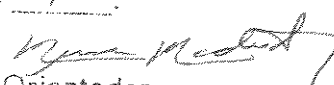


Este exemplar corresponde à redação final da tese
defendida por Roberto Yzumi Honda
aprovada pela Comissão
Julgadora em 20 04 / 93.

Orientador

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
DEPARTAMENTO DE SEMICONDUTORES, INSTRUMENTOS E
FOTÔNICA

**MÉTODOS DE ANÁLISE EXPERIMENTAL
DE UMA CONFIGURAÇÃO DE CAMPO
REVERSO NO TC1-UNICAMP**

por

Roberto Yzumi Honda

Orientador: **Munemasa Machida**

Tese apresentada na Faculdade de Engenharia Elétrica,
como parte dos requisitos para a obtenção do título
de Doutor em Engenharia Elétrica.

Campinas
Abril de 1993



Dedicatória

Àquelas que tornam concreta a minha existência:

Vilma

Roberta

Paula

Laura

Agradecimentos

Agradeço à todos que tornaram possível a realização deste trabalho.

Particularmente ao Dr. Munemasa Machida meu amigo e orientador.

Ao amigo Hisataki ,sua esposa Lucila e filhos,não apenas pela digitação deste trabalho mas pelo prazer de suas amizades.

Aos amigos,companheiros de trabalho:Luiz Berni,Emília,Peterson e Douglas pela agradável convivência,dedicação e altruísmo durante o trabalho diuturno por longos anos.

Ao prof.Dr.Roberto Clemente pelo companheirismo e especialmente pela autorização do uso de suas notas de aulas na parte introdutória à física da C.C.R. neste trabalho.

Aos professores do grupo de plasma da UNICAMP: Dr. P.H.Sakanaka,Dr. J.Busnardo Neto,Dr. H.K.Boeckelmann e Dr. A.Trigueiros pelo incentivo e apoio.

Ao professor Dr. I.Doí pelo auxílio na operação da máquina e tomada de dados.

À professora Dra. Alaíde P. Mammana ,orientadora de programa na Faculdade de Engenharia da UNICAMP,no início do trabalho.

Aos companheiros do grupo de plasma da UFF,particularmente aos professores Dr King H. Tsui e Marcos A.M.Santiago.

Ao pessoal técnico administrativo do grupo de plasma: Douglas, Cristina, Paulinho e Valquíria.

Ao prof.Dr. Aluísio N. Fagundes do Inst. de Física da USP pelo empréstimo de equipamentos e auxílio na implantação do sistema de aquisição de dados.

Às amigas da biblioteca:Nilza,Rita,M.José,Célia e Tânia.

Aos companheiros: M.Ueda, A.C.J.Paes, C.S.Shibata, M.E.Kayama, Hector R.Torres e "velha Guarda" amigos sempre presentes.

Ao amigo Gildo de Holanda Cavalcanti e família pelos bons momentos juntos.

Ao pessoal dos serviços de apoio:oficina mecânica,criogenia,vidraria e vácuo.

À UFF pela oportunidade à mim concedida através do P.I.C.D.

À Faculdade de Engenharia Elétrica e Instituto de Física da UNICAMP pela concretização deste trabalho.

Aos companheiros da CIBERTEC.

Ao pessoal da PROPP - UFF pela cordialidade e presteza.

Aos órgãos financiadores: CAPES, CNPq, FINEP e FAPESP pelo suporte financeiro à este trabalho.

À todos o meu MUITO OBRIGADO.

Resumo

Este trabalho objetivou a caracterização tanto da máquina TC1-UNICAMP quanto do plasma produzido na configuração de campo reverso (C.C.R.) nela formada e para tal vários sistemas de diagnósticos foram implementados quais sejam: Sondas magnéticas, sonda de fluxo excluído, espectroscopia no visível, copos de Faraday, sonda de pressão (piezoelétrica) e fotografias ultrarápidas (IMACON).

Os resultados das medidas foram testados e analisados à luz dos modelos teóricos e semiempíricos existentes. Para a correta operação da máquina TC1-UNICAMP, houve a necessidade de se desenvolver chaves especiais, confiáveis quanto à precisão no instante de fechamento ("*jitter*") e durabilidade, construídas com materiais existentes no mercado nacional e capazes de controlar altas correntes e tensões presentes em experimentos como este ($300kA - 30kV$). Foram projetadas e construídas chaves do tipo "distorção de campo" tanto para partida como para o "*crowbar*" das descargