâmica do plasma dentro de um  $\theta$ -Pinch pode ser estudada em vários níveis de complexidade, como descrito na referência 3 .

Por serem sistemas abertos, a principal desvantagem é a perda de energia devido a fuga de partículas pelas extremidades, ainda não muito bem explicada teoricamente e experimentalmente.

A proposta deste trabalho é de caracterizar a fuga de partículas no TC-1 através de um copo de Faraday multicanal construído no Laboratório de Plasmas da UNICAMP e comparar os

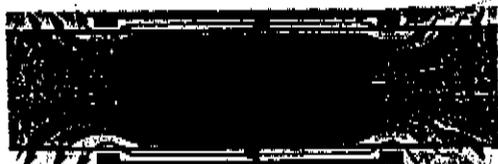
bobina

PREIONIZAÇÃO



tubo de quartzo  
plasma frio  
campo de polarização

IMPLOÇÃO



campo de implosão  
plasma quente  
plasma frio  
campo de polarização  
comprimido

CONEXÃO DA LINHA  
DE CAMPO



conexão e penetração  
de linha de campo

CONTRAÇÃO AXIAL



EQUILÍBRIO



Figura I-1 Formação da configuração de campo  
reverso

ano	máquina	lab.	$r_c$ (cm)	$d_c$	$B_M$ (kG)	$P_0$ (mtorr)	$\tau_r$ ( $\mu s$ )
59	—	NRL	10	6	100	100	2
61	Scylla I	LASL	11	5	55	85	3
62	Scylla III	LASL	19	8	125	85	4
62	Thetatron	Culham	21	5	86	100	3
62	—	Jülich	10	4	60	230	1
63	—	Culham	30	10	50	50	6
64	$\theta$ -P II	Garching	30	5	53	100	1
65	Pharos	NRL	180	17	30	60	30
67	Centaur	Culham	50	19	21	20	15
67	Julietta	Jülich	128	11	27	50	15
71	E-G	Garching	70	11	28	50	25
75	BN <sup>ab</sup>	Kurchatov	90	21	4.5	2-8	50
79	TOR <sup>ab</sup>	Kurchatov	150	30	10	2-5	100
79	FRX-A	LASL	100	25	6	4-7	30
81	FRX-B	LANL	100	25	13	9-49	60
82	STP-L	Nagoya	150	12	10	9	30
82	NUCLE	Nihon	200	16	10		60
82	PIACE	Osaka	100	15	14		60
83	FRX-C <sup>b</sup>	LANL	200	50	8	5-20	300
84	TRX-1 <sup>a</sup>	MSNW	100	25	10	5-15	150
84	CTTX	Penn S U	50	12	4	100	40
85	HBQM <sup>a</sup>	U Wash	300	22	5	4-7	30
86	OCT <sup>ab</sup>	Osaka	60	22	10		130
86	TRX-2 <sup>a</sup>	STI	100	24	13	3-20	100
87	CSS	U Wash	100	45	3	10-60	60
88	FRXC/LSM <sup>ab</sup>	LANL	200	70	6	2-10	450
90	LSX <sup>a</sup>	STI	500	90	8	2-5	

Tabela I-1 Características de algumas máquinas  
tipo Theta-Pinch , ref.:1

resultados com outros diagnósticos existentes no laboratório.

No capítulo II é descrito , em maiores detalhes, o TC-1 construído na UNICAMP e suas características eletro-mecânicas.

No capítulo III é discutido os sistemas de diagnósticos utilizados neste trabalho.

A análise teórica da fuga de partículas é introduzida no capítulo IV, assim como alguns resultados obtidos para o TC-1.

Os resultados experimentais obtidos com o copo de Faraday e os resultados comparativos de outros diagnósticos estão no capítulo V.

No capítulo VI temos alguns comentários e conclusões sobre o trabalho e propostas para trabalhos futuros.

No capítulo VII é fornecido a listagem das referências indicadas.

No desenvolvimento desta tese foram utilizados tanto o sistema MKS quanto o sistema CGS de unidades.

CAP II  
TOROIDE COMPACTO I  
T.C.-1

Desde 1987, quando entrou em operação, até os dias de hoje foram introduzidas várias mudanças no TC-1. Atualmente está em operação a máquina esquematizada na figura II-1, juntamente com as suas características eletro-mecânicas. Na figura II-2 temos o circuito equivalente da máquina.

Para que o plasma seja comprimido radialmente pelo campo magnético (campo de implosão), a energia armazenada nos capacitores deve ser transferida para o solenóide de forma rápida. Para isto, foi desenvolvido no Laboratório de Plasmas chaves do tipo distorção de campo de fácil manuseio /ref.:4 /, ilustrada na figura II-3.

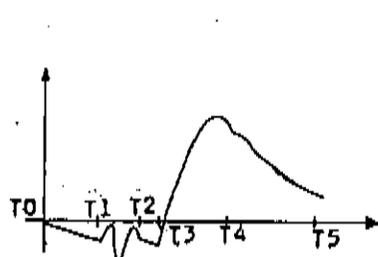
Para prolongar o tempo de confinamento, foi instalado, no TC-1 uma chave elétrica chamada "Crow-bar" que tem a finalidade de retirar do circuito o banco de capacitores assim que a corrente elétrica e, conseqüentemente, o campo magnético atingirem os seus máximos no primeiro semi-ciclo da implosão como podemos observar na sequência de disparos na figura II-1 e nos esquemas das figuras II-2 e 3.

O sistema trabalha com uma bomba mecânica e uma difusora com "trap" de nitrogênio líquido, sendo a pressão de base  $4.10^{-7}$  Torr. Inicialmente um plasma é criado com rádio-freqüência ( 100W - 30MHz ), numa pressão de trabalho entre 5 a 10mTorr.



SOLENÓIDE    COMPRIMENTO                    l = 65 cm  
 DIÂMETRO INTERNO                     $\phi I = 16$  cm  
 DIÂMETRO DO ESPELHO                 $\phi E = 15$  cm  
 DIÂMETRO DO TUBO PIREX             $\phi P = 14$  cm  
 INDUTÂNCIA DO SOLENÓIDE        L = 35 nH

	BANCO PRINCIPAL	BANCO DE IONIZAÇÃO	BANCO DE POLARIZAÇÃO
C (CAPACITÂNCIA)	28,0 $\mu F$ (15 CAP. DE 1,8 $\mu F$ )	1,6 $\mu F$ (2 CAP. DE 0,8 $\mu F$ )	440,0 $\mu F$ (8 CAP. DE 55,0 $\mu F$ )
V (VOLTAGEM DE CARGA)	NOM. 70KV OPER. 25KV	NOM. 70KV OPER. 30KV	NOM. 10KV OPER. 9KV
E (ENERGIA ARMAZENADA)	8,8KJ	0,5KJ	0,9KJ
L (INDUTÂNCIA)	28,0nH	87,0nH	1112nH
S (TEMPO DE SUBIDA)	5 $\mu s$	2 $\mu s$	70 $\mu s$



T0 : INÍCIO DA POLARIZAÇÃO  
 T1 : INÍCIO DA PRÉ-IONIZAÇÃO  
 T2 : CROW-BAR DO PRÉ-IONIZAÇÃO  
 T3 : INÍCIO DA PRINCIPAL  
 T4 : CROW-BAR DO PRINCIPAL  
 T5 : FIM DA EXPERIÊNCIA

Figura II-1 Características elétricas e mecânicas do TC-1 da Unicamp

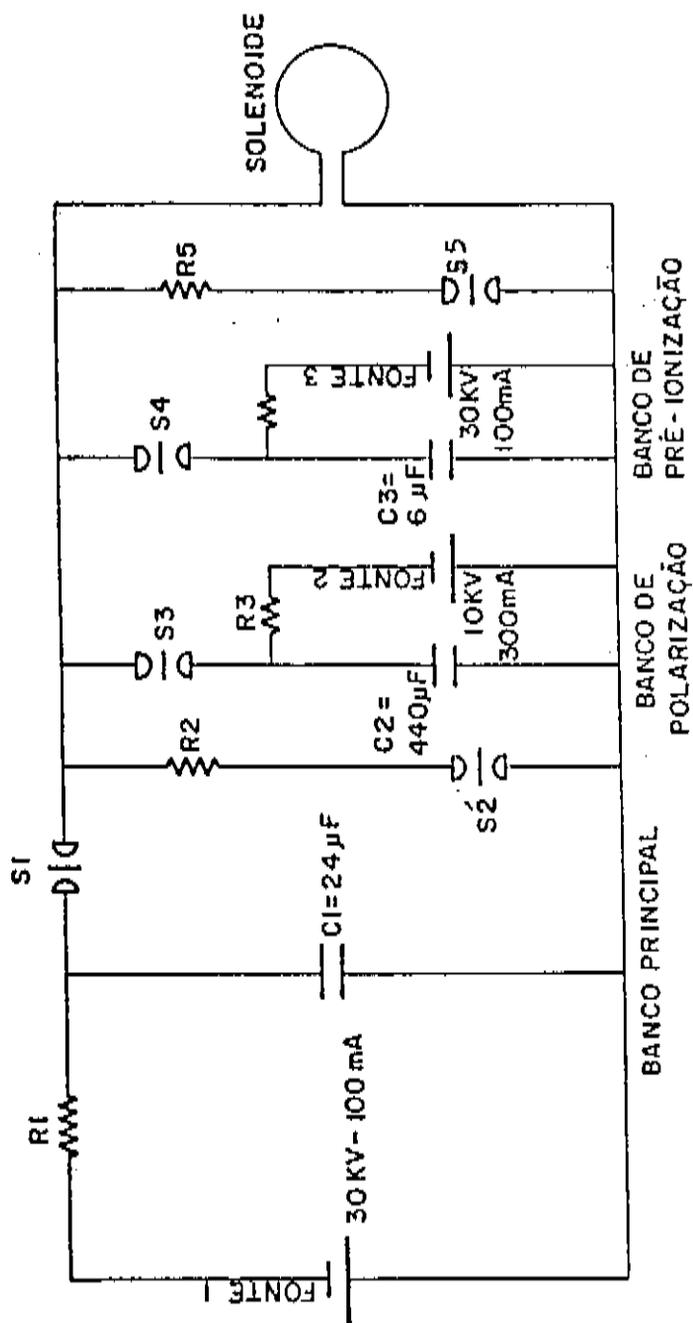


Figura II-2 Circuito equivalente dos bancos de capacitores: principal, polarização e pré-ionização

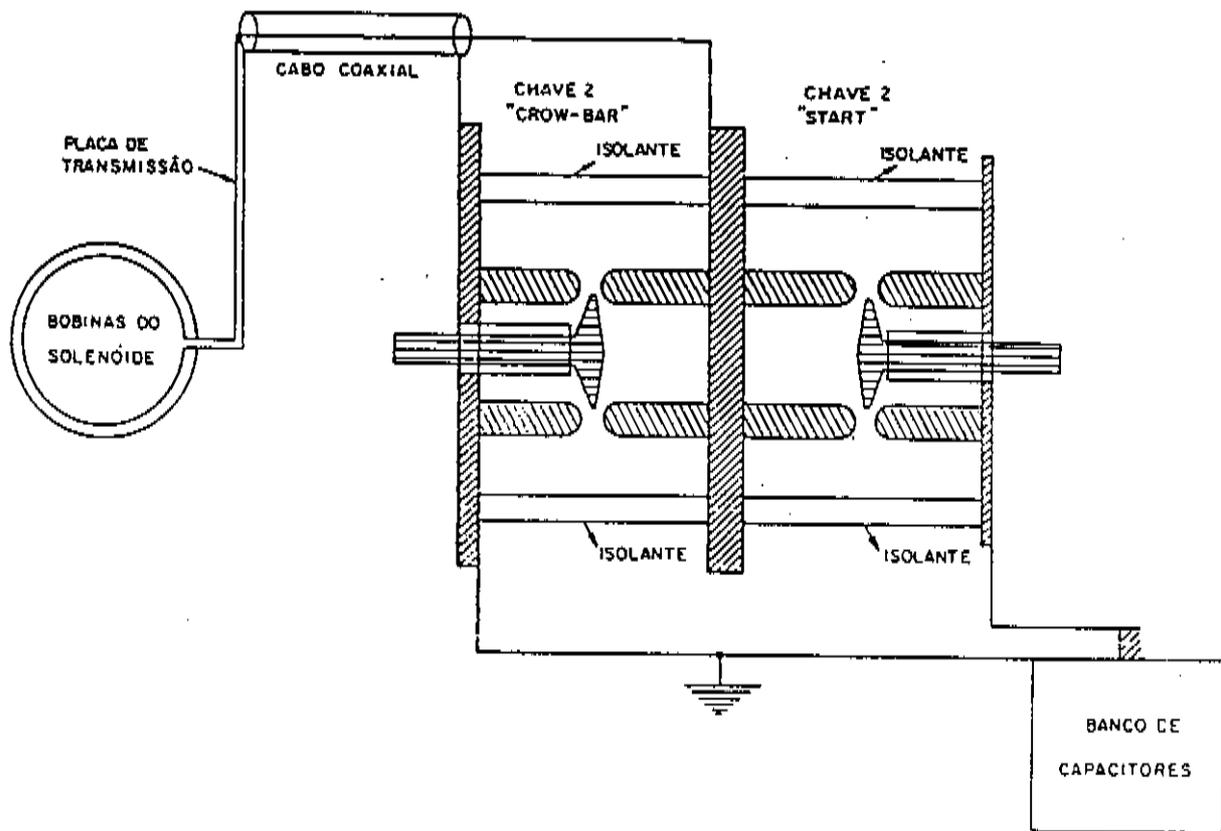


Figura II-3 Desenho esquemático da chave do tipo distorção de campo com "crow-bar"

Enquanto os bancos de capacitores são carregados, os sistemas de diagnósticos são preparados. Posteriormente os bancos são disparados segundo a seqüência da figura II-1. Todos os sinais colhidos no momento do disparo são registrados e analisados na sala de diagnósticos (fig. II-4). Na figura II-5 temos um esquema geral da disposição do experimento. Maiores detalhes sobre as características e manuseio da máquina podem ser encontrados nas referências 5 e 6 .

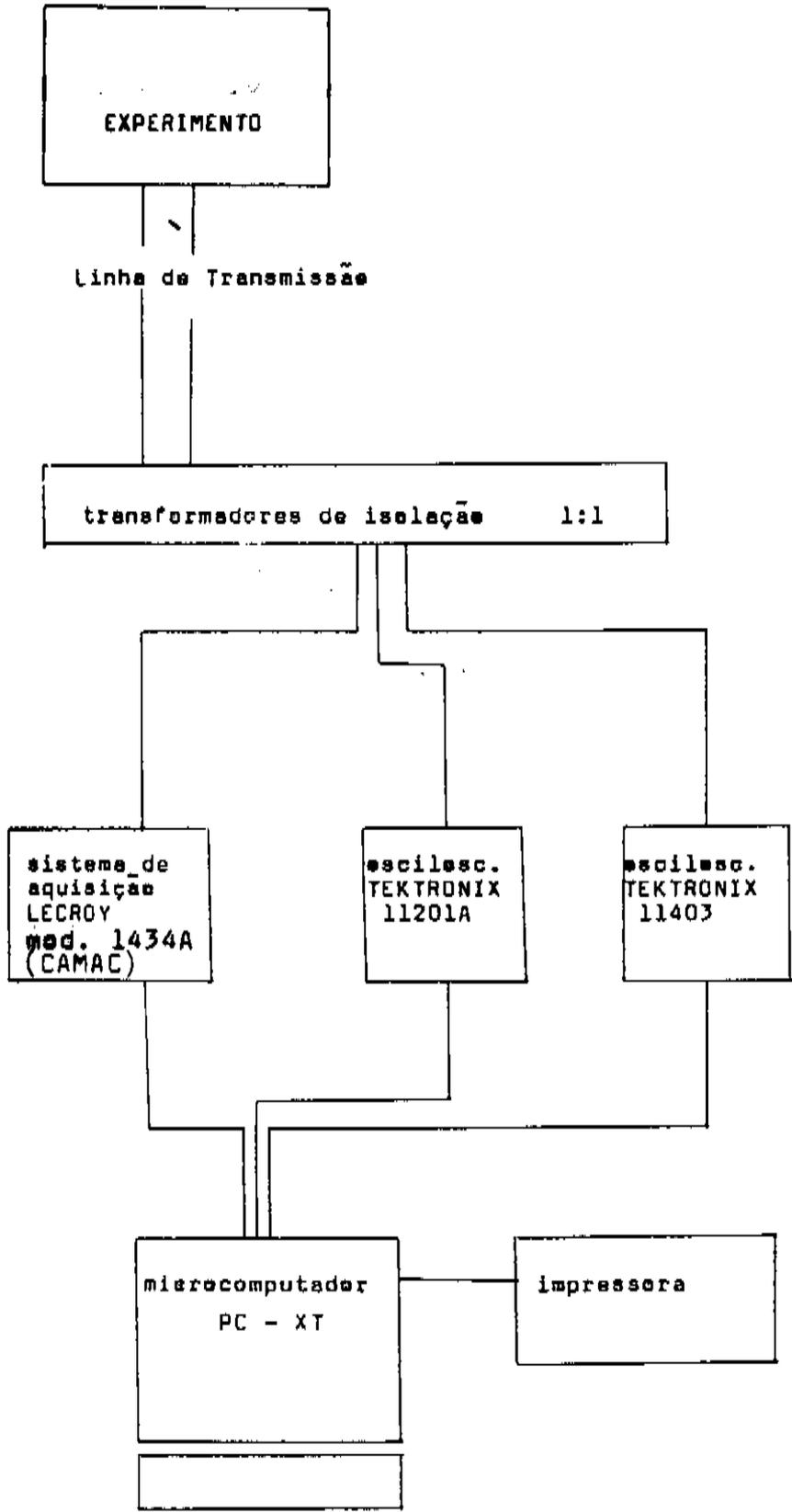


Figura II-4 Sistema de aquisição de dados na sala de diagnósticos

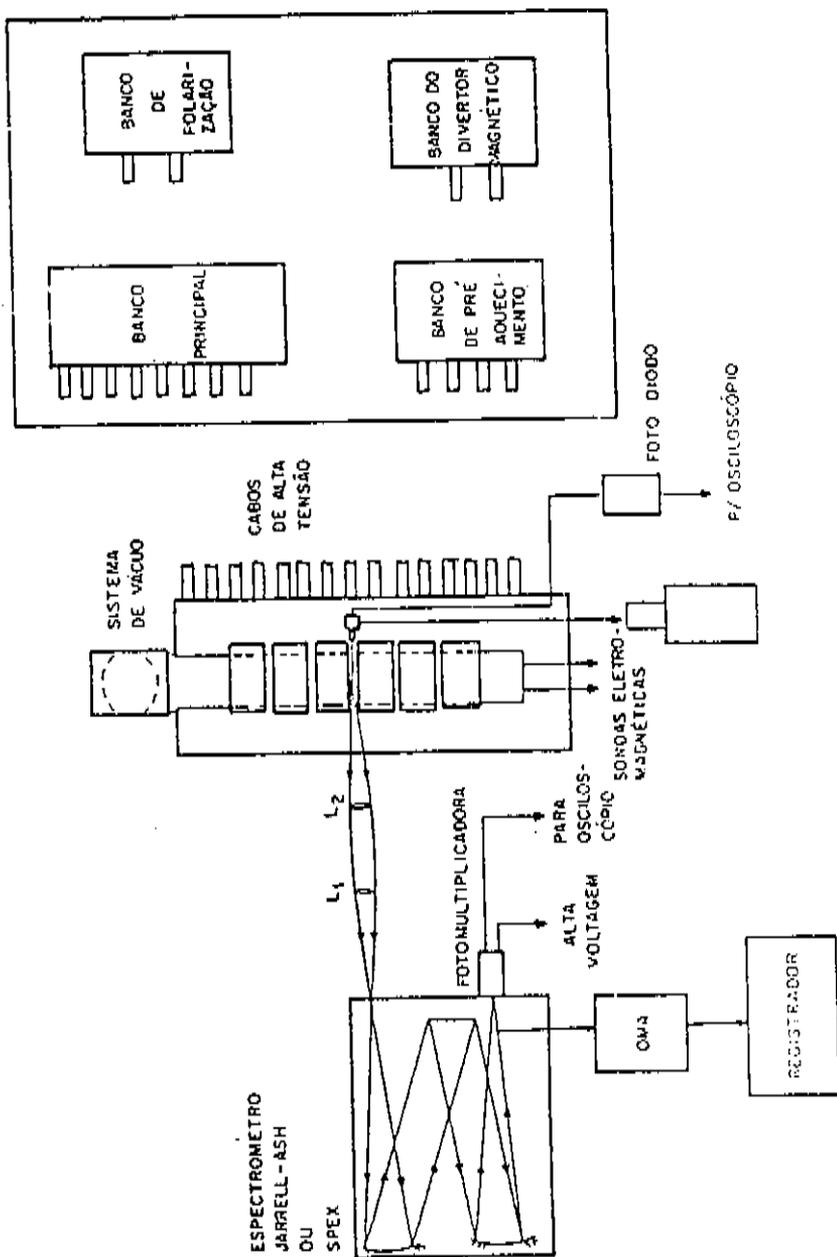


Figura II-5 Esquema geral do experimento TC-1 da Unicamp

## CONCEITOS SOBRE DIAGNÓSTICOS UTILIZADOS

Atualmente no Laboratório existem os seguintes tipos de diagnósticos possíveis para a utilização no TC-1: sondas Rogowski; sonda magnética interna, externa e de volta completa; sonda copo de Faraday; espectroscopia no visível; fotodiodo para radiação Bremsstrahlung no visível; fotografia ultra-rápida com IMACON; sonda de pressão PZT; e espectroscopia no visível com OMA (Analisador Óptico Multicanal). Alguns detalhes destes diagnósticos podem ser encontrados na referência 5. Neste trabalho foram utilizados principalmente as sondas magnéticas e o copo de Faraday. Para efeito de comparação foram utilizados : o fotodiodo , a IMACON e a sonda de pressão PZT /ref.:7/.

A seguir faremos uma descrição detalhada do funcionamento de uma sonda magnética e posteriormente de um copo de Faraday.

### III.1 ) Medida de Campo Magnético

Por ser de fácil construção e manuseio a sonda magnética tem sido empregada na determinação do campo magnético ( $\vec{B}$ ) e de sua derivada ( $\dot{\vec{B}}$ ), tanto no vácuo como na presença de plasma /ref.:4,6,32/. Sendo de natureza indutiva sua sensibilidade fica bastante prejudicada quando se trata de campos magnéticos quase-estáticos. Também devemos observar sua perturbação quando

inserida no plasma como é analisado na referência 32 .

A voltagem  $U_s$  observada no osciloscópio não é necessariamente a tensão  $U_i$  induzida na bobina . Ela depende da indutância  $L_p$ , da capacitância  $C_p$ , da resistência  $R_p$  da sonda e das propriedades dos cabos de conexão, como podemos observar no diagrama simplificado da figura III-1 /ref.8/ .

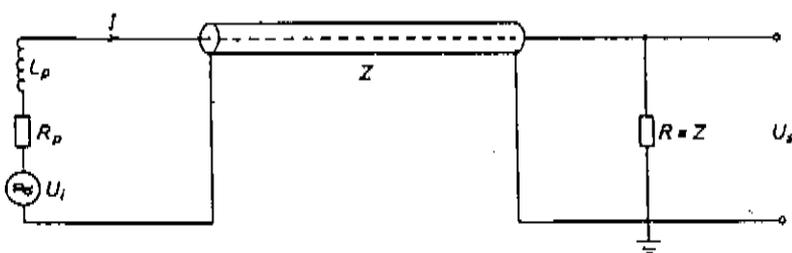


FIGURA III-1 Esquema simplificado de uma sonda magnética

Para este circuito, temos:

$$U_i = L_p \frac{dI}{dt} + I( Z + R_p ) \quad (\text{III-1})$$

$$U_s = ZI \quad (\text{III-2})$$

Onde  $I$  é a corrente no circuito.

Substituindo a equação III-2 em III-1 e reorganizando :

$$U_s = \frac{Z}{Z + R_p} \left[ U_i - \frac{L_p}{Z} \cdot \frac{dU_s}{dt} \right] \quad (\text{III-3})$$

Considerando  $\frac{L_p}{Z} \cdot \frac{dU_s}{dt} < U_s$  temos que  $U_s \propto U_i$

Como sabemos , a voltagem  $U_s$  é proporcional a  $d\vec{B}/dt$ .

Portanto devemos integrar  $U_s$  para obtermos  $\vec{B}(t)$ , utilizando um integrador passivo simples esquematizado na figura III-2

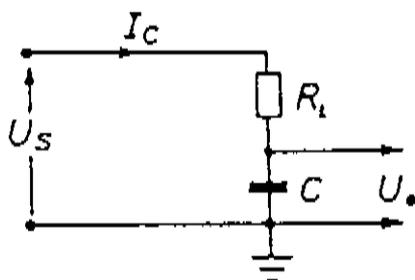


FIGURA III-2 Integrador passivo simples

$$U_s = I_c R_1 + \frac{1}{C} \int_0^t I_c dt \quad (\text{III-4})$$

Integrando a equação acima e substituindo  $U_o = \frac{1}{C} \int_0^t I_c dt$  ,  
temos, considerando  $t \ll R_1 C$  :

$$U_o = \frac{1}{R_1 C} \int_0^t U_s dt \quad (\text{III-5})$$

Sendo que esta relação é válida apenas, se

$$\left| \frac{1}{R_1 C} \int_0^t U_o dt \right| < \Delta U_o \quad \text{onde } \Delta U_o \text{ é o erro de leitura no}$$

osciloscópio.

Quando um campo magnético  $\vec{B}$  variável passa através de uma espira de área  $A$ , a voltagem pode ser expressa por:

$$U_i = - \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{III-6})$$

Desde que a espira seja pequena o suficiente para que possamos desprezar as variações de  $\vec{B}$  ao longo da seção transversal  $A$ , podemos escrever:

$$U_i = - A_{ef} \frac{d}{dt} B_{\perp}(r,t) \quad (\text{III-7})$$

Onde  $B_{\perp}(r,t)$  é o valor do campo perpendicular a  $A$  na posição  $r$  da espira e no tempo  $t$ .  $A_{ef}$  é a área efetiva da espira que pode ser calculada por sua geometria ou facilmente calibrada através de um campo conhecido.

^No caso de termos uma bobina de N espiras :

$$U_i = - N A_{ef} \frac{d}{dt} B_{\perp}(r,t) \quad (\text{III-8})$$

Substituindo a equação (III-8) na equação (III-3) , temos :

$$U_s = - \left( \frac{Z}{Z + R_p} \right) N A_{ef} \frac{d}{dt} B_{\perp}(r,t) \quad (\text{III-9})$$

Agora, integrando (III-9) conforme a equação (III-5), temos :

$$U_o = \frac{- Z}{R_1 C (Z + R_p)} N A_{ef} B_{\perp}(r,t) \quad (\text{III-10})$$

Para uma boa sensibilidade da sonda devemos fazer  $NA_{ef}$  o maior possível. Neste caso teremos um comprometimento na resolução espacial ou na resolução temporal ( aumentando N ), pois para altas frequências a resposta da sonda diminui.

Considerando  $Z \gg R_p$  , encontramos :

$$U_o = - \frac{NA_{ef}}{R_1 C} B_{\perp}(r,t) \quad (\text{III-11})$$

O tempo de resposta de uma sonda magnética pode ser dado por /ref.:9 / :

$$\tau = L/R_o \quad (\text{III-12})$$

sendo  $L = (K \cdot \mu_o \cdot \pi \cdot a^2 \cdot N^2) / l$

onde  $L$  : indutância da sonda  
 $R_0$  : resistência da sonda  
 $K$  : constante de Nagaoka  
 $l$  : comprimento da bobina  
 $a$  : raio da bobina  
 $N$  : número de espiras  
 $\mu_0 = 1,26.10^{-6}$  H/m

### III.2 ) Medida de Fuga de Partículas

Os feixes de partículas carregadas podem ser medidos diretamente através dos seguintes métodos, como descrito na referência 10 :

- ( a ) CÂMARA DE PLANOS DE FIOS : normalmente utilizada para determinar a intensidade , o formato e a posição do feixe. O sinal a ser analisado é verificado em cada detector (fios horizontal e vertical );
- ( b ) CÂMARA DE MEDIDA DE EMISSÃO SECUDÁRIA : a emissão secundária de elétrons emitidos por ions que colidem com uma superfície, bem caracterizada, pode fornecer a corrente de ions incidente desde que se conheça o coeficiente de emissão do metal .
- ( c ) DETETOR ELETROMAGNÉTICO : este tipo de detetor funciona como um transformador cujo primário é o feixe de ions (sistema pulsado), o secundário consta de muitas voltas de fio (depende da intensidade do feixe).
- ( d ) ALVOS FLUORESCENTES : alvos recobertos por ZnS ou  $MgWO_4$

normalmente são usados para determinar a seção transversal do feixe.

( e ) CALORÍMETRO PARA MEDIDA DE CORRENTE : o princípio consta em medir a variação de temperatura do alvo causada pela colisão do feixe de ions.

( f ) COPO DE FARADAY :

O copo de Faraday (figura III-3a) é o método mais simples para a medida de feixes de íons. As vantagens na utilização de um detector deste tipo são: (1) fornecem resolução espacial e temporal, (2) são pequenos e fáceis de construir, (3) podem ser agrupados formando uma sonda multicanal, (4) através da regulação da abertura de entrada podemos obter sinais altos (1 - 50V), (5) servem para a medida de íons leves ou pesados, (6) não é necessário calibrá-lo. É um dispositivo simples que consiste de uma abertura definida em potencial de terra e um coletor polarizado negativamente, cujo valor deve ser maior que a energia dos elétrons contidos no feixe inicial. A polarização negativa é necessária para repelir os elétrons contidos no plasma que penetra no copo.

O sinal detectado é lido diretamente em cima de um resistor ( normalmente  $R = 50\Omega$  ), onde o seu valor é dado por /ref.:11 / :

$$V_s = J_i \cdot A \cdot R \quad \text{(III-13)}$$

Onde  $J_i$  é a densidade de corrente de ions,  $A$  é a abertura frontal da sonda.

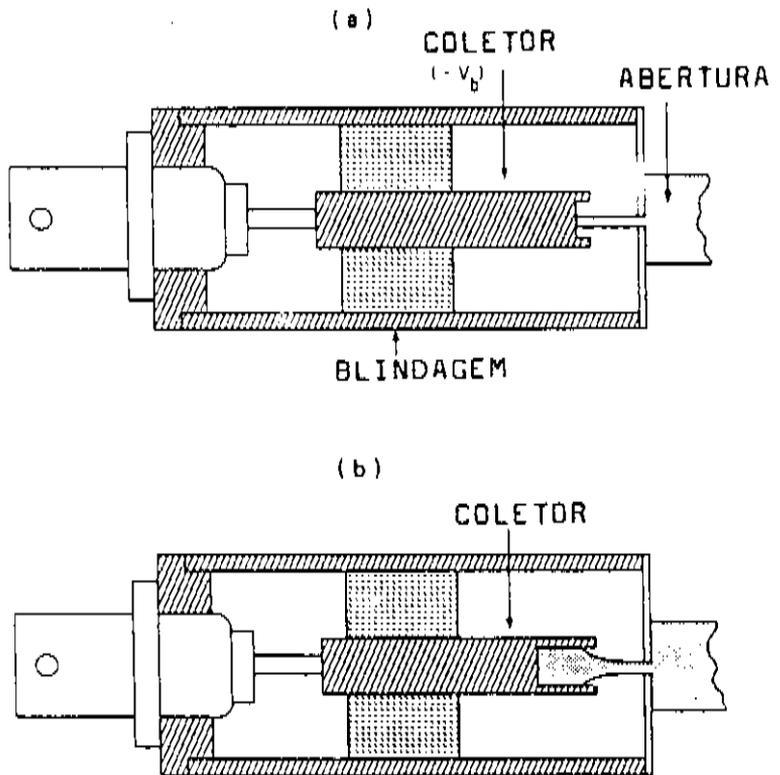


Figura III-3 a: coletor de ions simples,  
 b: coletor de ions tipo copo - ref.:11

\ O valor negativo de polarização do coletor pode ser expresso por :

$$|V_b| = E_i \left( \frac{m_e}{m_i} \right) + V_s \quad (\text{III-14})$$

Onde  $E_i$  é a energia dos ions no feixe em eletron-volts ,  $m_e/m_i$  é a razão entre a massa do elétron e do íon. Mantendo , em módulo, a tensão do coletor maior que  $|V_b|$  podemos garantir que o feixe detectado consta apenas de ions.

Uma questão associada ao coletor de cargas com polarização é a emissão secundária de elétrons, podendo resultar em superestimação da densidade de corrente. A emissão secundária de elétrons para ions leves, na faixa de energia de 100keV a 1MeV pode superestimar a medida por um fator de 10 /ref.:12 /.

Uma fração dos ions que colidem com uma superfície são refletidos e a outra absorvida pelo sólido. Os ions que penetram na superfície perdem grande parte de sua energia para os elétrons do sólido. Se esta energia cedida é grande o suficiente para que os elétrons atinjam a superfície com uma energia maior que a função trabalho do material os elétrons podem escapar. Esses elétrons emitidos pelo coletor são chamados de elétrons secundários. O parâmetro que avalia a emissão é a razão entre os elétrons que escapam e as partículas incidentes na superfície, isto é:

$$\delta_i = \frac{n_{es}}{n_p} \quad (\text{III-15})$$

A quantidade  $\delta_i$  é conhecida como coeficiente de emissão secundária.

De acordo com os experimentos /ref.: 13 / a energia provável dos elétrons secundários fica na faixa de alguns elétron-volts (2-10eV), independente da energia dos íons primários.

A dependência da emissão secundária em relação a superfície, depende da pureza, da estrutura cristalina e da rugosidade da mesma. Superfícies rugosas e porosas possuem  $\delta_i$  pequeno, pois uma porção da emissão secundária produzida nos buracos é reabsorvida .

No caso do impacto de íons positivos a emissão secundária pode ser induzida apenas se a soma da energia potencial  $E$  e a energia cinética  $E_{ip}$  for maior que duas vezes a função trabalho do material:

$$E_{ip} + E > 2\delta \quad (\text{III-16})$$

A razão para esta condição é que os íons positivos devem ejetar dois elétrons do sólido para induzir a emissão secundária, desde que um dos elétrons é necessário para neutralizar o íon positivo.

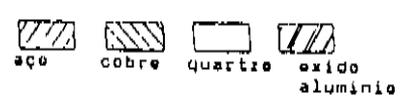
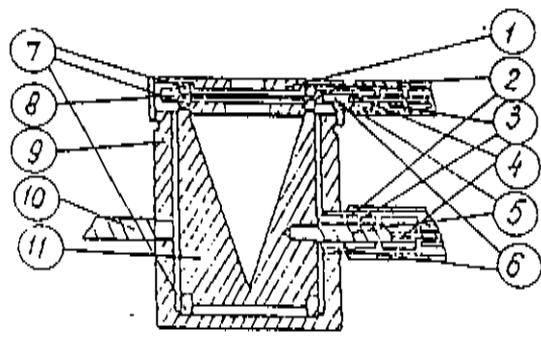
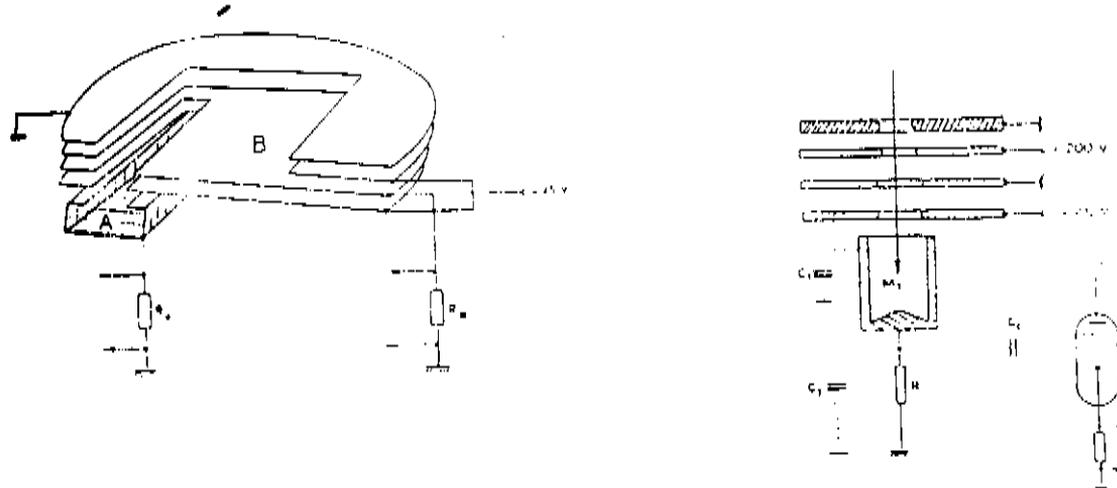
Uma solução para esse problema que tem se mostrado eficiente para energias baixas é a construção de um coletor em

forma de copo (figura III-3b), no qual a probabilidade de recapturar elétrons secundários é alta .

Para densidade muito acima de  $1\text{kA}/\text{cm}^2$  as medidas ficam críticas , pois a produção de plasma na superfície do coletor provoca erros .

Outras técnicas tem sido empregadas para diminuir esta emissão secundária. A aplicação de um filme sobre o coletor, de um material que apresente uma função de trabalho alta , ou mesmo desenvolver uma geometria mais adequada , parecem ser os meios mais simples. A instalação de grades supressoras ou até mesmo a aplicação de campos magnéticos perpendiculares a entrada do coletor tem sido empregadas. O campo magnético evita que os elétrons escapem da região do coletor. Porém, esta técnica pode provocar outro tipo de erro /ref.: 14 /. O campo pode aprisionar além dos elétrons emitidos no coletor, elétrons de baixa energia gerados por outros pontos adjacentes.

A seguir, por completeza, na figura III-4 são ilustrados alguns tipos de copos de Faraday diferentes daquele por nós adotado.



- |                        |                          |
|------------------------|--------------------------|
| 1-blindagem            | 7-isolantes              |
| 2-blindagem do cabo    | 8-eletrodo supressor     |
| 3-isolante             | 9-blindagem externa      |
| 4-fio                  | 10-haste de movimentação |
| 5-parafuso de contato  | 11-alve                  |
| 6 contato da blindagem |                          |

Figura III-4 Alguns tipos de copos de Faraday; ref.:10,14

## ANÁLISE TEÓRICA - FUGA DE PARTÍCULAS

A perda de partículas pelas extremidades de um  $\theta$ -Pinch tem apresentado uma limitação fundamental no tempo de confinamento do plasma /ref.:15/. Os detalhes deste tipo de perda pelas extremidades ainda não foram claramente entendidos. Teoricamente o trabalho pode ser dividido em duas categorias básicas : aquela em que o plasma é tratado de forma colisional /ref.:16 até 22/ e outra não colisional /ref.:23 até 25/.

Os primeiros modelos de fluidos foram realizados para um fluxo axial de um plasma radial uniforme /ref.: 26 /. Neste trabalho Taylor e Wesson estabeleceram condições sobre o escoamento na região de garganta ( máxima compressão ) . Posteriormente Wesson introduziu a conservação de momento. Neste modelo, imediatamente após a compressão, o plasma não tem momento axial. Conforme o plasma começa a fluir, momento é perdido através das extremidades. Esta conservação de momento é balanceada por uma onda que se propaga em sentido contrário transportando momento.

A teoria não colisional foi desenvolvida para plasmas de  $\theta$ -Pinches que satisfazem as condições:  $\lambda_{ii}/L \geq 1$  e  $\lambda_{ii}/D \gg 1$ . Onde  $\lambda_{ii}$  é o caminho livre médio, L é o comprimento da coluna de plasma e D é o diâmetro da coluna.

Neste trabalho será exposto o artigo de Taylor e Wesson, por ser de fácil verificação experimental e um dos

primeiros trabalhos nesta área.

O modelo físico idealizado por Taylor e Wesson é mostrado na figura IV-1.

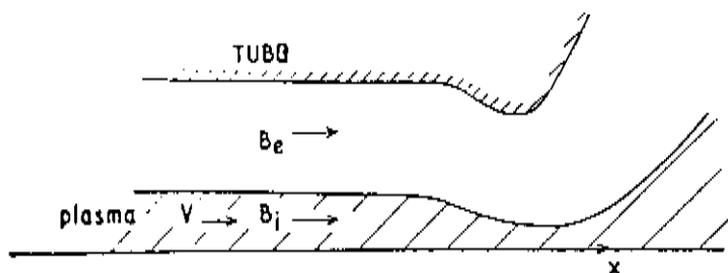


Figura IV-1 Modelo do  $\theta$ -Pinch :  $\vec{B}_e$  é o campo magnético entre o tubo condutor e o plasma . O campo interno é  $\vec{B}_i$  e a velocidade do plasma  $v$ . Tudo é considerado apenas como função de  $x$  /ref.: 26/.

A coluna de plasma flui ao longo de um campo magnético que o confina perto da região central do tubo perfeitamente condutor, onde a seção transversal do tubo varia axialmente. Este tubo condutor representa as bobinas de um  $\theta$ -Pinch e a variação transversal da área é promovida por qualquer efeito de espelho.

O campo magnético dentro do plasma é  $\vec{B}_i$  e o campo entre o plasma e o tubo condutor é  $\vec{B}_e$  . Estas grandezas, juntamente com a pressão de plasma ( $p$ ), densidade ( $\rho$ ) e a velocidade paralela ( $v$ ) são função apenas da coordenada  $x$  , isto é uma boa aproximação desde que os parâmetros  $p$ ,  $v$  e  $\vec{B}$  variem lentamente na direção  $x$ .

A área da coluna de plasma é  $a(x)$  e a área transversal do tubo condutor é  $A(x)$ .

As equações que descrevem um fluxo estável isentrópico, são :

$$\rho \cdot a \cdot v = \rho_0 \cdot a_0 \cdot v_0 = \text{constante} = J \quad (\text{continuidade}) \quad (\text{IV-1})$$

$$\frac{P}{P_0} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (\text{isentropia ou processo adiabático reversível: } \rho \cdot v = \gamma \text{cte}) \quad (\text{IV-2})$$

$$\frac{B_1^2}{8\pi} + P = \frac{B_0^2}{8\pi} \quad (\text{balanço de pressão transversal}) \quad (\text{IV-3})$$

$$v \cdot \rho \left( \frac{dv}{dx} \right) + \left( \frac{dp}{dx} \right) = 0 \quad (\text{balanço de momento axial}) \quad (\text{IV-4})$$

Esta última equação pode ser colocada na forma integral:

$$v^2 = v_0^2 + \frac{2}{\gamma-1} \cdot \frac{\gamma \cdot P_0}{\rho_0} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (\text{IV-4a})$$

Nestas equações o índice zero indica valores na parte superior do escoamento ou no lado de dentro do orifício. Nós supomos que a componente radial do campo é desprezível e que o fluxo de campo magnético dentro e fora do plasma é conservado.

$$a \cdot B_1 = a_0 \cdot B_{10} = \varphi_1 \quad (\text{IV-5})$$

$$(A-a).B_o = (A_o - a_o).B_{o_o} = \varphi_o \quad (IV-6)$$

As equações de IV-1 a IV-6 são as equações básicas para este modelo. Para qualquer velocidade  $v_o$  (ou equivalentemente, qualquer fluxo  $J$  prescrito) elas determinam a pressão  $P$  como função da área transversal  $A$  da bobina; ou seja  $P(x) = P[A(x)]$ .

Se por exemplo supomos que a fração do tubo ocupado pelo plasma é pequeno,  $a \ll A$ , então podemos encontrar :

$$\frac{1}{1-\beta} \cdot \left( \frac{A_o}{A} \right)^2 = \frac{\beta}{1-\beta} \cdot \frac{P}{P_o} + (1+\alpha) \cdot \left( \frac{P}{P_o} \right)^{2/\gamma} - \alpha \left( \frac{P}{P_o} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \quad (IV-7)$$

$$\text{onde } \beta = \frac{8\pi P_o}{B_{o_o}^2} \quad \text{e} \quad \alpha = \frac{2}{\gamma-1} \cdot \gamma \cdot \frac{P_o}{\rho_o} \cdot \frac{1}{v_o^2} \quad (IV-8)$$

A equação IV-7 contém toda informação que precisamos a respeito do fluxo e é importante notar que ela não determina explicitamente a velocidade de fluxo  $v_o$ , a qual pode ser escolhida arbitrariamente. O valor de  $v_o$  é fixado apenas com requerimentos suplementares do fluxo na garganta. Para um fluxo fixo  $J$  ( ou  $v_o$  ), a curva de  $P(x)$  versus  $A(x)$  será da forma geral indicada na figura IV-2, correspondendo para cada valor de seção transversal  $A$  dois valores de  $P$ . Uma transição contínua do estado inicial representado por  $P_o$  na parte superior do ramo, para o ramo inferior será possível somente se a curva  $P(A)$  for tangencial a linha vertical no valor mínimo de  $A = A_m$  (região do espelho magnético), isto fixa o valor de  $J$  como  $J = J_2$ .

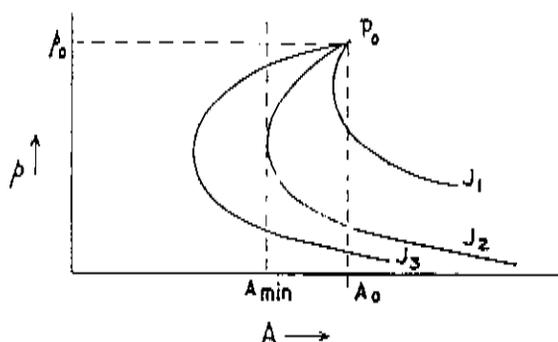


Figura IV-2 Pressão de plasma  $P(x)$  como função da seção transversal  $A(x)$  da bobina, onde  $x$  é a distância axial, para um fluxo  $J$  fixo /ref.: 26/

Portanto a condição extra necessária para determinar a condição de fluxo  $v_0$  é aquela que garante:

$$\frac{dA}{dP} = 0 \quad \text{em } A_m \quad (\text{IV-9})$$

Alternativamente podemos introduzir a condição de garganta verificando que a situação descrita garante que  $dP/dx < 0$  em qualquer lugar.

Das equações 1-4 encontramos :

$$\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dx} = \frac{\gamma \cdot \rho \cdot v^2}{\gamma \cdot p - \rho \cdot v^2} \cdot \frac{1}{a} \cdot \frac{da}{dx} \quad (\text{IV-10})$$

então se definirmos a garganta como o ponto de máxima constrição do plasma, temos  $da/dx = 0$ , e  $dP/dx \neq 0$  na garganta e portanto (em  $da/dx = 0$ ) :

$$\gamma.P - \rho.v^2 = 0$$

(IV-11)

O número de Mach ( M ) /ref.:27/, é definido pela razão entre a velocidade real v e a velocidade sônica [c =  $(\gamma.P/\rho)^{1/2}$ ], ou seja  $M = v/c$  , onde temos:

$M > 1 \Rightarrow$  escoamento supersônico

$M < 1 \Rightarrow$  escoamento subsônico

$M = 1 \Rightarrow$  escoamento sônico

Verificando a equação IV-11 temos que o fluxo é sônico no ponto de máxima constrição do plasma ( como em um orifício comum) No entanto, é importante notar que o ponto de máxima constrição do plasma não ocorre na menor parte da bobina do  $\theta$ -Pinch. Se definirmos a garganta para ser em  $dA/dx = 0$  , então a condição de garganta é (em  $dA/dx = 0$ ):

$$\frac{\gamma.\beta_x.\rho.v^2}{2(\gamma.P - \rho.v^2)} = 1 - \beta_x + \frac{a}{A-a} \quad (IV-12)$$

onde

$$\beta_x = \frac{8\pi P}{B_o^2}$$

Uma terceira alternativa é definir a garganta como sendo um ponto onde  $B_o$  é um máximo (o que não necessariamente coincide com o ponto de constrição máxima do plasma ou a área mínima do tubo). Neste caso a condição de garganta é (em  $dB_o / dx = 0$ )

$$\frac{\gamma.\beta_x.\rho.v^2}{2(\gamma.P - \rho.v^2)} = 1 - \beta_x \quad (IV-13)$$

Se  $a \ll A$ , então as condições em  $da/dx = 0$  e  $dB/dx = 0$  são as mesmas, mas elas coincidem com  $da/dx = 0$  apenas quando  $\beta \rightarrow 0$ .

O caso de  $a \ll A$  é experimentalmente o de maior interesse e simplifica o problema removendo um parâmetro. Então pode-se derivar um par de equações paramétricas relacionando o fluxo  $J$  com a razão de espelho  $R = A_o/A_m$ :

$$\frac{J^2}{\rho_o^2 \cdot A_o^2 \cdot C_o^2} = \frac{2(1-\beta) \cdot q^{2/\gamma} \cdot [(\gamma+1) \cdot q^{(\gamma-1)/\gamma} - 2]}{(\gamma-1)[\beta \cdot \gamma \cdot q + 2(1-\beta)q^{2/\gamma}]} \quad (IV-14)$$

$$R^2 = \frac{\beta \cdot q(2-\gamma-q^{(\gamma-1)/\gamma}) - (1-\beta)(\gamma-1) \cdot q^{(\gamma+1)/\gamma}}{2 - (\gamma + 1) \cdot q^{(\gamma-1)/\gamma}} \quad (IV-15)$$

onde  $q = P/P_o$  e  $C_o^2 = \gamma P_o / \rho_o$ . No caso de  $\gamma = 2$ , estas equações se reduzem para:

$$(1 + Y)^3 = 3\alpha Y \quad (IV-16)$$

onde  $e$

$$Y = \frac{J^2}{2(1-\beta) \cdot \rho_o^2 \cdot A_o^2 \cdot C_o^2} \quad \alpha = \left( \frac{3R}{2} \right)^2$$

No caso de  $\gamma = 2$  a solução explícita fica:

$$\frac{J^2}{\rho_o^2 \cdot A_o^2 \cdot C_o^2} = 2(1-\beta) \left[ 3R \cdot \cos \left( \frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \cdot \cos^{-1} \frac{1}{R} \right) - 1 \right] \quad (IV-17)$$

$$J = \rho_o \cdot A_o \left( \frac{\gamma \cdot P_o}{\rho_o} \right)^{1/2} \cdot (1 - \beta)^{1/2} \cdot F(R) \quad (IV-18)$$

$$\text{onde } F(R) = \left[ 6R \cdot \cos \left( \frac{\pi}{3} + \frac{1}{2} \cos^{-1} \frac{1}{R} \right) - 2 \right]^{1/2} \quad (IV-19)$$

Um gráfico da variação de  $J$  com  $R$  é mostrado na figura IV-3. Para o caso de  $\gamma = 5/3$  as equações foram resolvidas numericamente e a solução está na figura IV-4. Por comparação temos também a solução para o caso de  $\gamma = 2$  dado pela equação IV-17. A diferença entre os dois casos é pequena, portanto para propositos práticos usa-se a equação IV-17.

Para o TC-1, temos os seguintes parâmetros estimados:

$$n = 1.10^{21} \text{ m}^{-3}$$

$$\rho_o = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^3$$

$$A_o = 0,015 \text{ m}^2$$

$$P_o = 4,8 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2$$

$$T_1 \approx 300 \text{ eV (medida por efeito Doppler)}$$

$$m_1 = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg (massa do próton)}$$

$$R_B = 1,04 \text{ (medido através do campo magnético)}$$

$$R_G = 1,16 \text{ (razão geométrica } \equiv A_o / A_m \text{)}$$

Substituindo estes valores na equação IV-18 e fazendo as manipulações necessárias, temos os gráficos de  $Jx\beta$  para os dois valores de  $R$ , na figura IV-5.

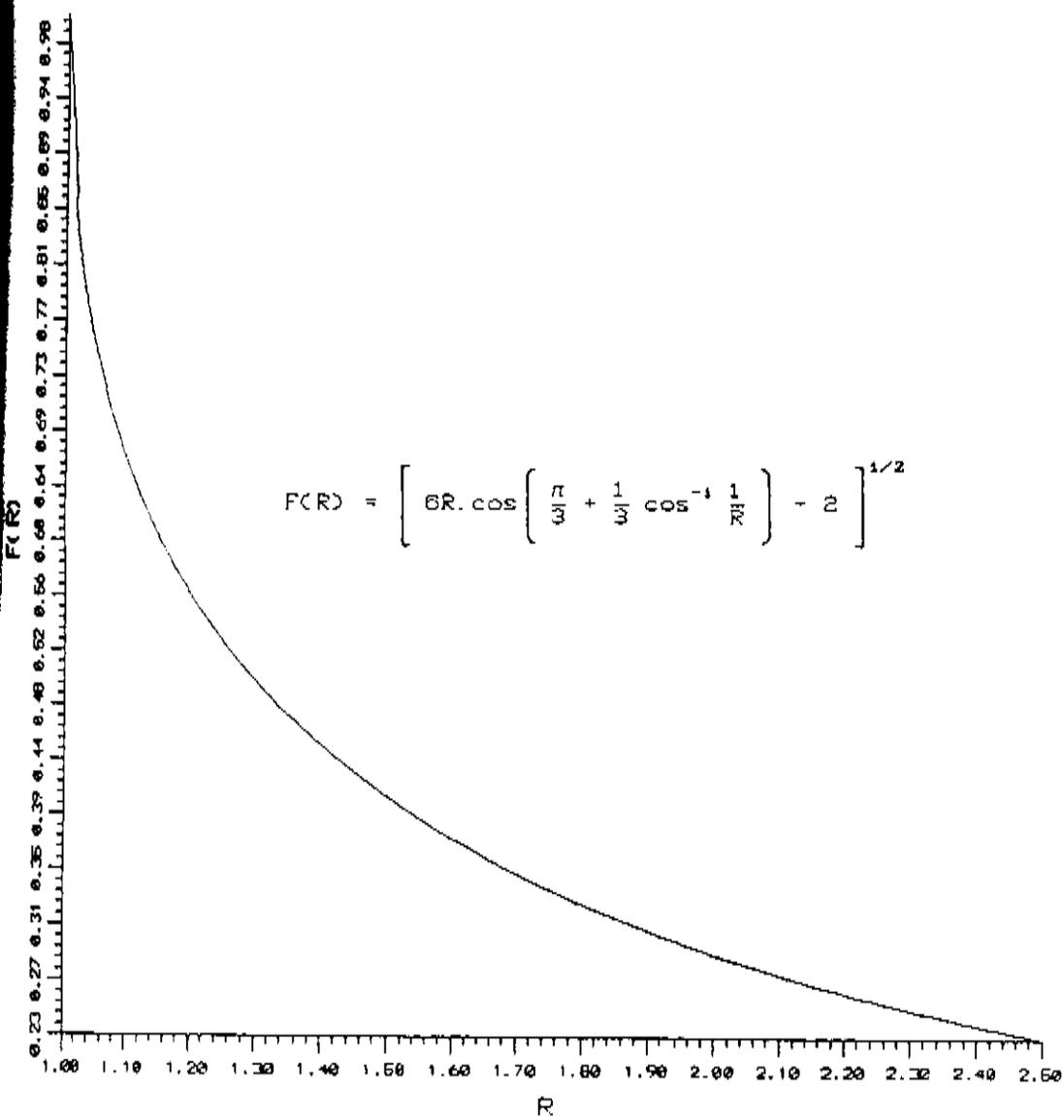


Figura IV-3 Variação do fluxo J(F) com a razão de espelho

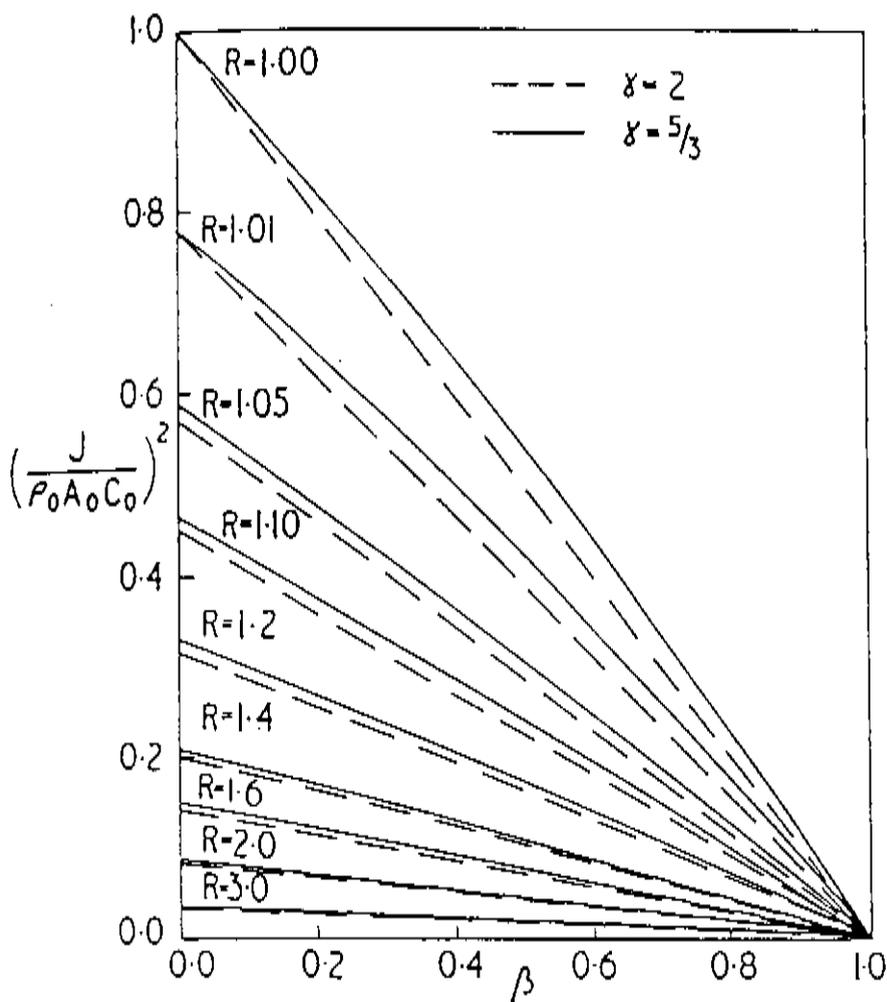


Figura IV-4 Solução numérica das equações IV-14,15  
/ref.: 26/

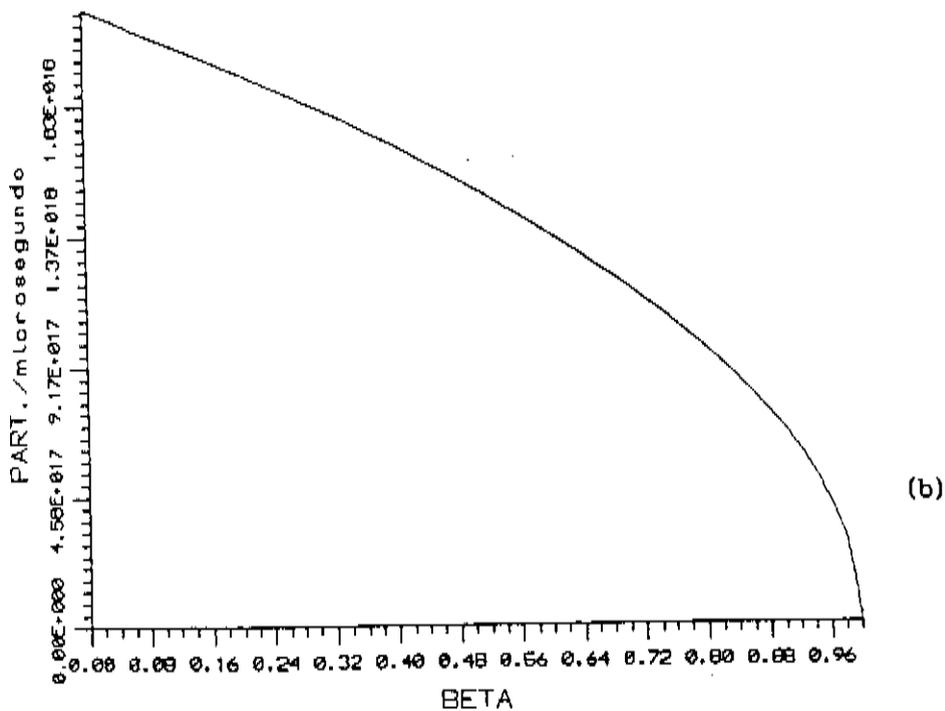
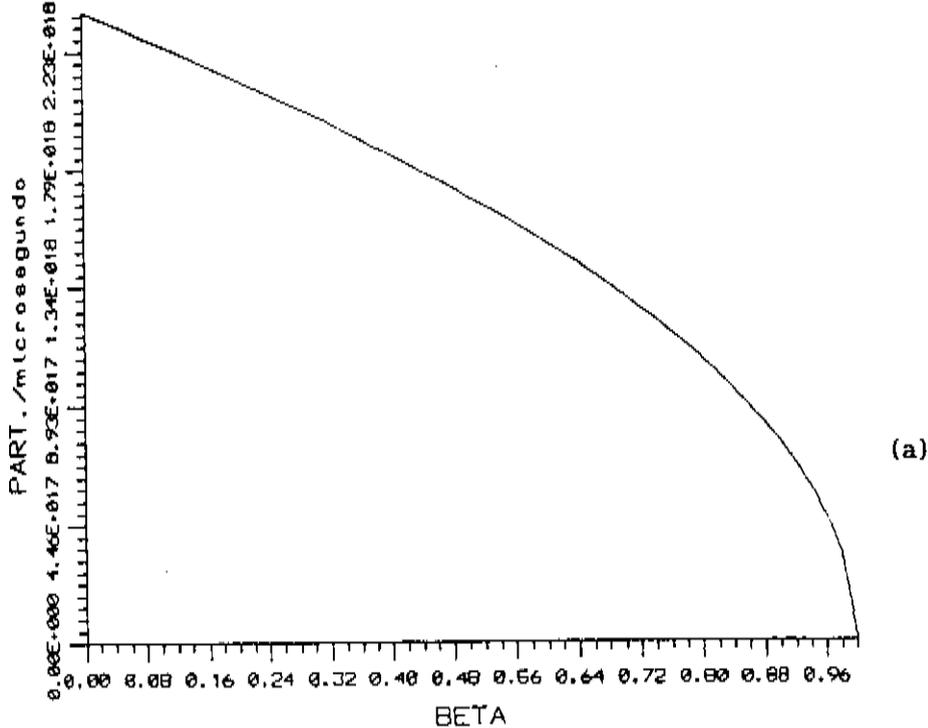


Figura IV-5 Perda de partículas em  $\mu s$  em função de  $\beta$

a :  $R_B = 1,04$

b :  $R_G = 1,16$

Antes de prosseguirmos devemos esclarecer que modelos mais sofisticados existem, porém necessitam de um trabalho computacional mais profundo, o que não é o propósito desta tese. O modelo de Taylor e Wesson aqui exposto, tem por objetivo uma noção geral dos valores que poderemos encontrar.

Como descrito no início, os modelos dividem-se em duas categorias básicas : colisional e não colisional. O livre caminho médio depende diretamente do quadrado da temperatura e inversamente proporcional ao número de partículas /ref.:17/. No caso do TC-1, pequenas variações no ultimo parâmetro deixam dúvidas quanto ao tipo de modelo a ser empregado.

Em vista destes fatos devemos ser cautelosos quando compararmos os valores teóricos com os dados que serão apresentados a seguir.

## RESULTADOS EXPERIMENTAIS

## V.1 ) Sonda Magnética

## V.1.1 ) Construção de uma sonda magnética multicanal

Tendo como proposta o mapeamento magnético radial e axial, foi construída uma sonda multicanal como descrita na figura (V-1). Desta forma com um único disparo podemos registrar o campo em vários pontos, diminuindo os problemas devido a reprodutibilidade do sistema.

A sonda consiste de doze (12) bobinas, de dez (10) espiras cada, montadas numa base de acrílico. Esta base foi acondicionada num tubo de pirex acotovelado. Os fios de ligação foram cuidadosamente trançados e blindados na tentativa de diminuir os ruídos de naturezas elétrica e magnética. A conexão da sonda com a sala de diagnósticos foi feita com cabos coaxiais de  $50\Omega$  de impedância acondicionados em uma estrutura de ferro galvanizado (linha de transmissão). Na sala de diagnósticos os sinais foram integrados utilizando integradores passivos de constante  $\tau = RC = 106\mu s$  (valor medido). Estes sinais foram registrados no sistema de aquisição da LECROY - mod.1434A (CAMAC) /ref.:28 /, e posteriormente armazenados em disquetes via microcomputador. Um sinal típico obtido com a sonda está na figura (V-2).

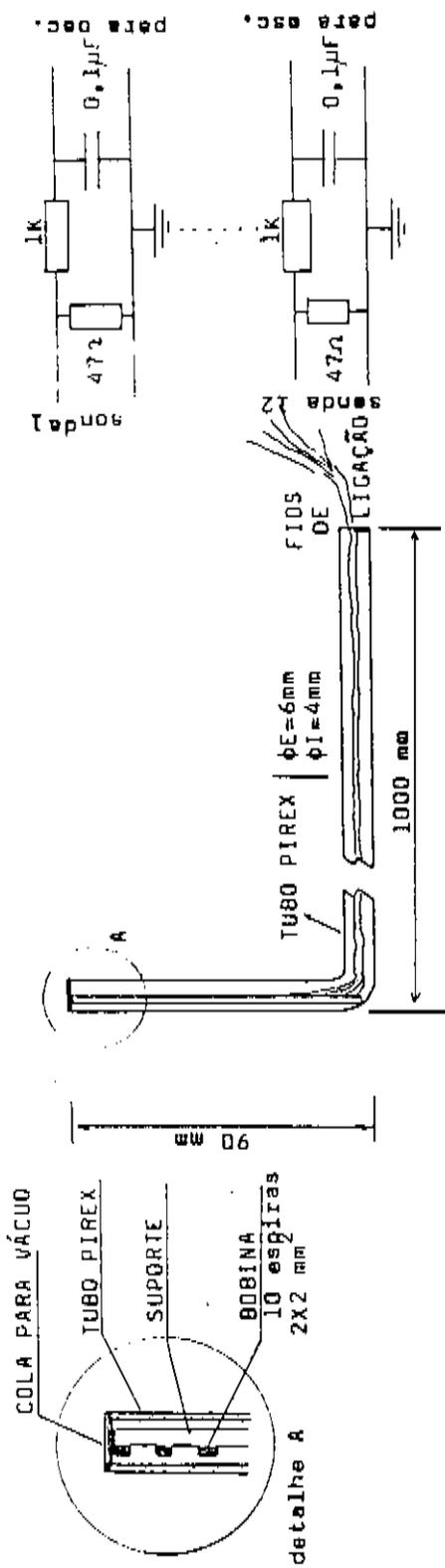


Figura V-1 Esquema elétrico e mecânico da sonda multicanal para o mapeamento do campo magnético

Tek



Det Wfm

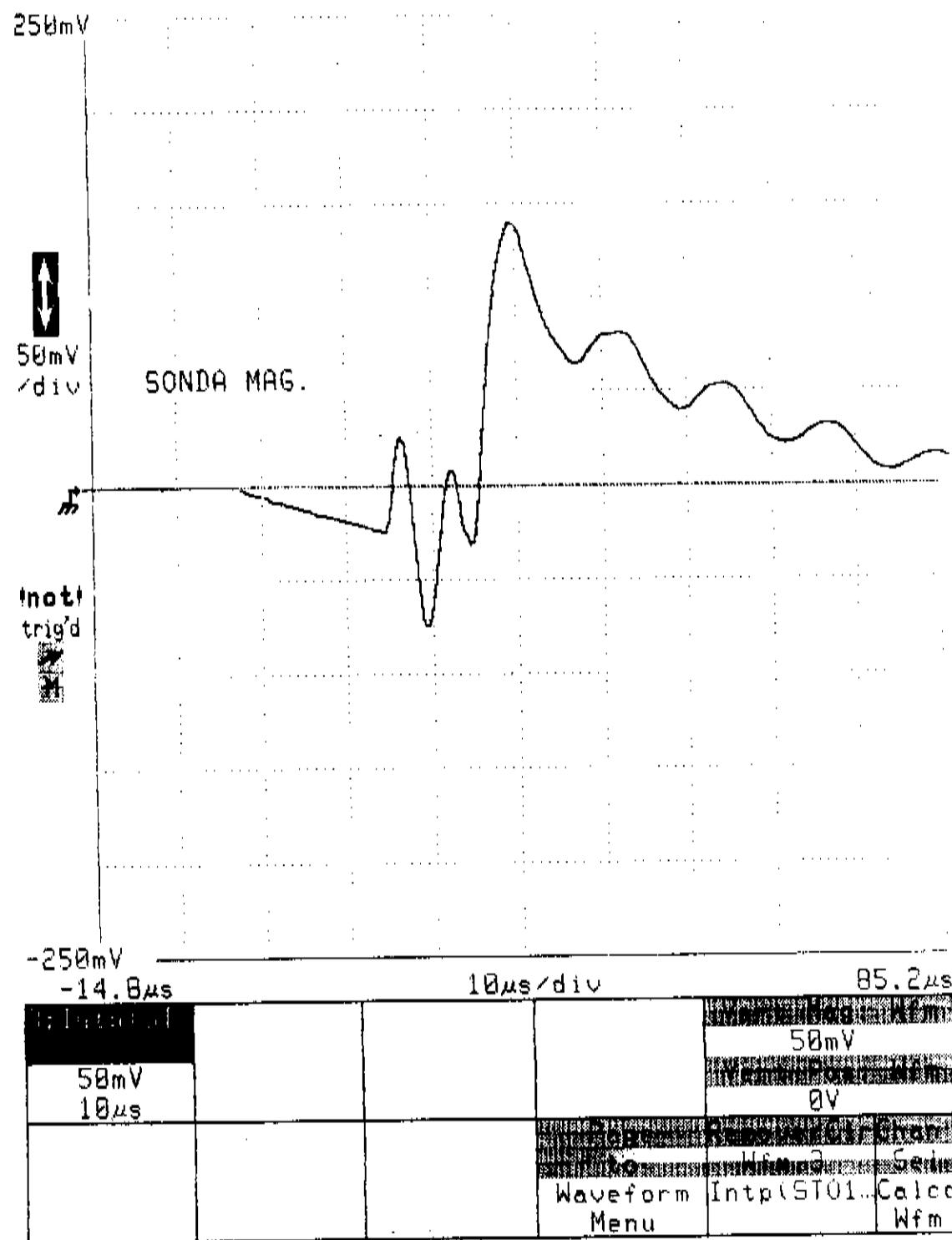


Figura V-2 Sinal típico da sonda magnética

## V.1.2 ) Mapeamento magnético

Estando a sonda posicionada no centro do solenóide como indicado na figura V-3, foi realizado o mapeamento axial e radial do campo magnético no vácuo. Para cada posição axial foram dados em média de 3 a 5 disparos.

A sonda foi calibrada utilizando um solenóide com parâmetros bem conhecidos.

Sendo que a resistência  $R_p$  de cada sonda ficou em torno de  $12\Omega$ , optamos por usar a relação II-10, para determinar o valor do campo magnético.

O resultado final do mapeamento com a sonda calibrada está apresentado nas figuras V-3 e V-4. Na figura V-3 mostramos o comportamento do campo magnético em relação as distâncias axial e radial, onde podemos observar a atuação do espelho magnético. Já na figura V-4 apresentamos o mapeamento do campo magnético nas direções radial e axial.

O erro máximo estimado para o mapeamento magnético ficou em torno de 13% .

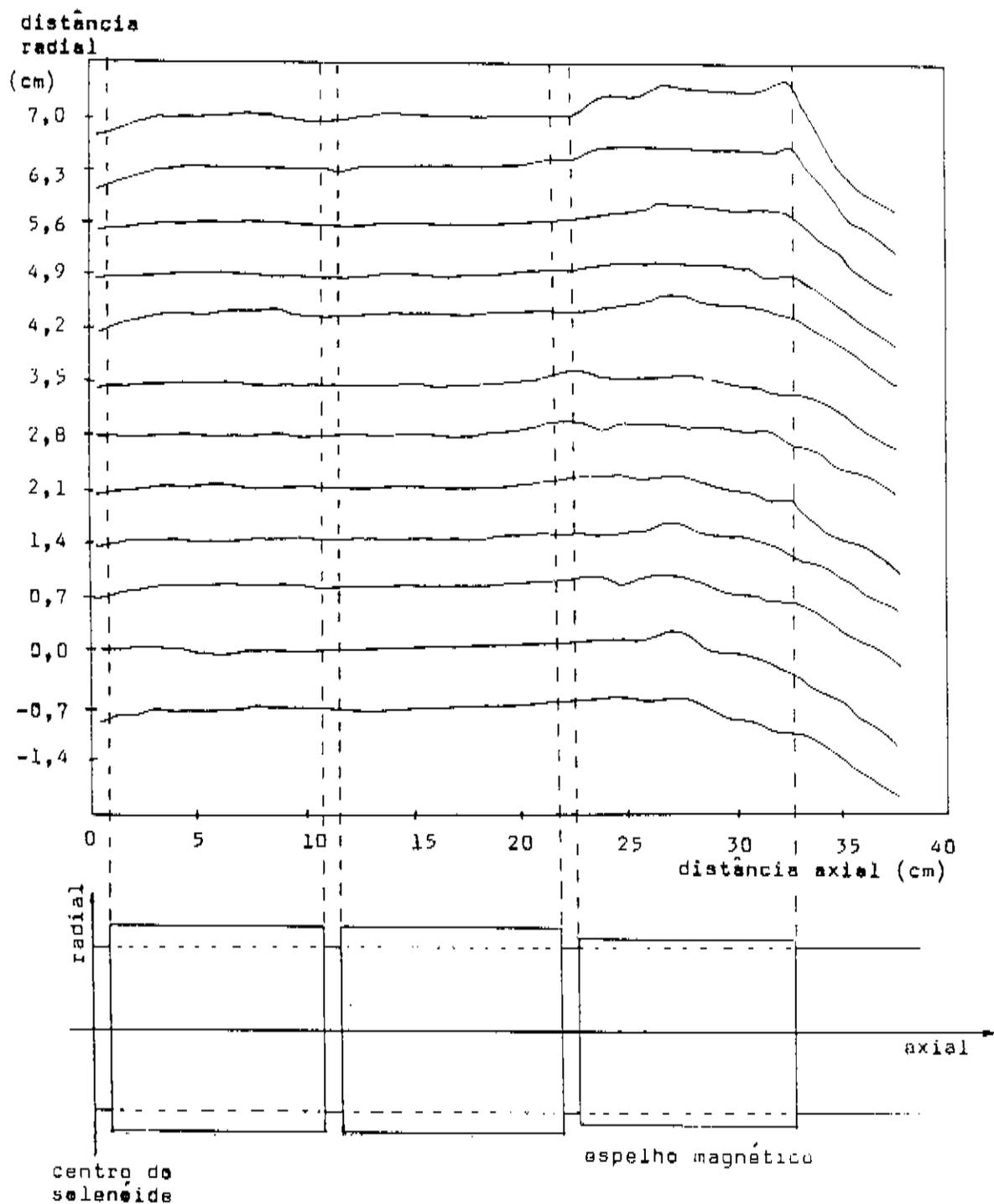


Figura V-3 Comportamento das linhas do campo magnético nas direções radial e axial, no vácuo

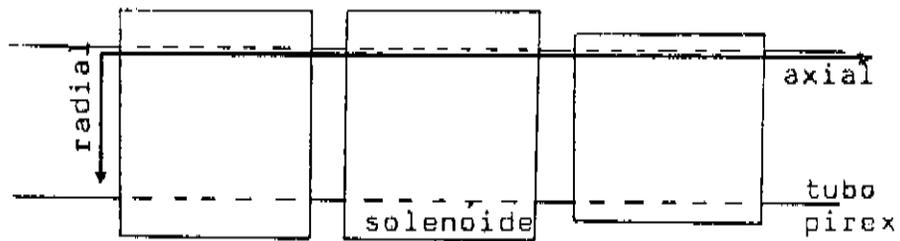
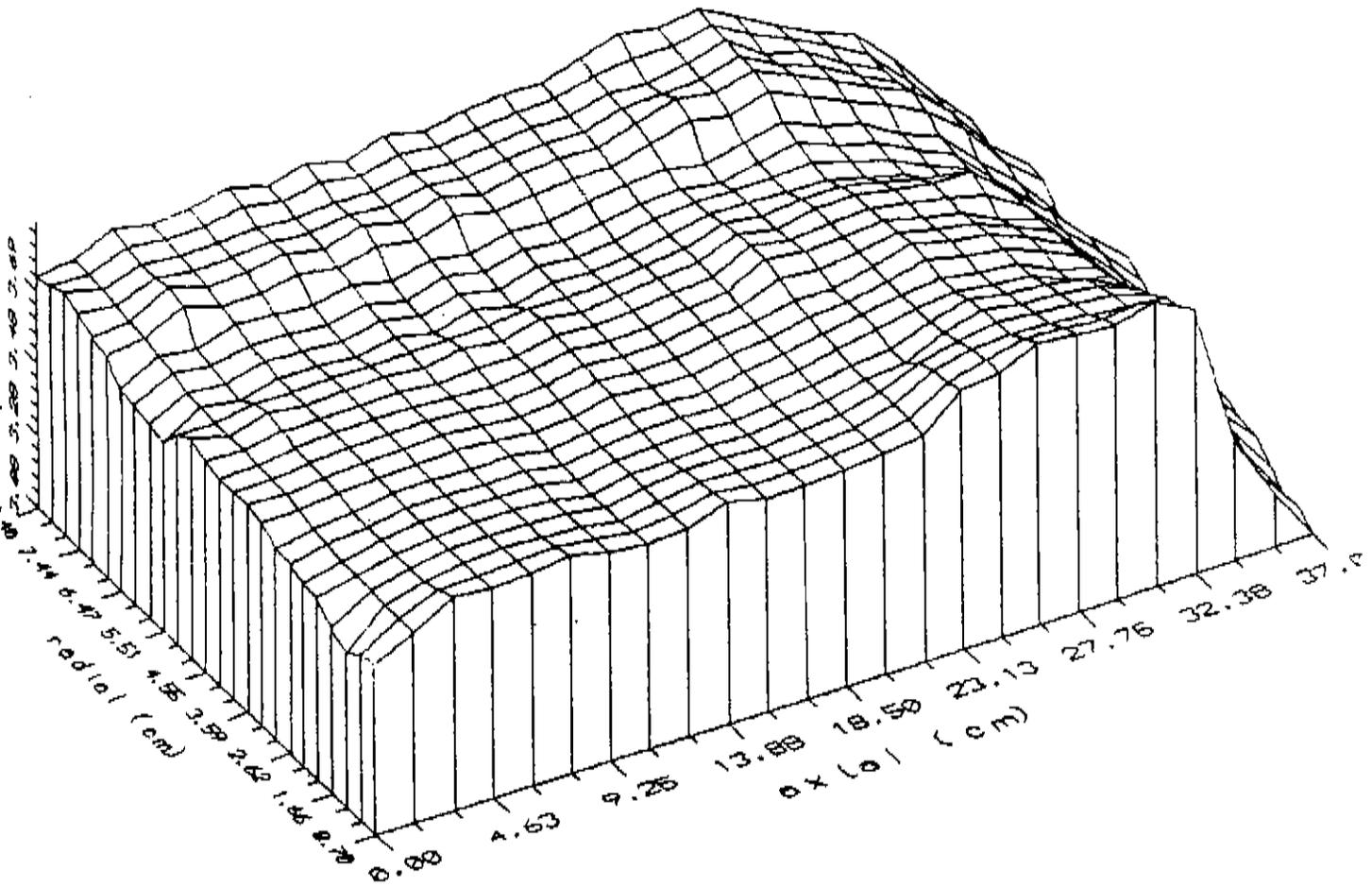


Figura V-4 Mapeamento magnético e sistema de referência adotado

## V.2 ) Copo de Faraday

### V.2.1 ) Construção de um copo de Faraday simples

O esquema mecânico do primeiro copo de Faraday construído /ref.: 29 / está na figura V-5. O corpo da sonda é composto por vários segmentos de metal unidos por conexões que permitem a passagem por seu interior de um cabo coaxial de 50Ω. Esta porção da sonda está toda coberta por um tubo de vidro de diâmetro interno de 12mm. Na parte frontal da sonda existe uma conexão de latão, ponto onde se faz a vedação para o vácuo (Torr-seal), e onde existe um "feed-through" que permite a ligação entre o corpo e a cabeça da sonda. O coletor, de pequenas dimensões, é em forma de copo para evitar a fuga de elétrons secundários, como descrito anteriormente. O contato elétrico entre o "feed-through" e o coletor foi realizado através de uma tinta condutora.

O acoplamento do copo de Faraday no TC-1 foi feito através de uma flange de aço inox que permite ao copo ser posicionado em qualquer plano interno do TC-1, radialmente e axialmente.

Na figura V-6 é mostrado o esquema elétrico, com um sinal típico da sonda.

### V.2.2 ) Viabilidade do uso de um copo de Faraday no TC-1

Antes que partíssemos para a construção de uma sonda mais elaborada, houve a necessidade de verificarmos que sinais obteríamos com este tipo de sonda.

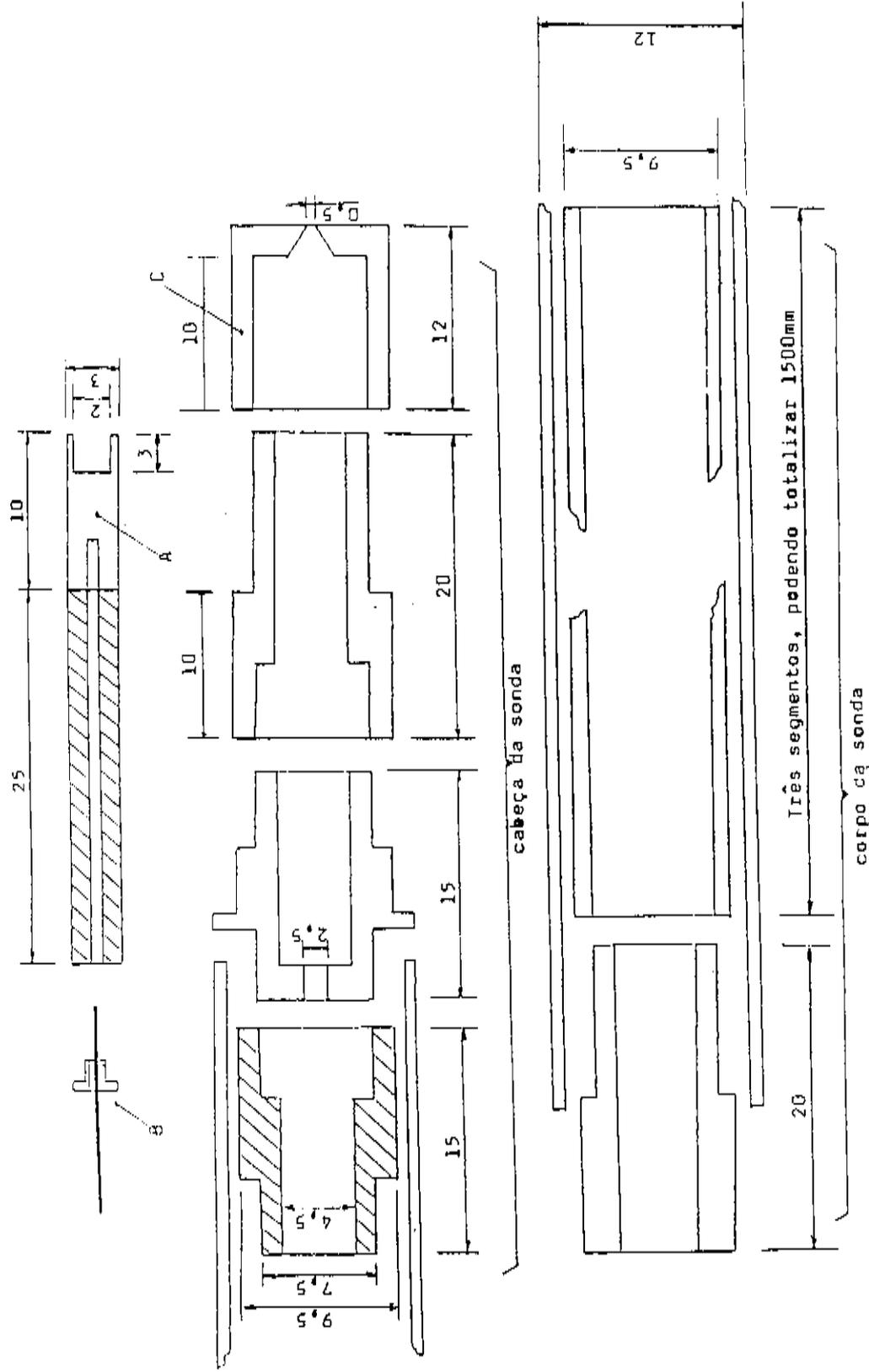
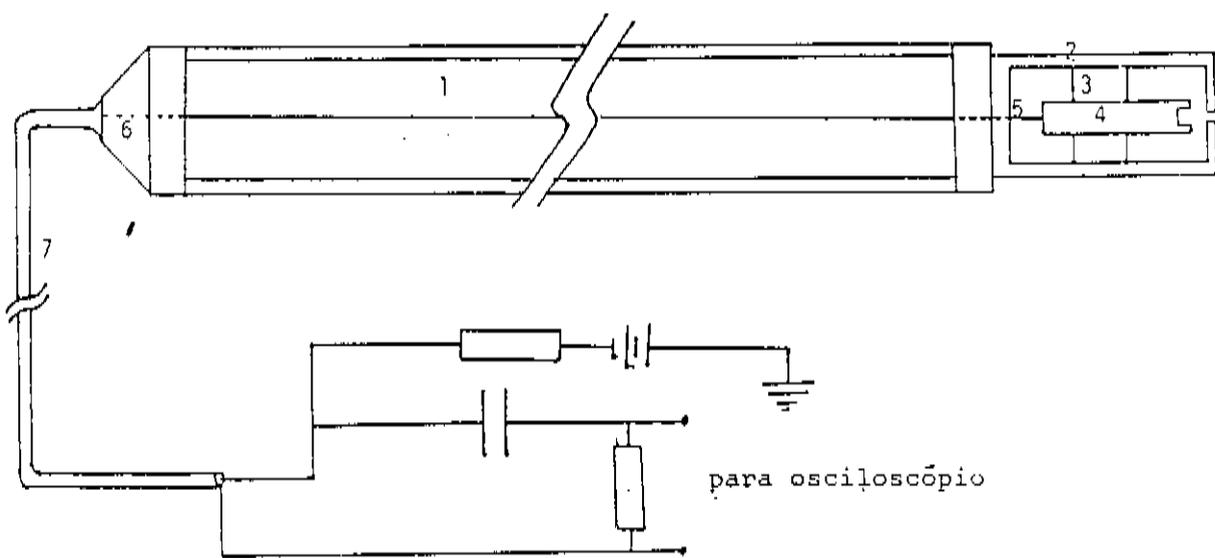


Figura V-5 Esquema do primeiro copo de Faraday utilizado.  
/ref:29/



- 1 - 1,5m TUBO DE PIREX
- 2 - TUBO DE COBRE
- 3 - ISOLANTE (NYLON)
- 4 - COLETOR DE COBRE
- 5 - COAX. - FIO CENTRAL
- 6 - VEDAÇÃO PARA VÁCUO (torr-seal)
- 7 - CABO COAXIAL

SINAL SUPERIOR - COPO DE FARADAY

vert.: 2V/div.

hor. : 10 $\mu$ s/div.

SINAL INFERIOR - SONDA MAGNÉTICA

vert.: 0,5V/div.

hor. : 10 $\mu$ s/div.

Figura V-6 Esquema geral da sonda e um sinal típico

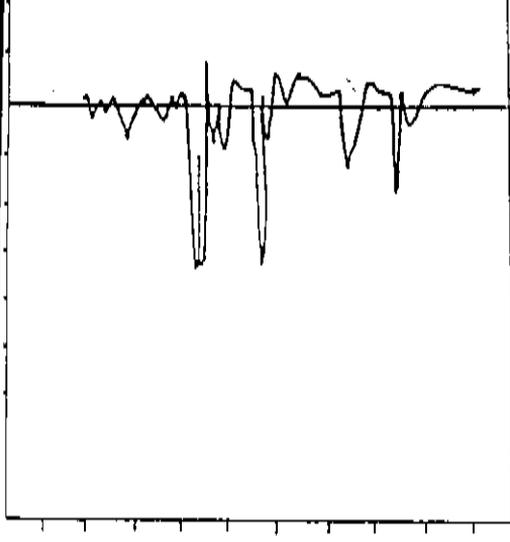
A determinação do melhor potencial negativo para o coletor foi verificado experimentalmente. Isto foi feito variando-se a voltagem negativa de polarização até que os elétrons não fossem detectados. Verificou-se que uma tensão entre 10 a 80V é suficiente para que o sinal detectado esteja livre de elétrons primários neste tipo de máquina.

Na figura V-7 temos sinais com e sem polarização do copo , onde podemos verificar a influência da polarização negativa. Na parte superior da figura observamos a detecção de íons e elétrons pela sonda (polarização : 0,0V ); já na parte inferior temos uma polarização negativa de 60V no coletor, suficiente para repelir os elétrons primários.

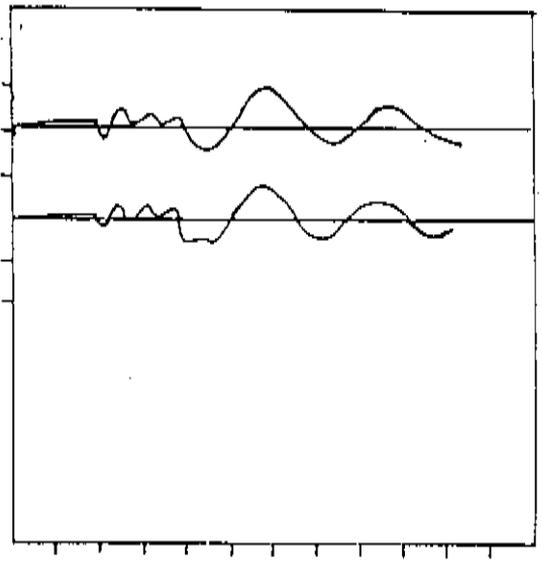
Na tentativa de garantir que os sinais registrados eram realmente válidos, obstruímos a entrada da sonda e observamos apenas ruídos (figura V-8).

Cientes do funcionamento da sonda fizemos um mapeamento radial da densidade de fuga de corrente. Axialmente a sonda foi posicionada na parte externa do espelho magnético e uma variação radial, a partir do centro , foi realizada. O resultado está na figura V-9.

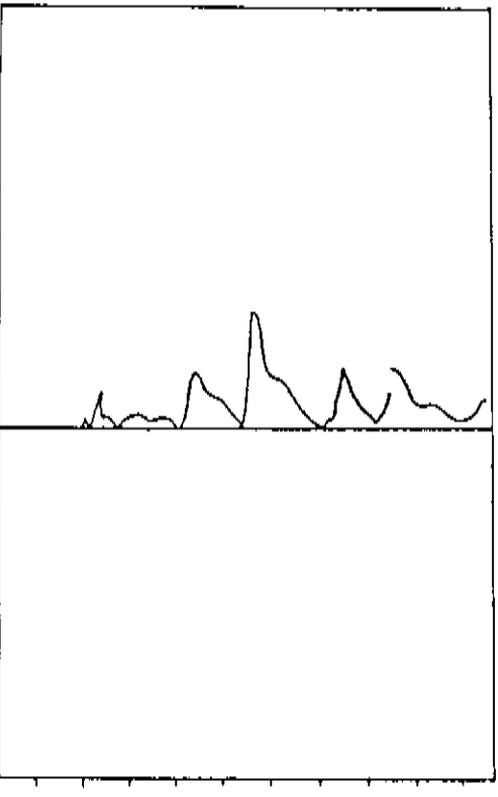
Fixando uma posição axial e centrando radialmente o copo, foi realizado uma varredura na pressão para se observar a variação na fuga de partículas em relação a mesma. Na figura V-10A mostramos o gráfico obtido, juntamente com os dados colhidos por fotodiodo (fig. V-10B) /ref.: 30 /. Fazendo uma análise rápida verificamos que para a pressão de 10mTorr temos uma melhor



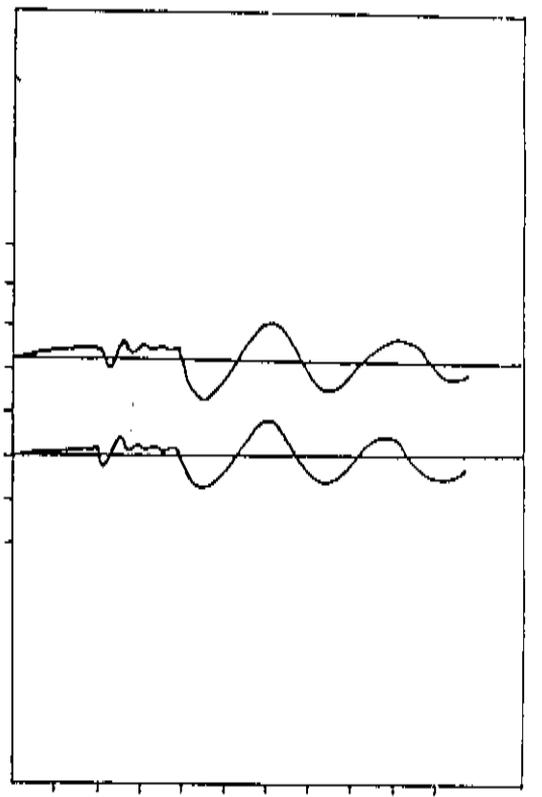
sinal - COPO DE FARADAY (0,0V )  
 vert. : 0,5V/div.  
 hor. : 10µs/div.



sinal sup. - 1 volta - vert.: 0,1V/div.  
 hor. : 10µs/div.  
 sinal inf. - local - vert.: 1,0V/div.  
 hor. : 10µs/div.

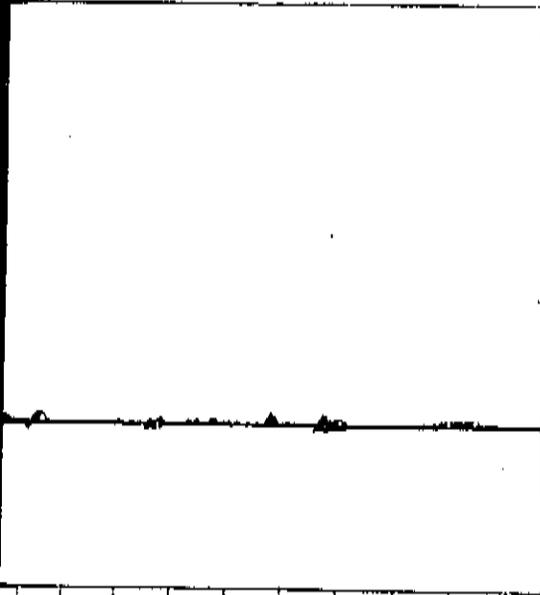


sinal - COPO DE FARADAY (60,0V)  
 vert.: 0.5V/div.  
 hor. : 10µs/div.



sinal sup. - 1 volta - vert. : 0,1V/div.  
 hor. : 10µs/div.  
 sinal inf. - local - vert. : 1V/div.  
 hor. : 10µs/div.

Figura V-7 Influência da polarização negativa no Copo de Faraday

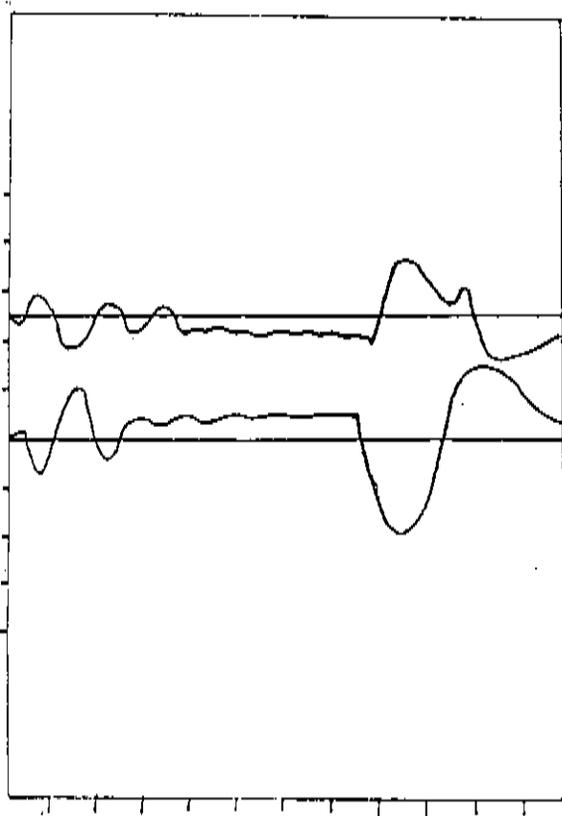


SINAL - COPO DE FARADAY

VERT. : 0,05V/div.

HOR. : 10 $\mu$ s/div.

CF(polarização) : 80,0V



SINAL SUPERIOR - LOCAL

VERT. : 0,02V/div.

HOR. : 5,0 $\mu$ s

SINAL INFERIOR - 1 VOLTA

VERT. : 0,2V/div.

HOR. : 5,0 $\mu$ s/div.

Figura V-8 Verificação do sinal

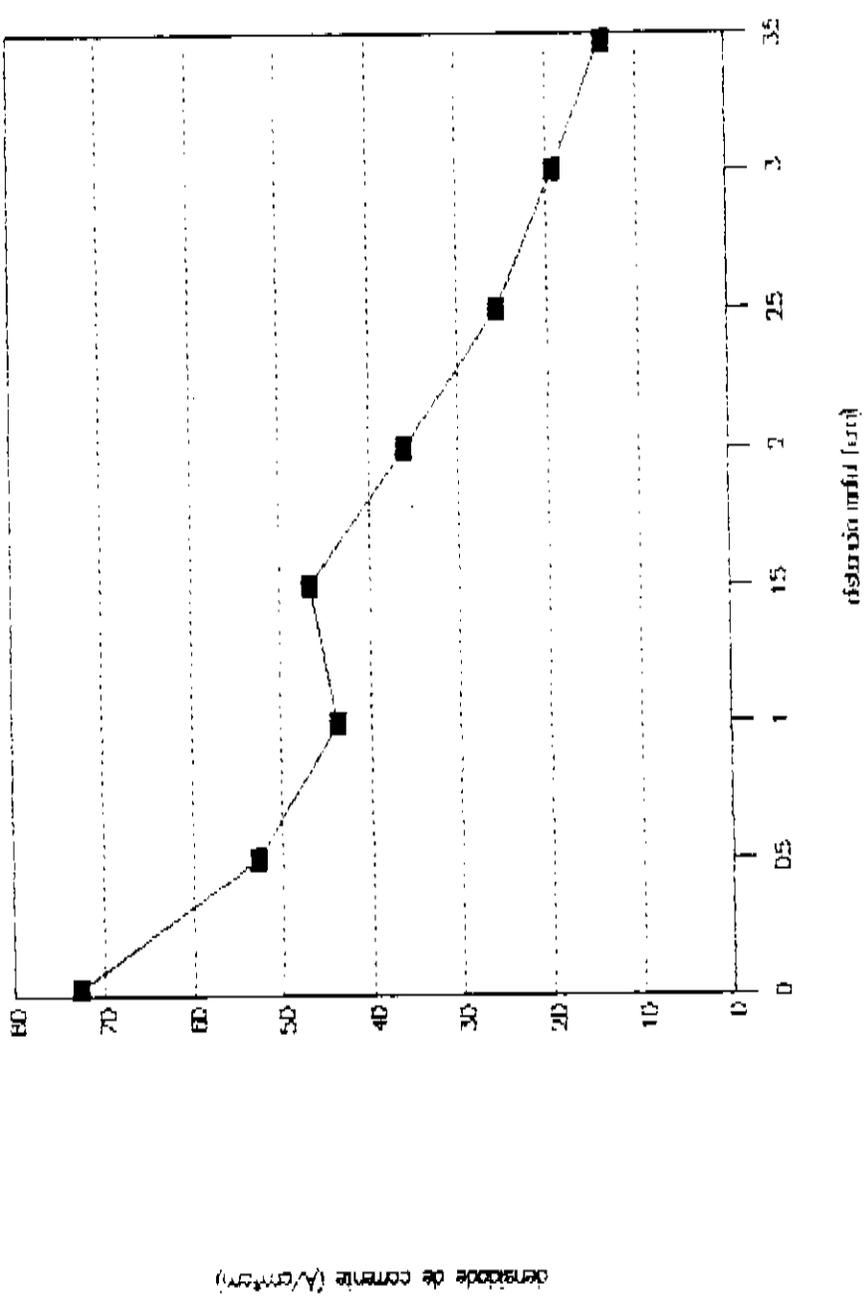


Figura V-9 Mapeamento radial da densidade de corrente de fuga  
 Pressão de trabalho: 10mTorr Gas: He

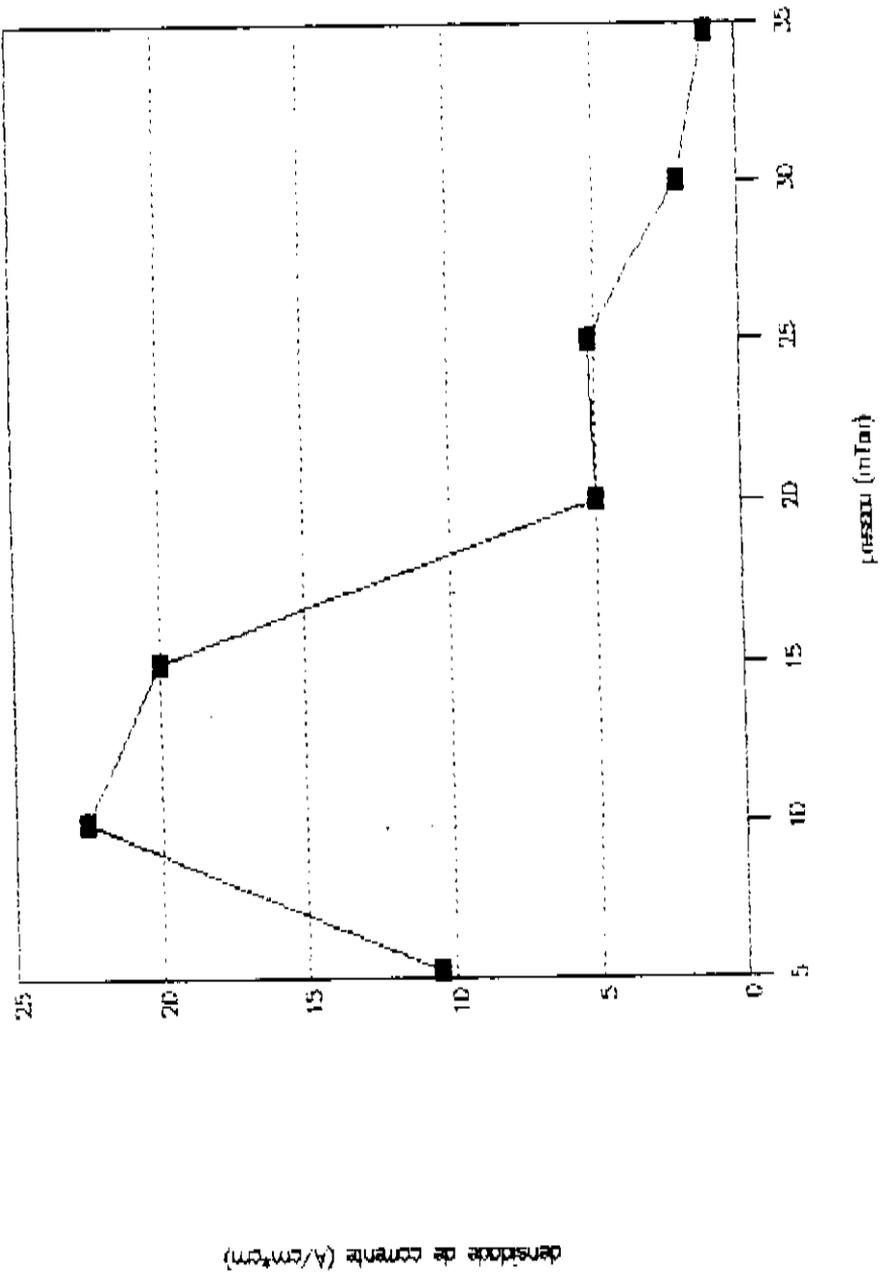


Figura V-10A Densidade de corrente de fuga x pressão  
Gas utilizado: He

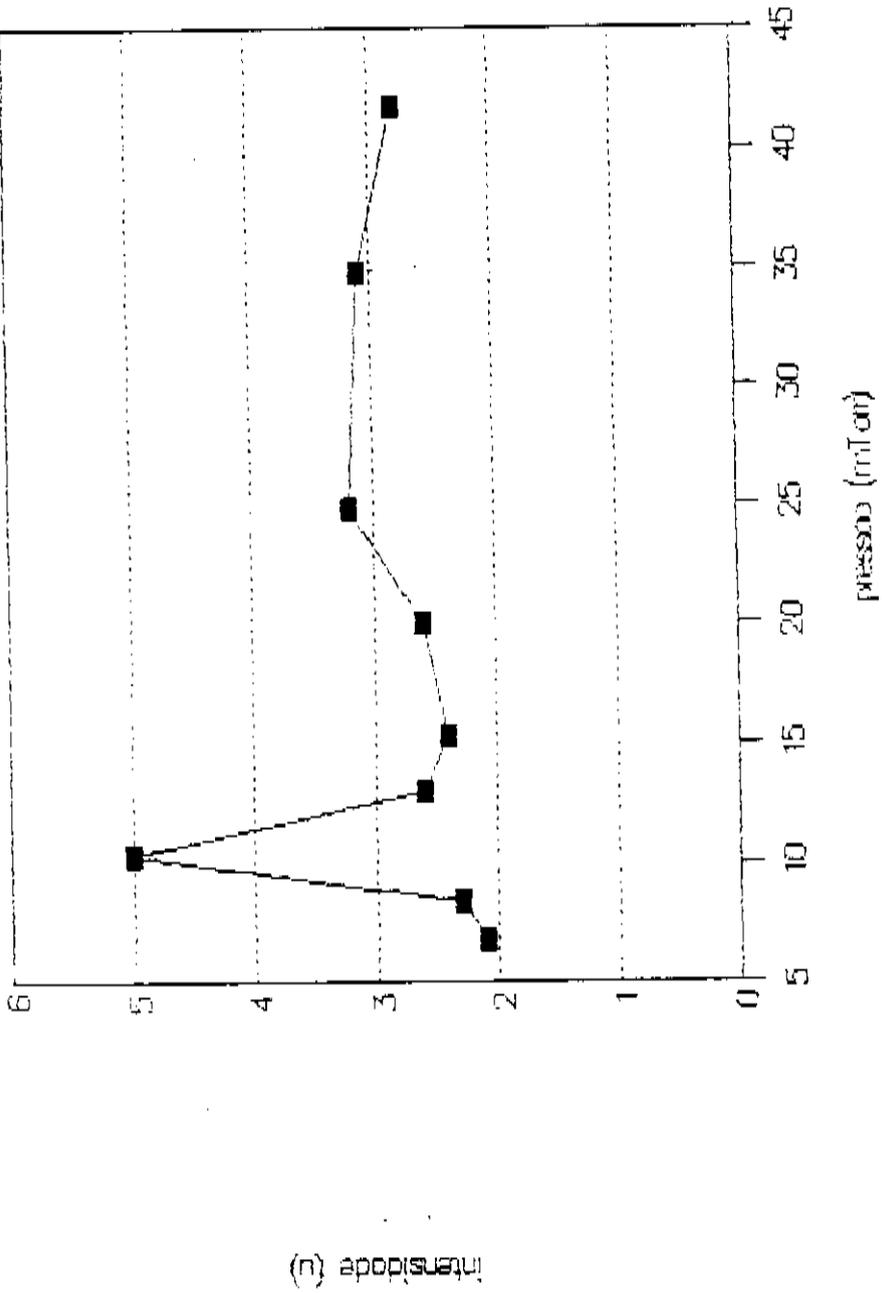


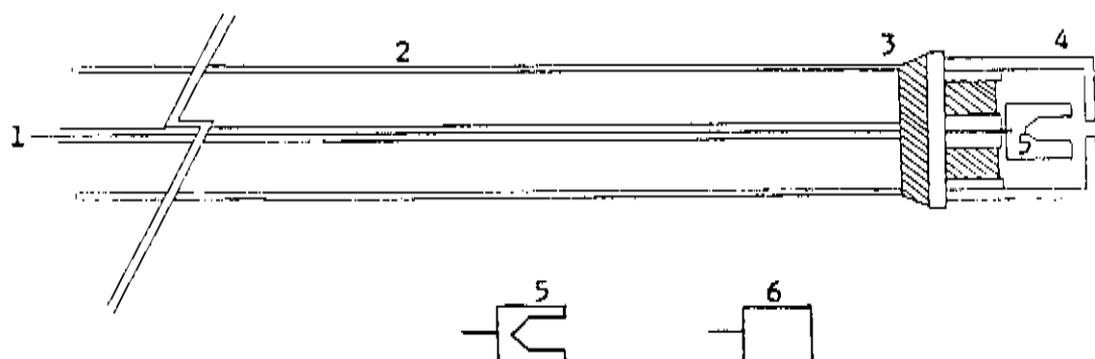
Figura V-10B Intensidade do fotodiodo x pressão

ionização do sistema (fotodiodo ref.:30), por consequência uma fuga maior de partículas. Mesmo com estes resultados positivos, ainda havia dúvida em relação a emissão secundária. Para tanto construímos um copo de Faraday mais simples, onde tentamos obter alguma informação desta emissão.

### V.2.3 ) Verificação da influência da emissão secundária no copo de Faraday

Como descrito na teoria, uma das maneiras para tentar diminuir os problemas causados pela emissão secundária é a utilização de um coletor tipo copo. Tendo em vista a verificação da eficiência deste tipo de coletor, foi construída uma sonda onde o coletor pudesse ser trocado facilmente /ref.: 31/. Na figura V-11 temos o esquema da sonda. Podemos observar que é uma sonda mecanicamente simples que pode operar com dois (2) tipos de coletores: (a) um coletor tipo copo; (b) um coletor tipo placa.

Esta sonda foi fixada na parte externa do espelho e centralizada radialmente no TC-1. Desta forma foram dados vários disparos, alternadamente, com cada coletor em várias polarizações. Os resultados obtidos estão nas figuras V-12(a,b,c,d). Através desta seqüência de dados podemos observar claramente a influência da polarização negativa. Conforme esta polarização aumenta, a captura de elétrons primários na fase de pré-ionização diminui gradativamente. Da mesma forma a intensidade dos íons na fase de compressão máxima aumenta, isto é, com a polarização negativa conseguimos diminuir a presença de elétrons primários que chegam

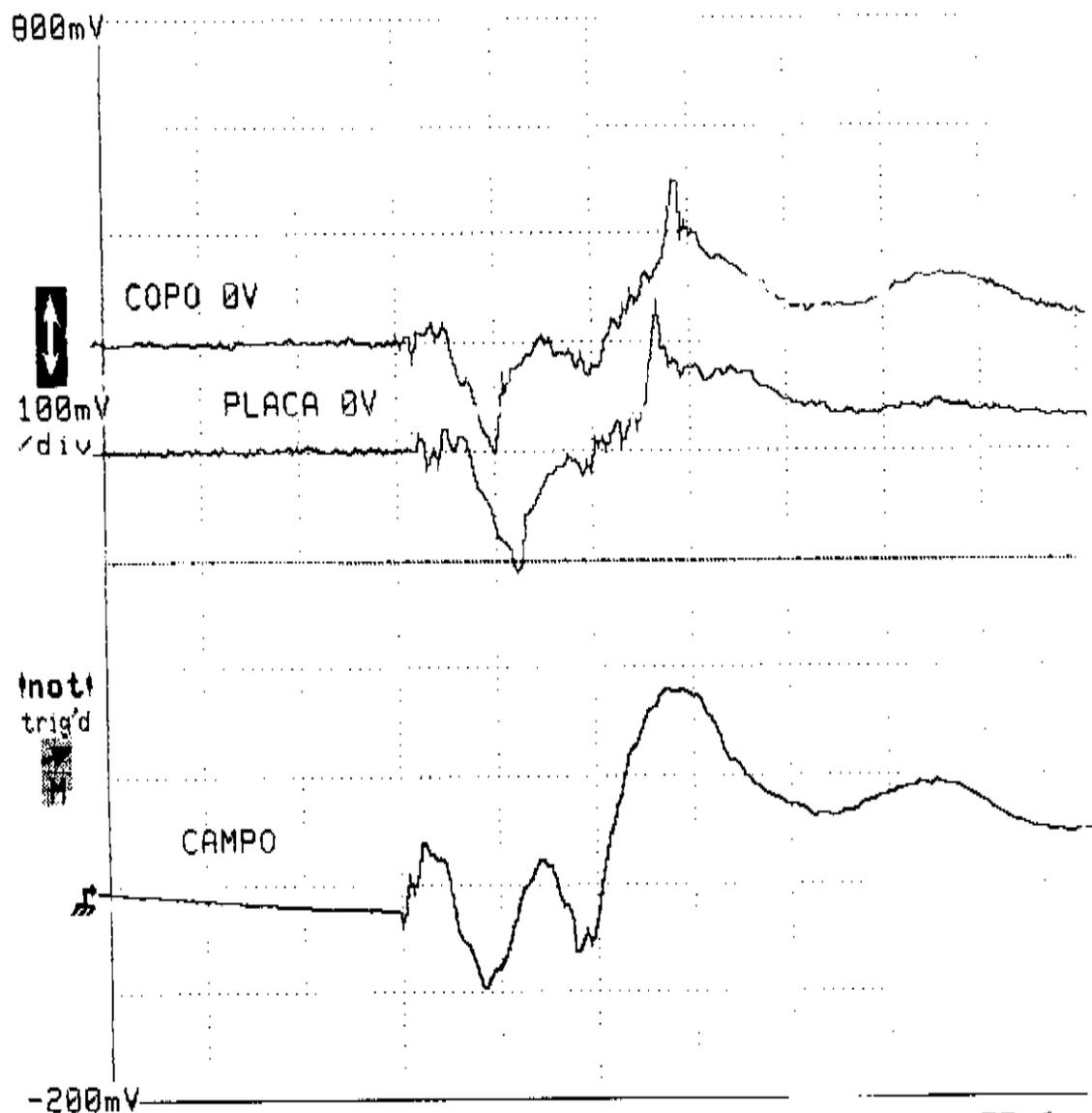


- 1 - fio coaxial com blindagem extra de papel alumínio
- 2 - tubo de pirex - comprimento: 1m  
diâmetro: 12,0mm
- 3 - conector BNC adaptado e vedado com Torr-seal
- 4 - tubo de cobre com abertura central  
diâmetro da abertura: 0,5mm
- 5 - coletor de cobre tipo cope
- 6 - coletor de cobre tipo placa

Figura V-11 Copo de Faraday de coletor removível

Tek

Definit

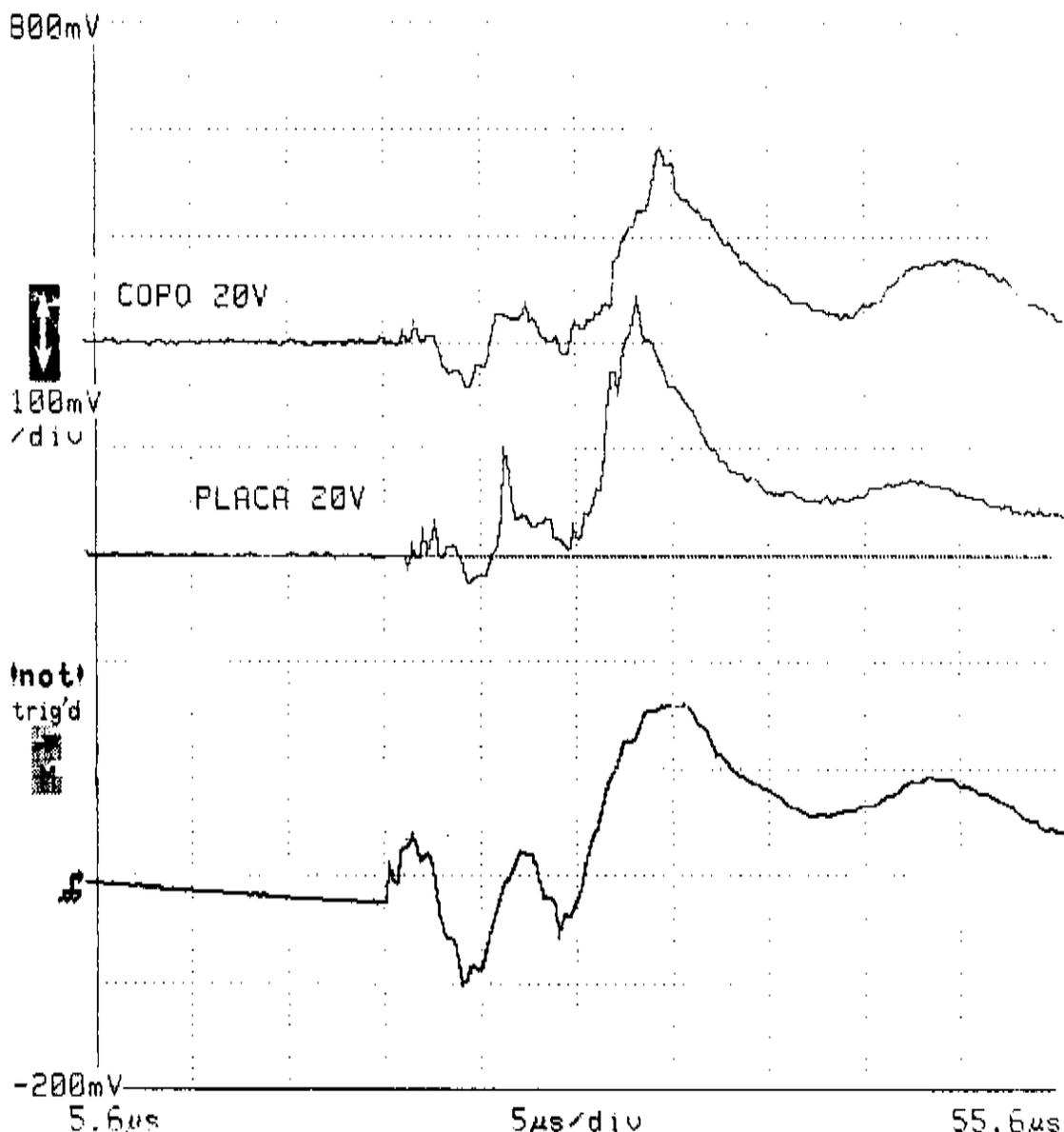


5.6µs			5µs/div		55.6µs	
3: Intp (ST1)					Vert Mag: Wfm	
					100mV	
5V	5V	100mV			300mV	
5µs	5µs	5µs				
			Waveform		Remove Ch Chan	
			Menu		Wfm 2 Sel	
					Intp (ST01) Calcd	
					Wfm	

Figura V-12 Verificação da influência na utilização de coletores diferentes: [a] - polarização de 0V

Tek

DerWm



5V		5V		100mV	Waveform	Intp (ST01...)	Calcd
5μs		5μs		5μs	Menu	Wfm	Wfm

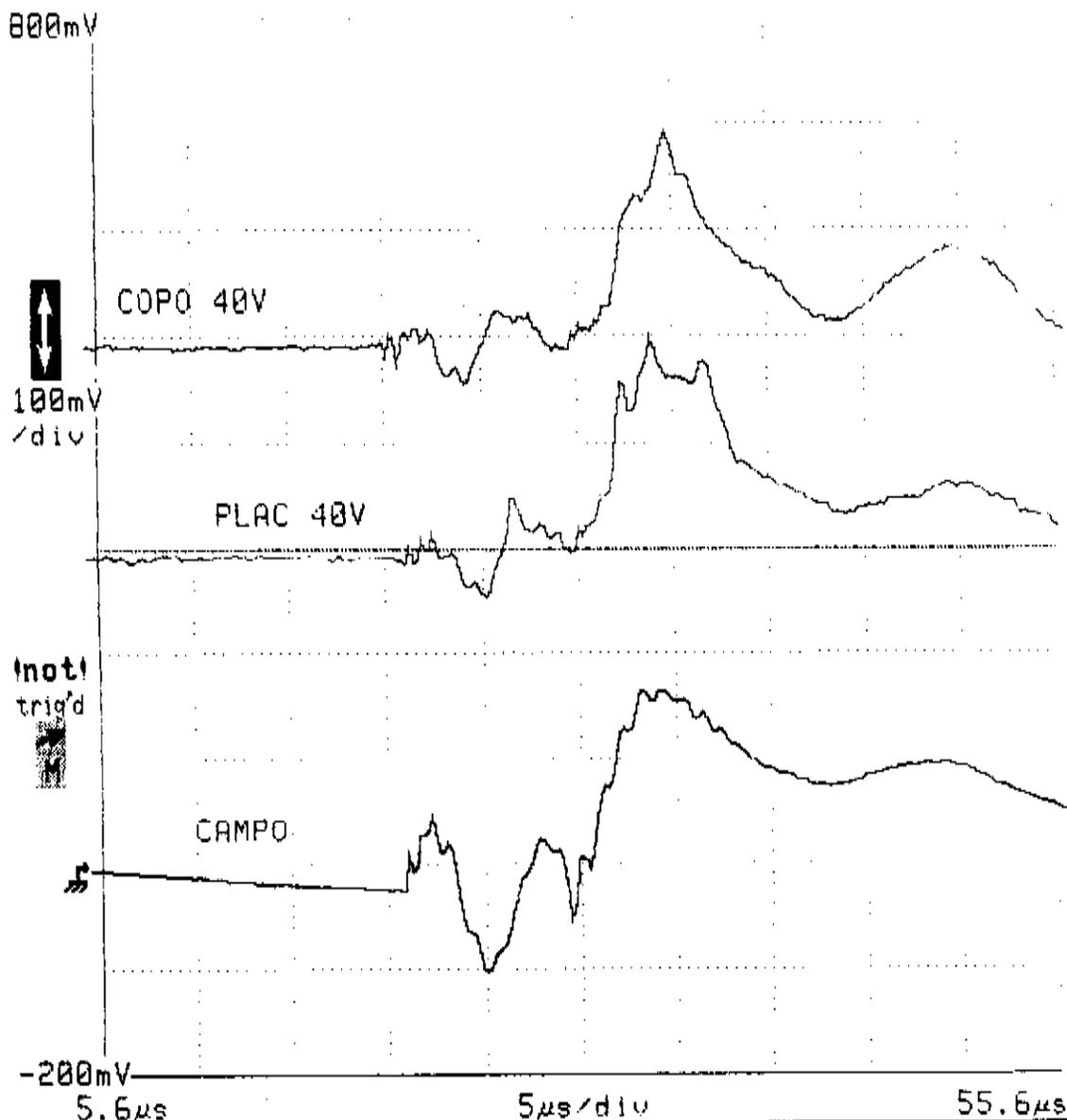
Figura V-12b Polarização de 20V

Tek



CANOPY

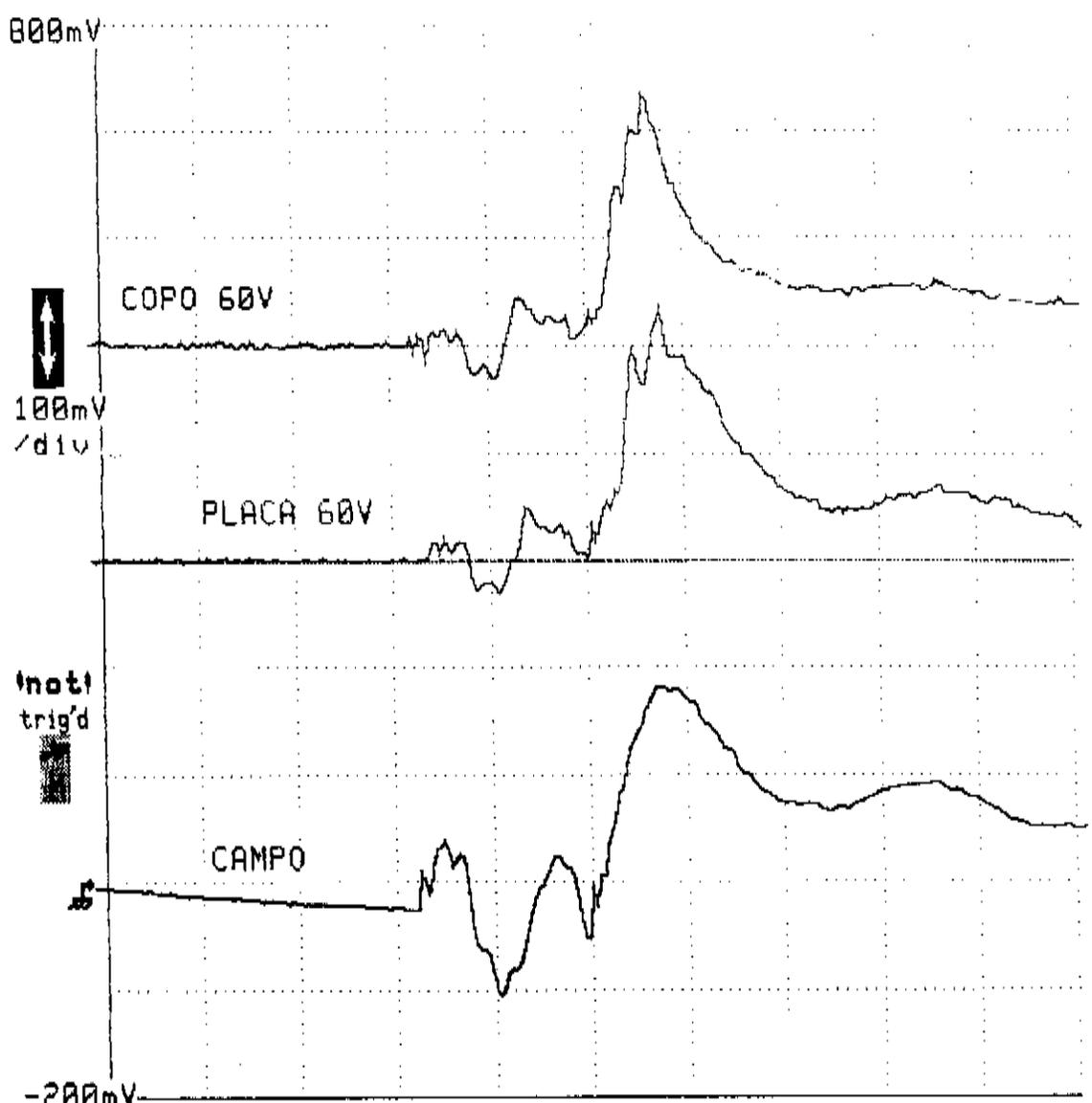
UNIFORM



5V	5V	100mV	100mV		
5µs	5µs	5µs	Vert Pos: Wfm		
			300mV		
			Waveform	Intp(ST01..	Calcd
			Menu		Wfm

Figura V-12c Polarização de 40V

Tek



5.6µs		5µs/div		55.6µs	
: 100mV			100mV		
5V	5V	100mV	300mV		
5µs	5µs	5µs			
			Waveform Menu	Wfm 3	Selec Calcd Wfm

Figura V-12d Polarização de 60V

junto com os íons. Em todos os oscilogramas os sinais devido ao coletor tipo placa é mais largo ou mais intenso. O que nos leva a concluir que o coletor tipo copo retêm parte destes elétrons secundários. Quantitativamente não podemos afirmar em que proporção, pois os dados foram obtidos em disparos diferentes.

#### V.2.4 ) Medida da velocidade de fuga das partículas

Mantendo o coletor tipo copo e uma polarização negativa de 60V, registramos o sinal do copo em duas posições axiais: no plano do espelho e a 12,3cm do espelho. Na parte inferior da figura V-13 temos o sinal registrado por uma sonda magnética mostrando a reprodutibilidade dos disparos e na parte superior os sinais colhidos pelo copo. Para este deslocamento da sonda verificamos um atraso do sinal de  $1,2\mu\text{s}$  o que nos dá uma velocidade de escape de  $1.10^7 \text{ cm/s}$ , resultado este compatível com outros trabalhos citados em referências anteriores.

Os dados retirados com esta sonda foram na pressão de trabalho de 10,5 mTorr, com gás hidrogênio.

#### V.2.5 ) Construção de um copo de Faraday Multicanal

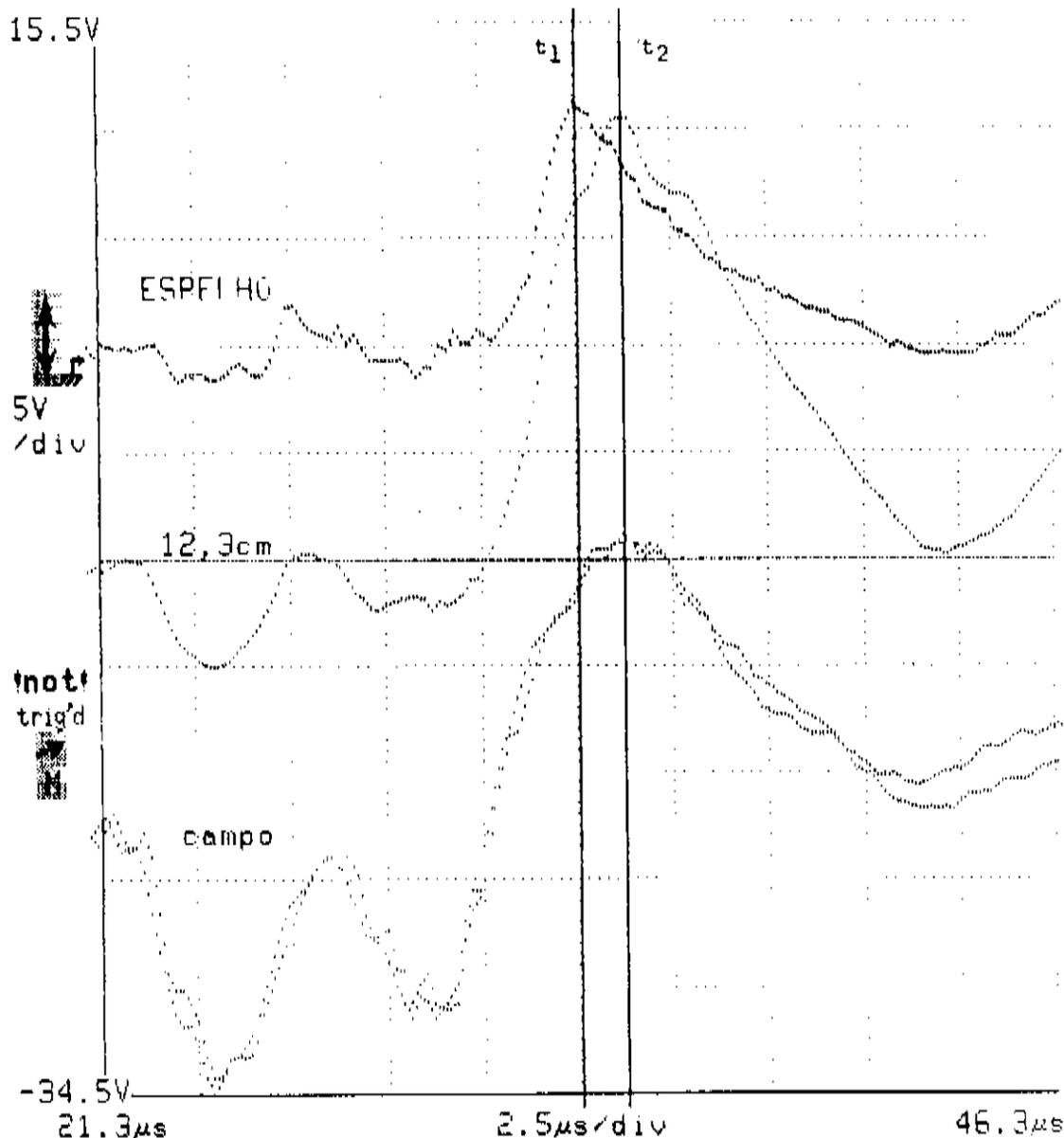
Para o mapeamento de fuga de partículas pelas extremidades do TC-1, tendo em vista os resultados positivos obtidos com as outras sondas, foi construída uma sonda multicanal. Na figura V-14a temos o esquema mecânico e elétrico da sonda e na figura V-14b um sinal típico com a temporização dos bancos. A sonda consta de oito (8) copos individuais acondicionados em um

Tek



Cursor

DEF WFM



	t1 = 33.80µs		
	t2 = 35.00µs		33.80µs
	Δt = 1.200µs	Vertical	
	1/Δt = 833.3kHz	Bars	35.00µs
		Previous	ST0115
		Menu	

Figura V-13 Cálculo da velocidade de fuga das partículas

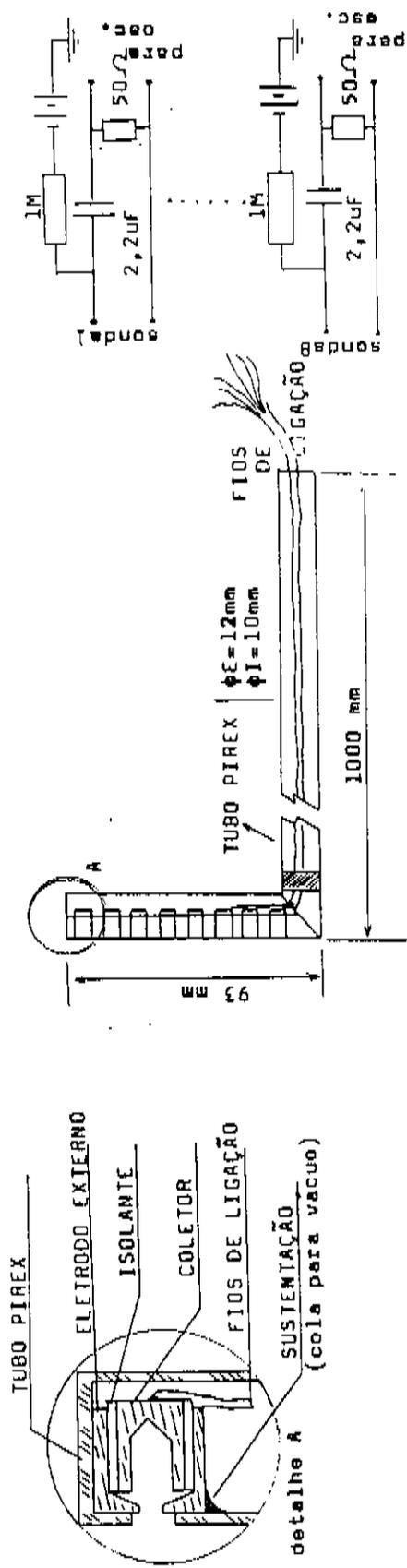
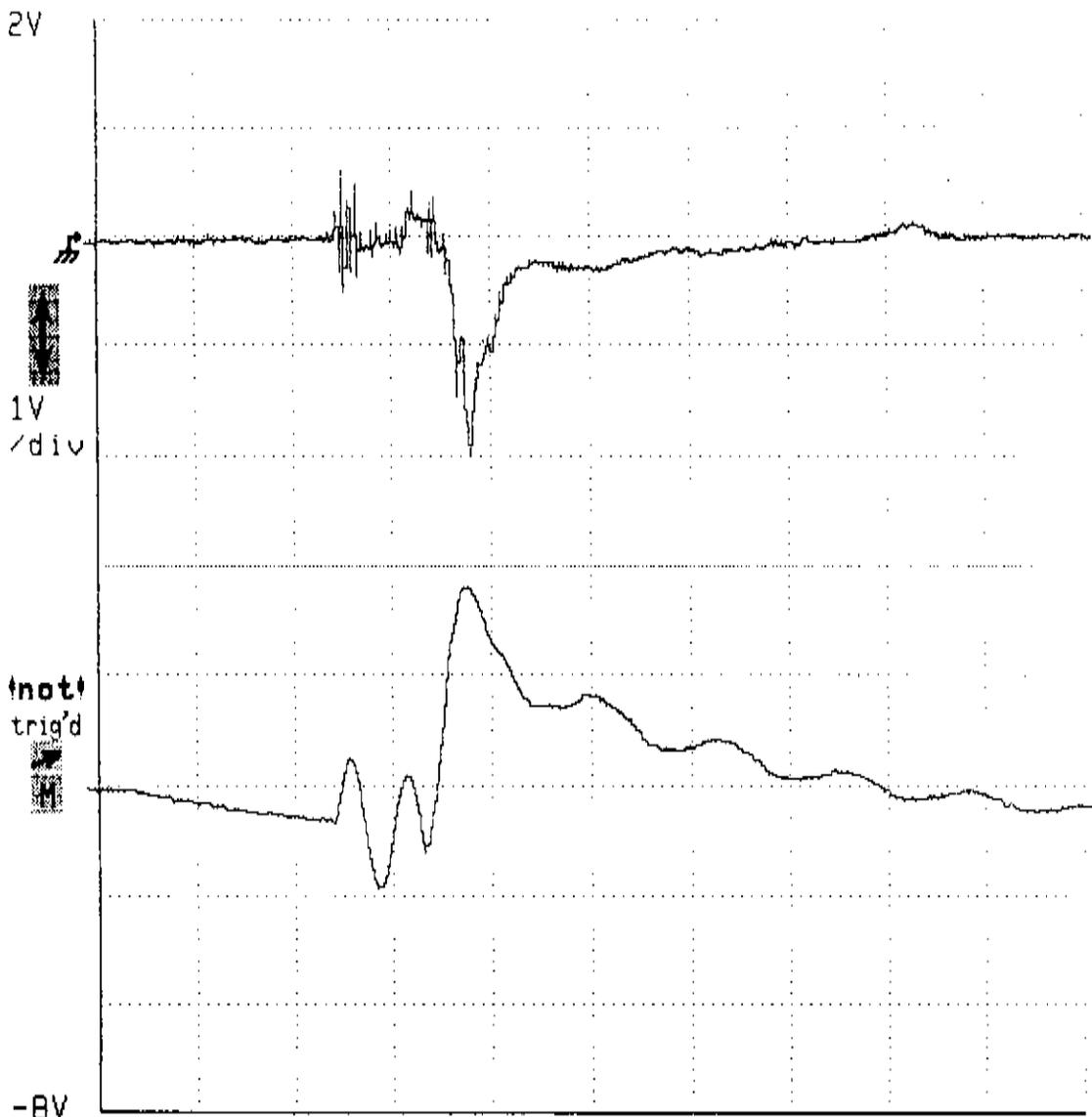
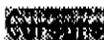


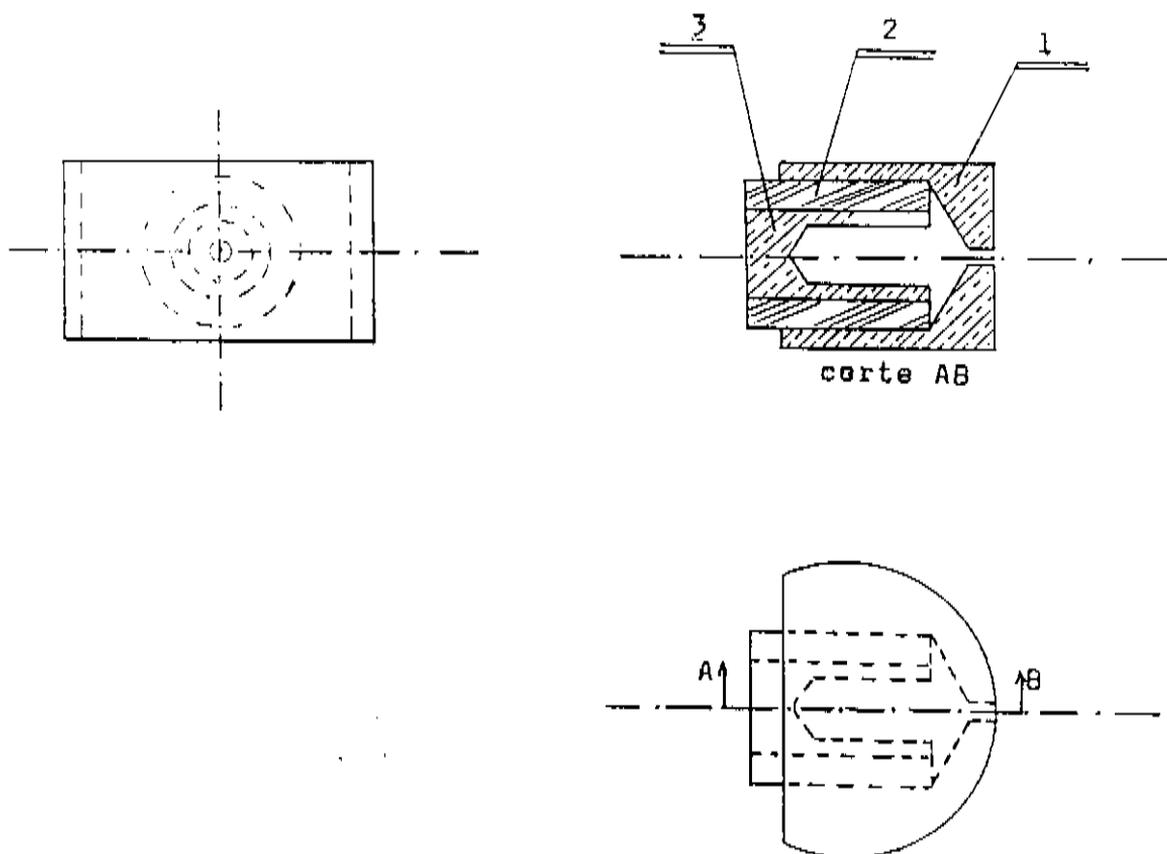
Figura V-14a Sonda copo de Faraday multicanal

Tek



-1.8µs		10µs/div		98.2µs	
1: ST039				2x	
1V	200mV			0pts	
10µs	10µs				
		Waveform Menu		ST039	on

Figura V-14b Sinal típico da sonda multicanal e temporização dos bancos de capacitores



3	cilindro	9	latão	
2	anel	9	isolante	
1	disco	9	latão	
Nº	NOME	QUANT.	MATERIAL	OBS.:

Figura V-15 Esquema mecânico detalhado da sonda multicanal:

[a] - vista geral

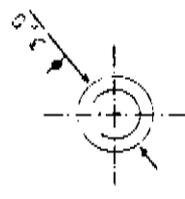
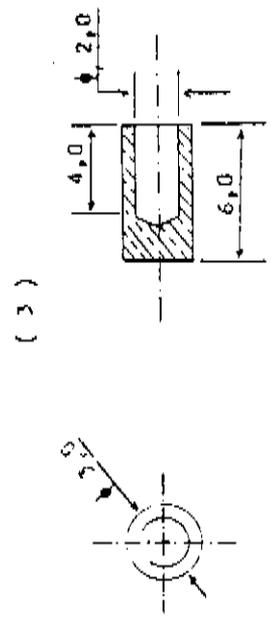
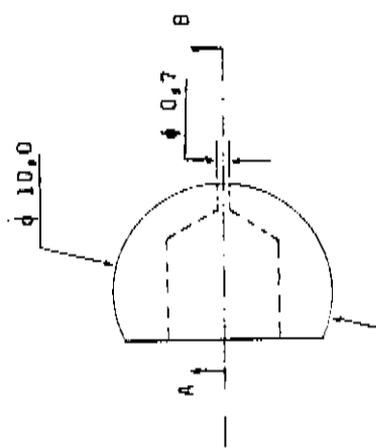
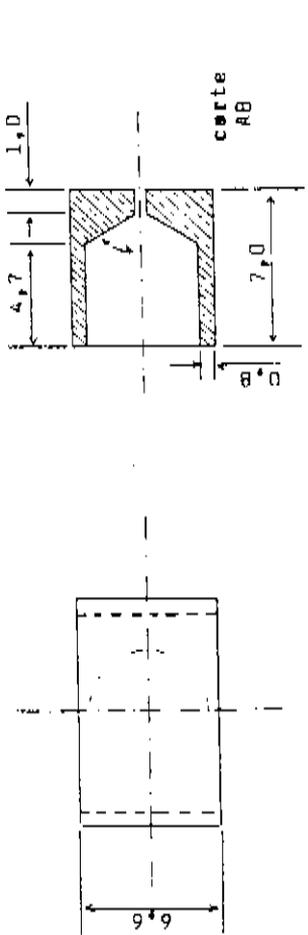
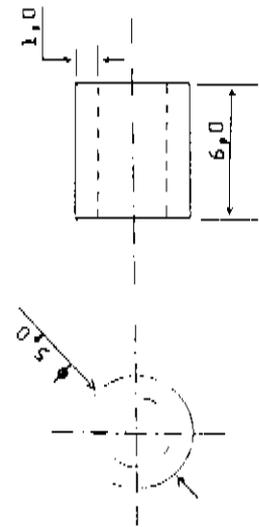


Figura V-15b Dimensões dos copos

tubo pirex em forma de L com furos nas posições de cada copo.

Na figura V-15(a,b) temos os esquemas de cada copo individual e suas dimensões.

#### V.2.6 ) Mapeamento da fuga de partículas

A sonda foi posicionada conforme o esquema superior da figura V-16a e uma média de 4 a 5 disparos foram registrados para cada posição.

Foram realizados três mapeamentos conforme a figura V-16(a,b,c): na figura V-16a temos o mapeamento para  $1\mu s$  antes de ser atingido o campo magnético máximo, o mapeamento da figura V-16b corresponde ao tempo de campo máximo e na figura V-16c a  $3\mu s$  depois do campo magnético máximo.

Nos dois primeiros mapeamentos (figura V-16a,b) verificamos que a fuga mantém uma coluna principal de escape que se desloca radialmente na direção do centro, não acompanhando o campo magnético que diverge rapidamente no final do solenóide. A uns 13cm do espelho temos uma queda abrupta da fuga, provavelmente devido a uma perda por difusão. No último mapeamento (figura V-16c), o plasma tende a um escape mais uniforme, não mantendo uma coluna preferencial. Estes resultados serão melhores compreendidos, quando comparados com os resultados obtidos pela IMACON.

O erro máximo estimado para o mapeamento de fuga de partículas ficou em torno de 7% .

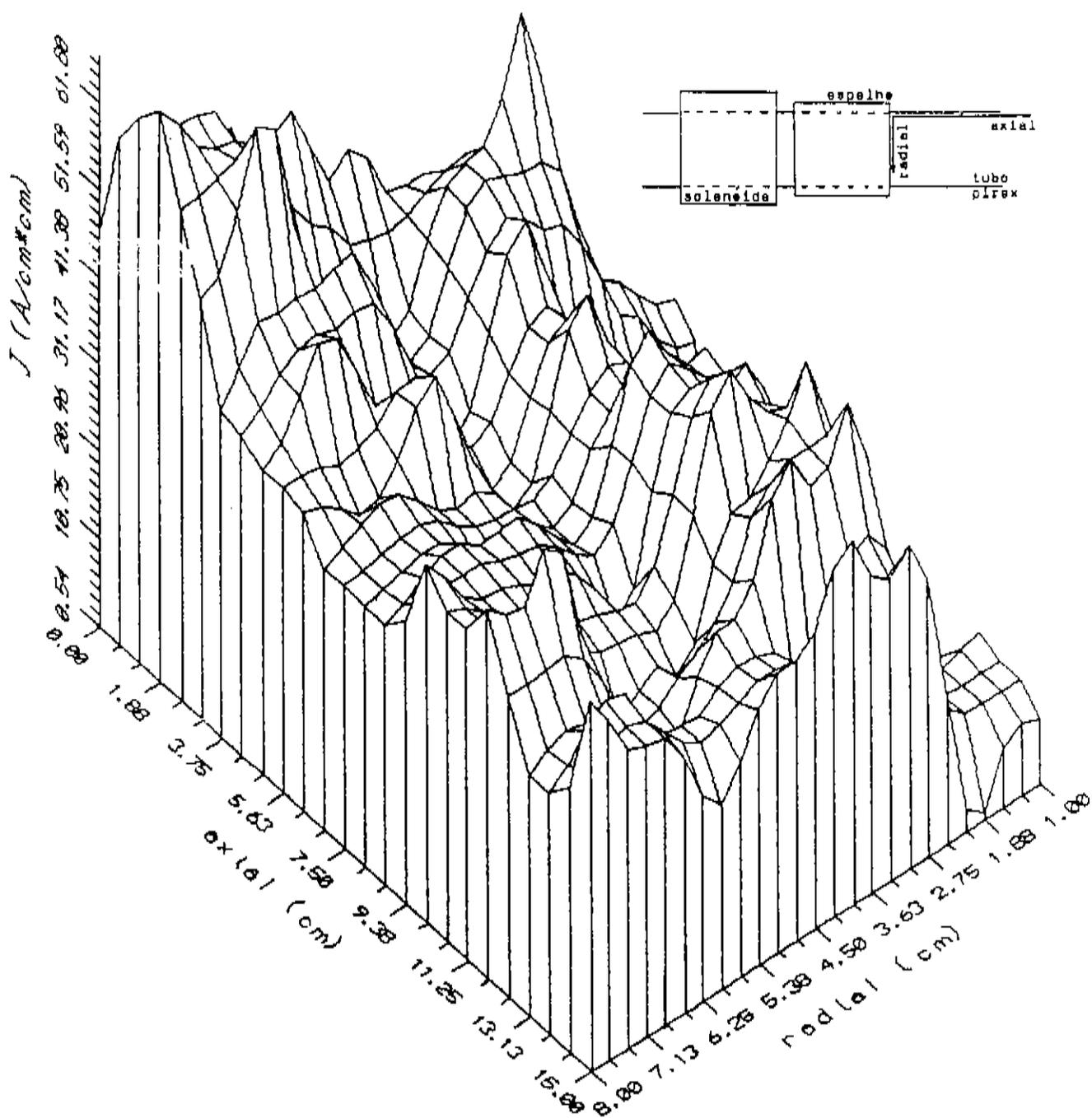


Figura V-16a Fuga de partículas pelas extremidades do TC-1 a 1 $\mu$ s antes de ser atingido o campo magnético máximo

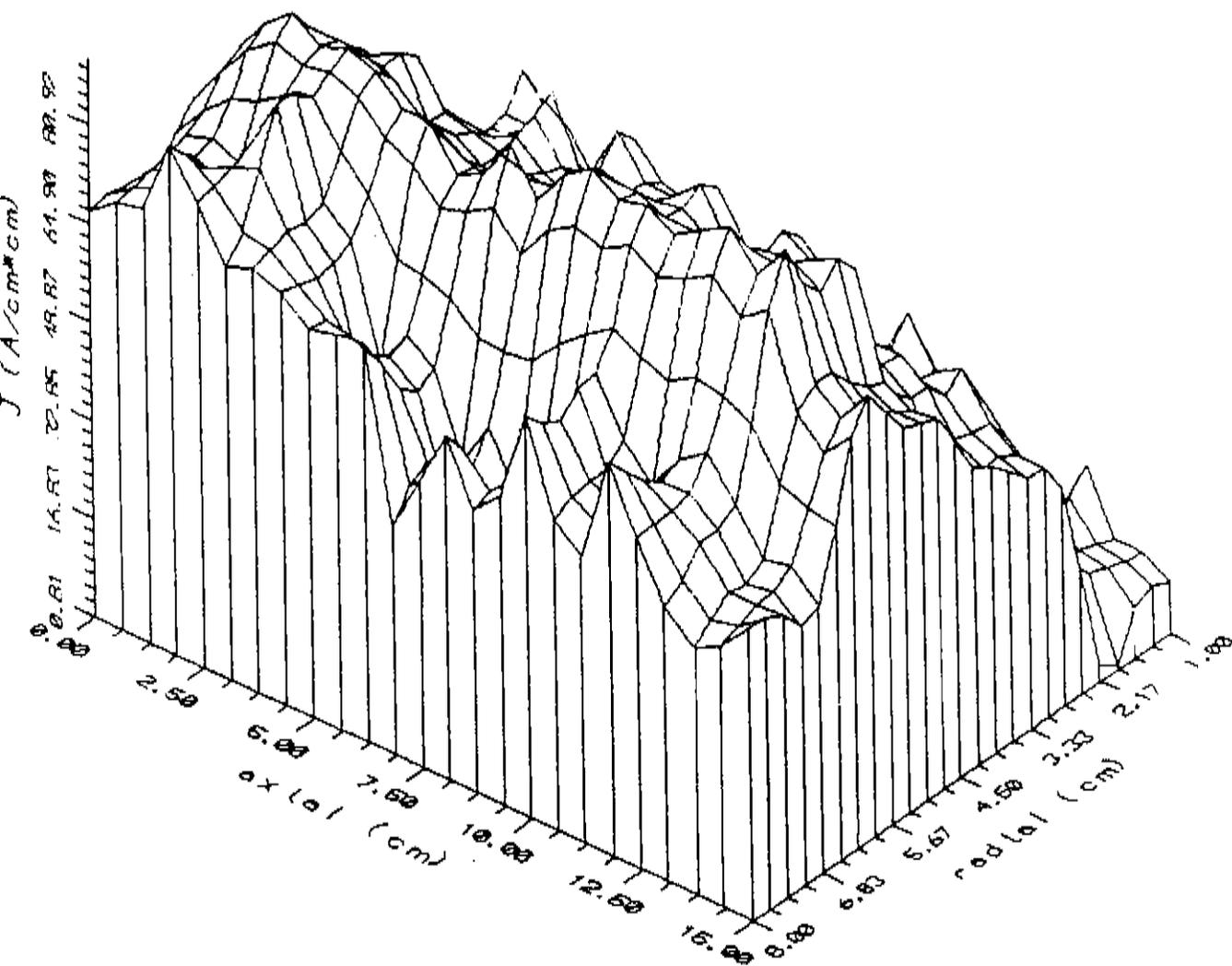


Figura V-16b Fuga de partículas para o campo magnético máximo

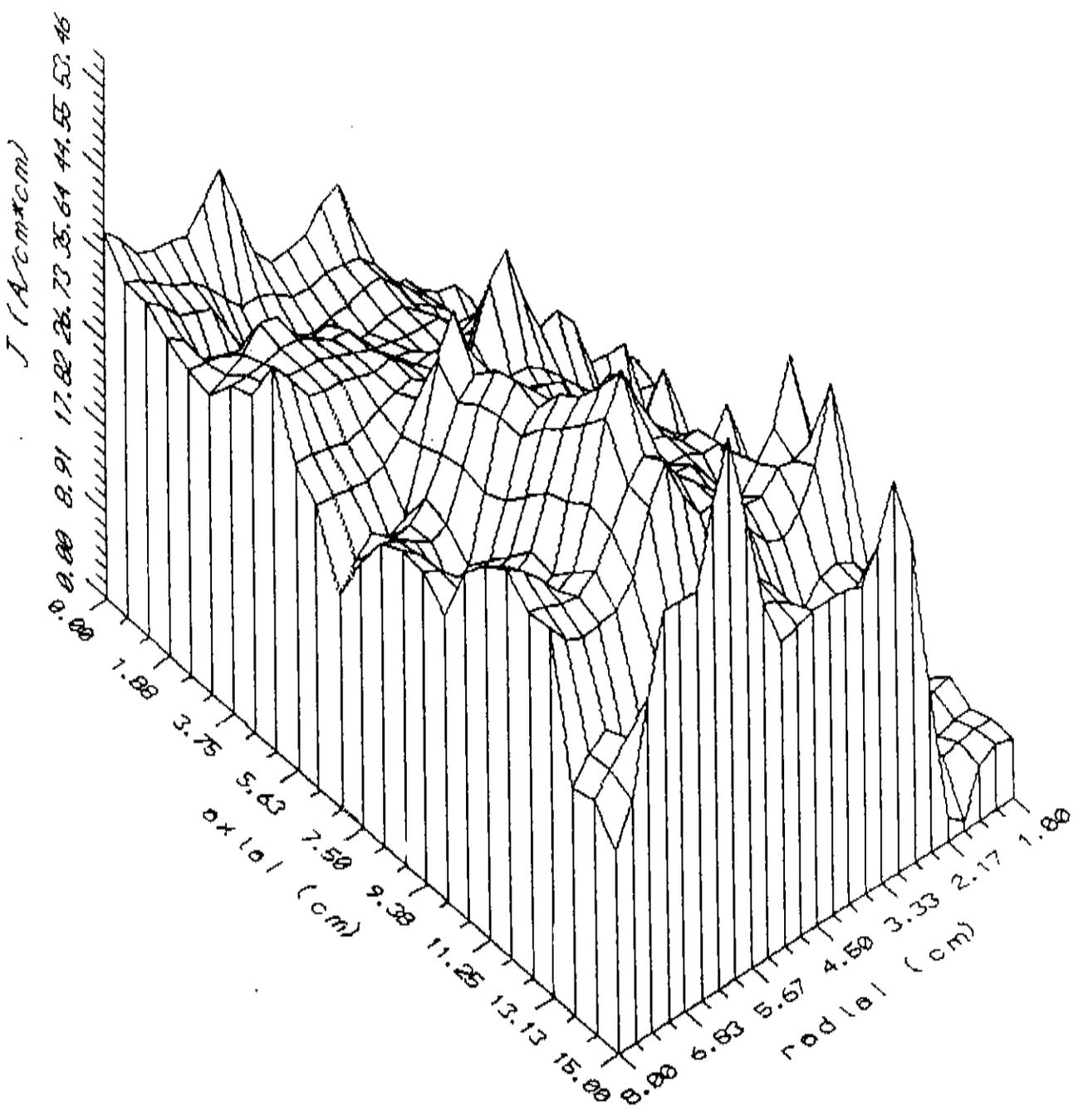


Figura V-16c Mapeamento para  $3\mu s$  depois do campo magnético máximo

### V.2.7 ) Comparação dos resultados com outros diagnósticos

Nas figuras (V-17a,b), temos os resultados obtidos com a câmara ultra-rápida IMACON em "side-on" na região de espelho com uma fenda de observação de 3mm. Temos que o escape define uma coluna deslocada do centro (figura superior) e que se difunde conforme o tempo passa, como discutido anteriormente. A foto inferior foi registrada com a presença da sonda, para se verificar a influência da mesma.

A IMACON pode ainda ser utilizada para a análise da dinâmica de implosão axialmente no modo "end-on", figura V-18, onde é mostrada a implosão em forma de anel durante 4 $\mu$ s iniciais, após o qual um plasma na forma quadrada é obtido.

Na figura V-19 o sinal do copo de Faraday é comparado com o diagnóstico de fluxo excluído. O raio de separatrix foi calculado conforme a relação /ref.: 1/:

$$r_{\Delta\phi} = r_{\text{tubo}} \left[ 1 - \frac{\phi_{L \text{ plasma}}}{B_{l \text{ plasma}}} \cdot \frac{B_{l \text{ vacuo}}}{\phi_{L \text{ vacuo}}} \right]^{1/2}$$

Na compressão máxima do campo, o raio de separatrix é mínimo e o copo registra a fuga máxima.

A sonda de pressão /ref.:7/ foi centralizada radialmente na parte externa do espelho do TC-1 e foram registrados sinais em posições axiais diferentes. Os resultados estão na figura V-20, onde temos um tempo de vôo de 2,2 $\mu$ s para uma distância de 20cm resultando em uma velocidade de fuga de

$9.10^6$  cm/s, o que é comparável com o resultado obtido com o copo de Faraday.

#### V.2.8 ) **Comentários Finais**

Durante várias descargas, tanto com o copo de Faraday simples quanto com o multicanal foi registrado pico de elétrons deslocados, além do pico de íons característicos, como mostrado na figura V-21. Por serem aleatórios, não conseguimos relacioná-los com nenhum fenômeno físico.

Na figura V-22 temos um sinal típico de curto no copo de Faraday devido a uma polarização excessiva, normalmente acima de 100V dependendo da posição axial .

Para efeito de curiosidade invertemos a polarização da sonda, isto é, polarizamos positivamente o coletor. Desta forma a sonda passou a repelir os íons e a registrar os sinais devido aos elétrons primários. Na figura V-23 temos um sinal típico para este tipo de funcionamento do copo. Observamos um pico acentuado de elétrons na região de pré-aquecimento e posteriormente um fluxo constante de elétrons.



(a)



(b)

Figura V-17 Fuga de partículas registrada pela IMACON em "side on": [a]- $5\mu\text{s}/\text{cm}$  [b]- $5\mu\text{s}/\text{cm}$  com a presença da sonda

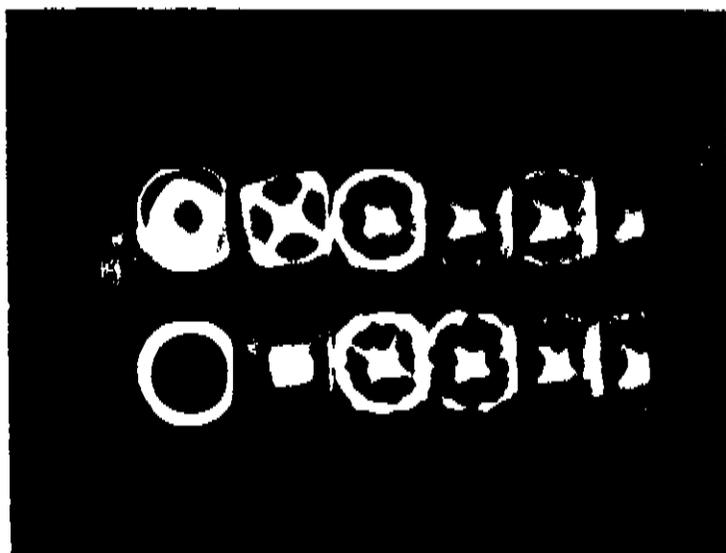


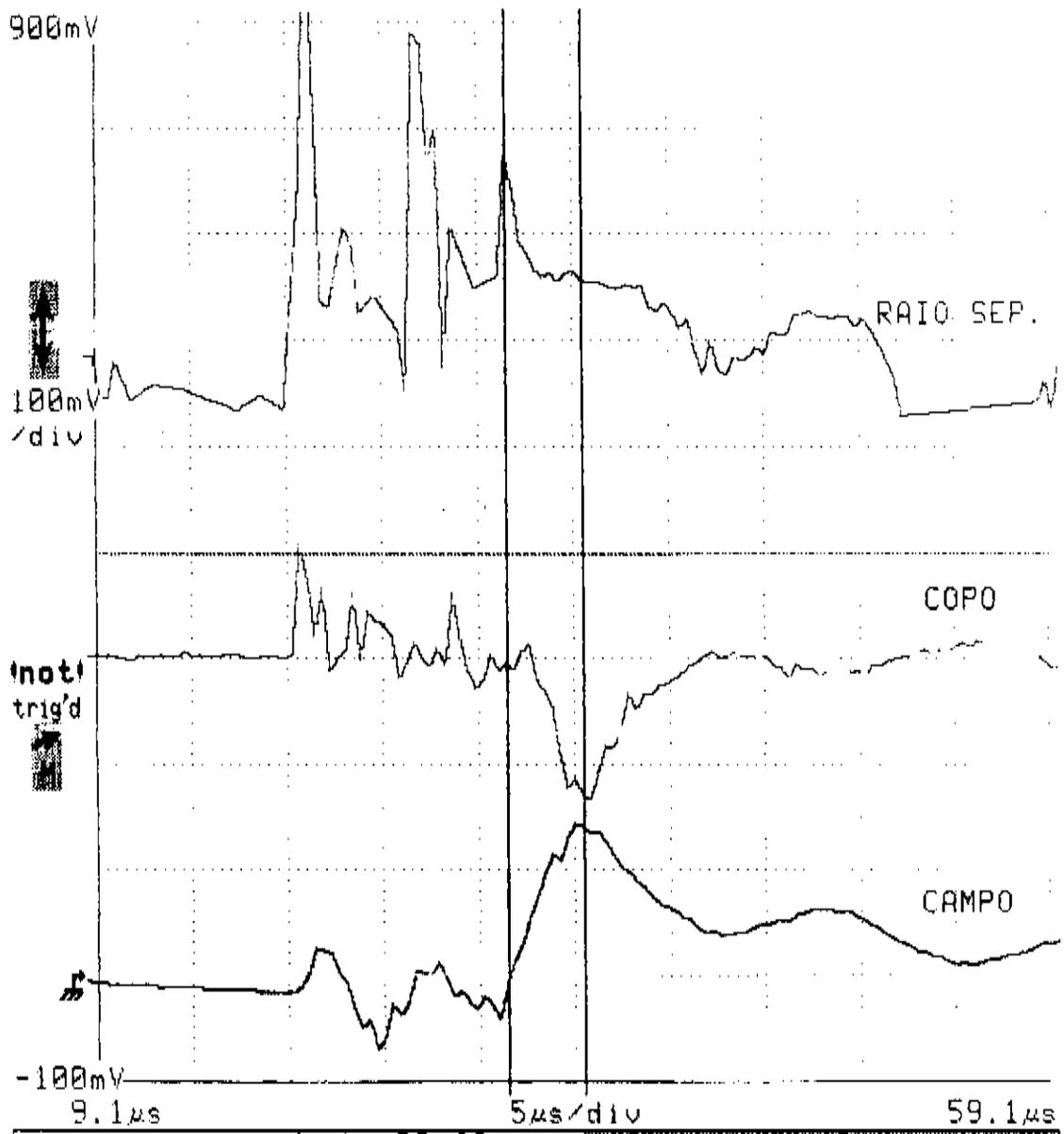
Figura V-18 Foto em "end-on" com a IMACON do plasma "quadrado"  
velocidade :  $1.10^6$

Tek



Cursors

DETECT



	t1 = 30.60µs	Cursor 1	Cursor 1
	t2 = 34.60µs	Cursor 2	30.60µs
	Δt = 4.000µs	Vertical Bars	34.60µs
	1/Δt = 250.0kHz		
		Previous Menu	Intp (ST03)

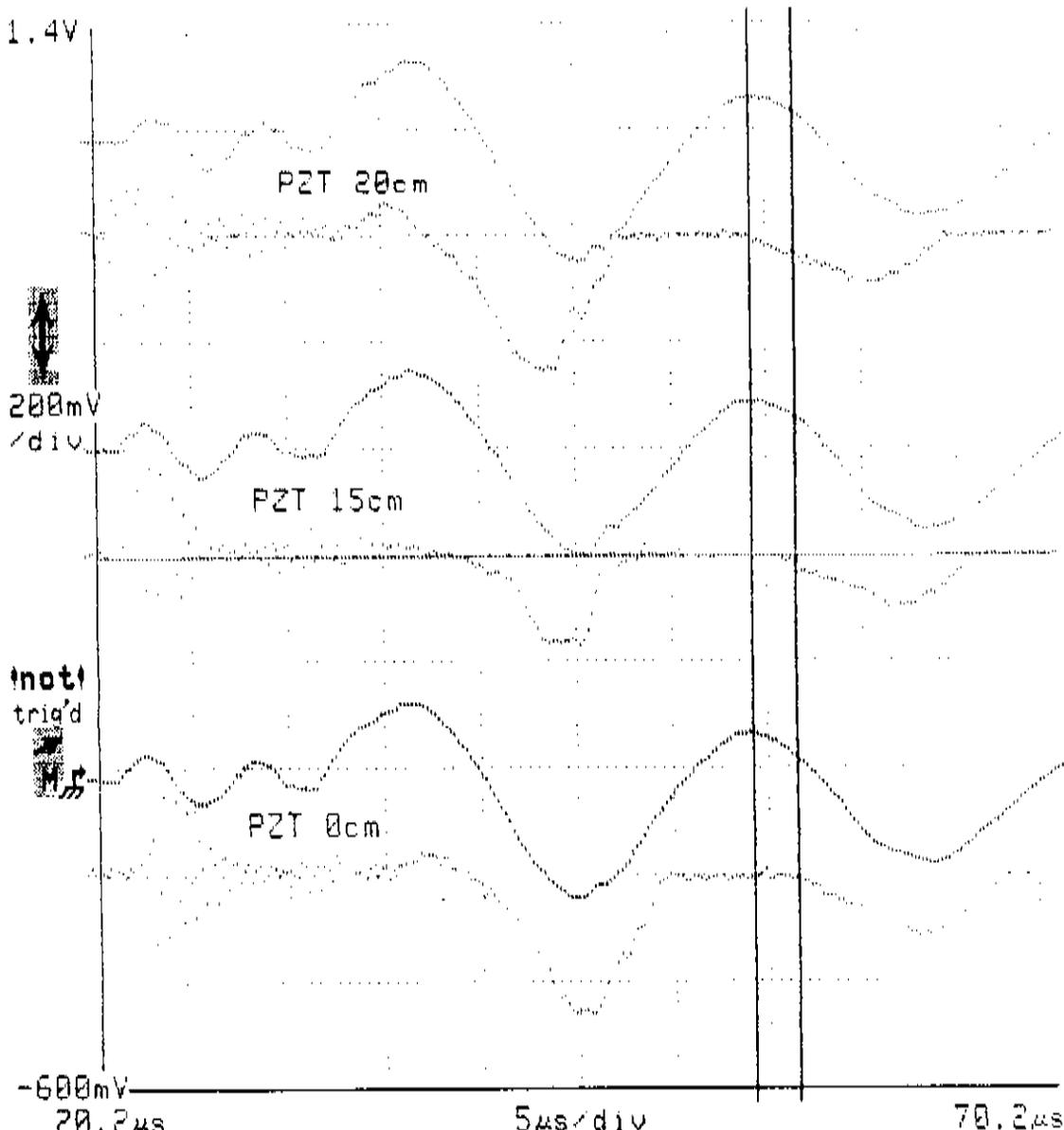
Figura V-19 Comparação com a sonda fluxo excluído

Tek



Cursors

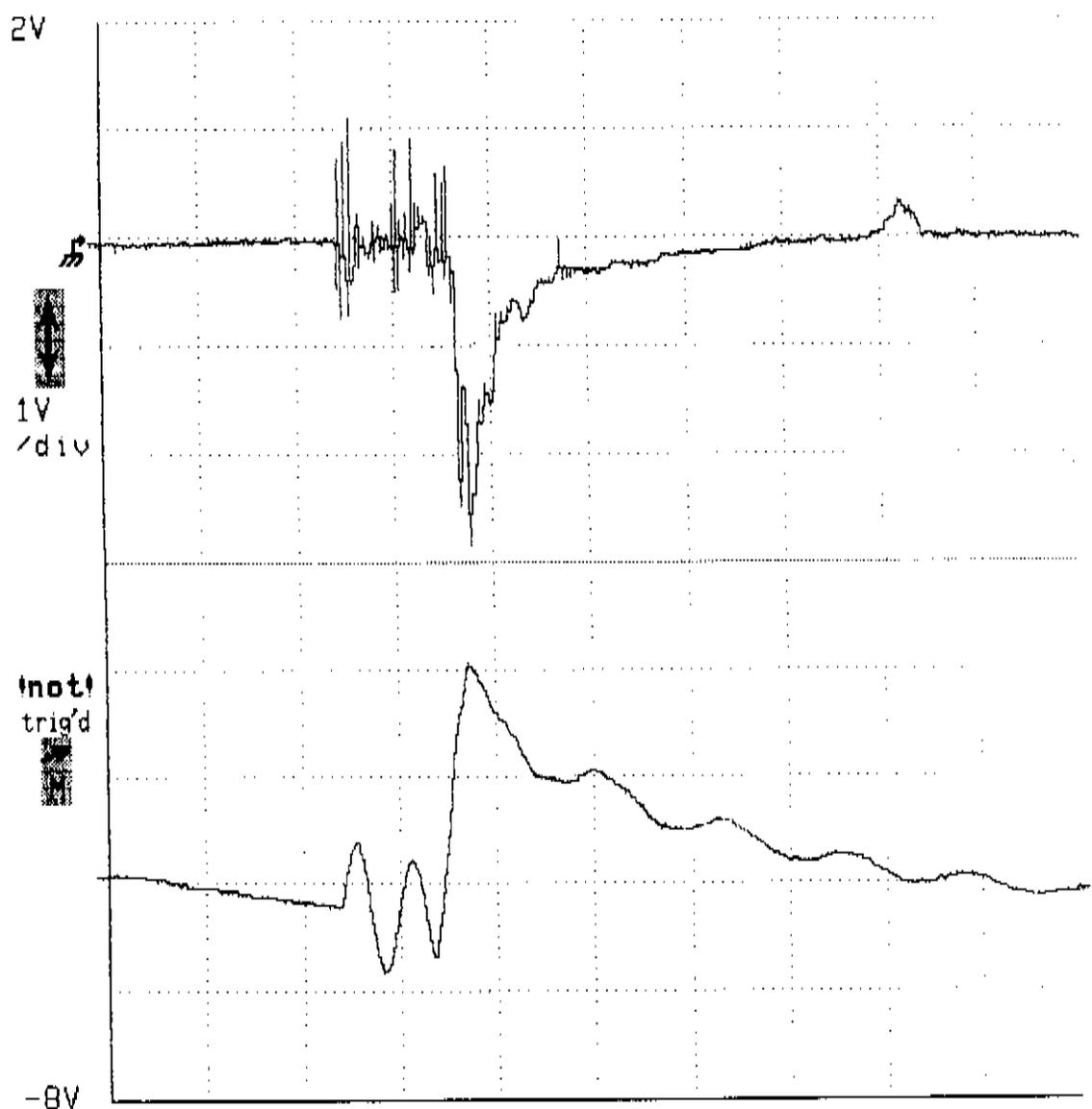
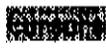
Def Wfm



	t1 = 54.40µs	Cursor	Cursor 1
	t2 = 56.60µs	Type	54.40µs
	Δt = 2.200µs	Vertical	Cursor 2
	1/Δt = 454.5kHz	Bars	56.60µs
		Page	Remove/Cir
		Info	Item 4
		Previous	Intp(ST01
		Menu	

Figura V-20 Velocidade de fuga com a sonda PZT

Tek

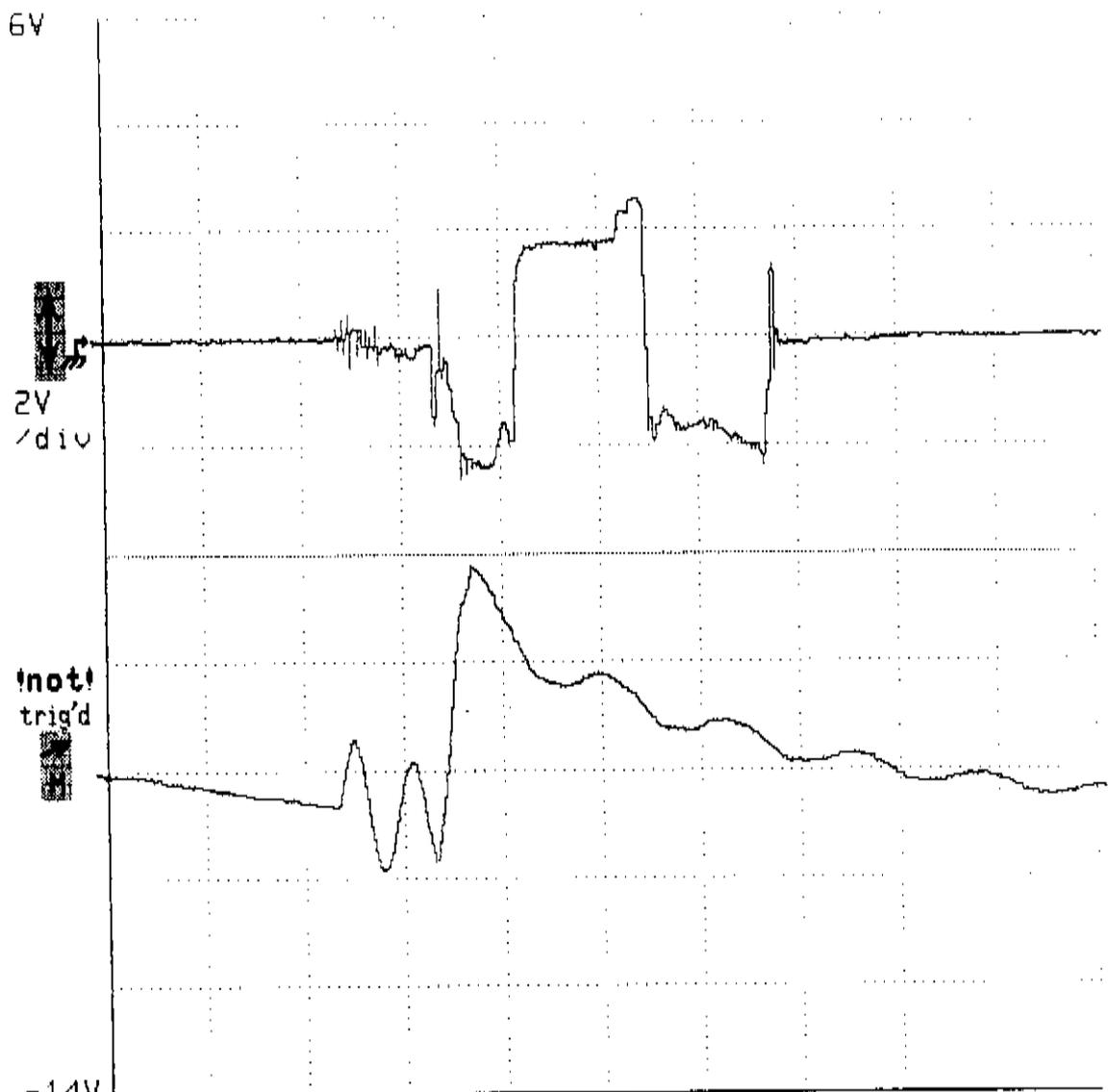


-1.8µs 10µs/div 98.2µs

1:ST041				2x	
1V	200mV			0pts	
10µs	10µs			Zoom	
		Waveform Menu		ST041	on

Figura V-21 Presença de pico de elétrons em 80µs

Tek



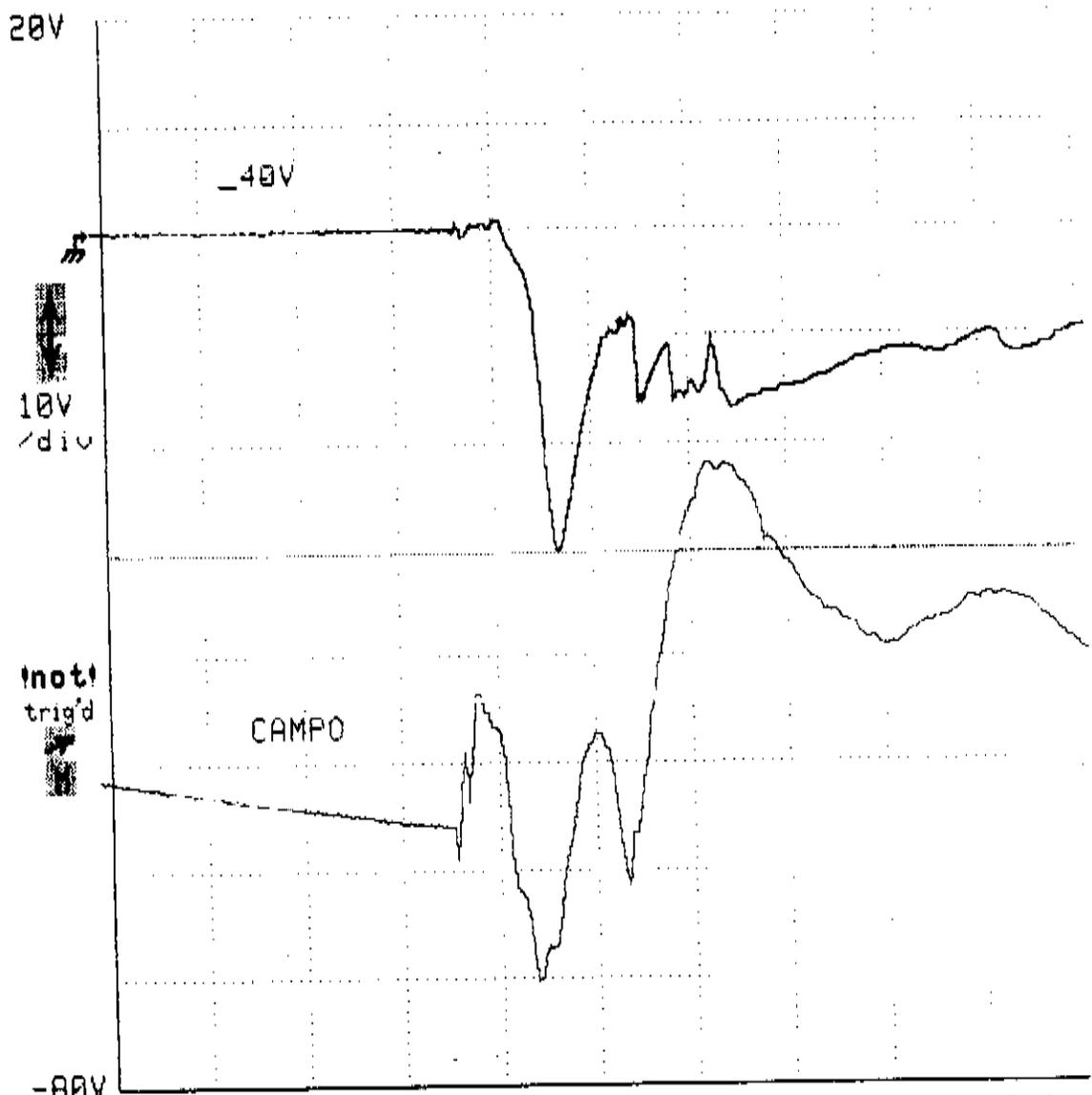
-1.8µs 10µs/div 98.2µs

1:ST049	200mV			Horiz:Mag
2V	10µs			2x
				Horiz:Pos:Gr
				0pts
				Remove
				Zoom
			Waveform Menu	ST049
				on

Figura V-22 Curto na sonda devido a polarização excessiva

Tek

DEPT



3.6µs		5µs/div		53.6µs	
v1 = -8.800V	t1 = 30.20µs	Split Dots		30.20µs	
v2 = -15.80V	t2 = 31.20µs			31.20µs	
Δv = -7.000V	Δt = 1.000µs	Edge		Remove Clr	
	1/Δt = 1.000MHz			Previous Menu	

Figura V-23 Sinal com polarização invertida

## CONCLUSÕES e SUJESTÕES

Para o estudo experimental da fuga de partículas pelas extremidades do TC-1 foram construídas dois tipos de sondas; magnética e copo de Faraday e utilizados outros diagnósticos como sonda de pressão, sondas de fluxo excluído e IMACON.

Com a sonda magnética construída, do tipo multicanal, obtivemos um mapeamento radial e axial no vácuo, onde verificamos que as sondas mais internas praticamente não sentiram a presença do espelho magnético, talvez por se tratar de um solenóide real.

A razão de espelho ( $R = B_{\text{espelho}}/B_{\text{centro}}$ ), calculada ficou em torno de  $R_B = 1,04$ , enquanto que a razão medida diretamente no solenóide é de  $R_G = 1,16$ .

Foi feito também a medida absoluta do campo magnético utilizando uma calibração com um solenóide de campo conhecido. O valor máximo do campo magnético no centro é de 3,7kG.

A utilização da sonda de pressão nos forneceu a velocidade de escape pela extremidade do solenóide do TC-1 de  $9.10^6$  cm/s, que concorda bastante com a medida efetuada pelo copo de  $1.10^7$  cm/s.

As medidas com a sonda de fluxo excluído mostrou a formação da configuração de campo reverso após o disparo do banco principal e, pudemos comparar a variação temporal da fuga de partículas obtida pelo copo e campo magnético durante a descarga.

A observação lateral ("side-on") e axial ("end-on") do

comportamento do plasma após a descarga do banco principal com a IMACON mostra que a coluna está deslocada do centro e se difunde ao longo do tempo. A observação axial mostra também que a implosão é em forma de anel e que dura aproximadamente  $4\mu\text{s}$ .

O diagnóstico principal deste trabalho que foi o copo de Faraday, foi inicialmente construído na forma de canal único e mostrada a sua viabilidade para a medida do escape de partículas pelas extremidades do TC-1. Para a medida da velocidade de fuga de partículas, o copo foi posicionado axialmente em dois pontos distintos. Com isto conseguimos registrar uma velocidade de escape de  $1.10^7 \text{ cm/s}$ .

Posteriormente foi construído um copo de Faraday multicanal para o mapeamento da fuga de partículas. Com esta sonda foram realizados três mapeamentos: um mapeamento para  $1\mu\text{s}$  antes de ser atingido o campo magnético máximo, outro para o campo máximo e o terceiro para  $3\mu\text{s}$  depois da compressão máxima do campo. Na análise da fuga registrada pelo copo de Faraday multicanal, se considerarmos uma simetria na fuga de partículas pelas extremidades do TC-1, temos um escape em forma de anel que implode radialmente ( figuras V-16a,b ). Isto se torna mais claro quando comparado com os resultados tirados pela IMACON em "end-on" (figura V-18 ).

Na região de espelho temos uma corrente média de  $5\text{A/cm}^2$ , considerando o raio de  $7\text{cm}$  do tubo de pirex, encontramos uma corrente total de  $770 \text{ A}$ , o que corresponde a uma fuga de  $4,8.10^{15} \text{ ions}/\mu\text{s}$ . Sendo que o plasma ocupa um volume de  $304\text{cm}^3$  e

com uma densidade de  $1.10^{15}$  partículas/cm<sup>3</sup>, temos que levaria aproximadamente 30μs para que escapasse todas as partículas, considerando apenas as perdas pelas extremidades. Enquanto que o valor teórico do Cap.IV prevê um escape total em décimos de micro-segundos. Não devemos esquecer que o modelo proposto é muito simples, estando longe do real. Não considera as partículas que por ventura ficam presas as linhas de campo, os efeitos de reflexão devido aos espelhos, as perdas radiais, ou qualquer outro efeito devido a um fluxo de partículas ionizadas.

Em trabalhos futuros poderá ser realizado um mapeamento de fluxo para elétrons e se verificar o comportamento em relação ao campo magnético e fazer um tratamento quantitativo da emissão secundária. Também será importante construir sondas para um mapeamento de fuga radial, principalmente para o estudo do plasma "quadrado" /ref.: 33/, como mostrado pela figura V-18. Em relação a teoria deve-se aplicar ou desenvolver um modelo mais completo para a fuga de partículas.

## REFERÊNCIAS

- /1/ - M. Tuszewski  
Field Reversed Configurations (Review Paper)  
Nuclear Fusion, vol.28,no.11(1988)
- /2/ - Projeto TC-1 - 1<sup>ª</sup> fase - Processo N<sup>o</sup> 84/2975-4  
Período: abril/85 - abril/86 , financiamento: FAPESP
- /3/ - Yoshuyuki Shigueoka  
Dinâmica de Compressão e Mecanismos de Aquecimento de Plasma  
no  $\theta$ -Pinch  
Tese de Mestrado - Unicamp (1979)
- /4/ - M. Machida, R. Y. Honda  
Externally adjustable field distortion switch  
Rev. Fís. Aplicada e Instrumentação, vol.5,N<sup>o</sup> 4, 1990
- /5/ - M.Ueda, Y.Doi, E.A.Aramaki, R.Y.Honda, P.Porto, L.Berni  
Diagnósticos de Plasma gerado no Toróide Compacto da Unicamp  
INPE - 4862 - RPE/593
- /6/ - Roberto Yzumi Honda  
Pré Ionização e Diagnósticos Espectroscópicos de Plasmas  
gerados e confinados por Campos Magnéticos (Theta Pinch)  
Tese de Mestrado - Unicamp (1980)
- /7/ - Magno Pinto Collares  
Construção e Utilização de uma Sonda de Pressão em Plasma  
Tese de Mestrado - Unicamp (1986)
- /8/ - W. Lochte - Holtgreven  
Plasma Diagnostics (cap. 10 )  
North - Holland Publishing Company
- /9/ - Abraham C. -L. Chian, Michael F. Reuch  
Física de Plasma (UFF, volume III )  
(Escola de Plasma realizada no Instituto de Física da UFF,  
em 1978 )

- /10/ - L. Vályi  
Atom and Ion Sources  
( Jonh Willey & Sons - London )
- /11/ - S. Humphries  
Diagnostics for High-flux ion Beams  
Nuclear Fusion, vol.20, no.12 (1980)
- /12/ - C.Elchenberger, S.Humphries, J.Maenchen, R.N.Sudan  
Measurements of  $400\text{-MW/cm}^2$  proton fluxes  
J. Applied Physics, vol.48, no 4, April 1977
- /13/ - P. R. Thornton  
Scanning Electron Microscopy  
( Chapman and Hall Ltd )
- /14/ - W.Lochte-Holtgreven  
Plasma Diagnostics (cap. 13 )  
( North - Holland Publishing Company )
- /15/ - E.K.Stover, E.H.Klevam, T.M.York  
Computer modeling of linear theta pinch machines  
Phys. Fluids 21(11), November 1978
- /16/ - J.P. Freidberg, H.Weitzner  
Endloss from a linear  $\theta$ -Pinch  
Nuclear Fusion 15(1975)
- /17/ - L.C.Steinbauer  
Endloss from a slender high beta plasma column contained in  
a linear solenoid  
The Physics of Fluids, vol.19. no 5, May 1976
- /18/ - W.B.Jones, L.M.Goldman, R.W.Kilb, R.L.Bingham  
Energy and Particle loss from a Short Theta-Pinch  
The Physics of Fluids, vol. 13,no. 13, March 1970
- /19/ - H.Weitzner  
Steady plasma flow with a shock in a mirror  
The Physics of Fluids, vol. 20, no. 8, August 1977
- /20/ - H.A.B.Bodin, J.McCartan, I.K.Pasco, W.H.Schneider  
Experimental and Two-Dimensional Computational Study of End  
Losses from a Theta-Pinch  
The Physics of Fluids, vol. 15,no.7, July 1972

- /21/ - H.Weitzner  
End loss from a theta pinch  
The Physics of Fluids, vol. 20, no.3, March 1977
- /22/ - K.F.McKenna, T.M.York  
End loss from a collision dominated theta pinch plasma  
The Physics of Fluids, vol.20, no. 9, September 1977
- /23/ - R.L.Morse  
Adiabatic End loss from a  $\theta$ -Pinch  
The Physics of Fluids, vol. 11, no. 7, July 1968
- /24/ - R.L.Morse  
End losses from a Linear  $\theta$ -Pinch  
Phys. Fluids 9, 2536 (1966)
- /25/ - K.F.McKenna, R.R.Bartsch, R.J.Commisso, C.Ekdahl, W.E. Quinn, R.E.Siemon  
Collisionless flow and end loss from a high-energy theta pinch plasma  
Phys. Fluids 23(7), July 1980
- /26/ - J.B.Taylor, J.A.Wesson  
End losses from a theta pinch  
Nuclear Fusion 5(1965)
- /27/ - G.J.V.Mylen, R.E.Sonntag  
Fundamentos da Termodinâmica Clássica ( cap. 14 )  
( São Paulo - Blucher (1978) )
- /28/ - Equipamento cedido pelo grupo de Plasma da USP
- /29/ - Camilo Rodrigues Neto  
Construção de um Copo de Faraday e medidas de corrente de ions e eletrons em Plasma  
Iniciação Científica (processo: 85/0278-7)
- /30/ - Emília A.Aramaki, P.Porto, L.Berni, R.Y.Honda, M.Ueda, I. Doi, M.Machida  
Optimization of the implosion phase on TC-1 by light emission analysis
- /31/ - S. Humphries, J.J.Lee, R.N.Sudan  
Generation of intense pulsed ion beams  
Applied Physics, vol. 25, no. 1, July 1974

/32/ - Milton Eiji Kayama

Diagnósticos básicos e espalhamento Thomson num Theta-Pinch  
( T.M. - UNICAMP - 1981 )

/33/ - Tese de doutoramento de Roberto Y. Honda, em andamento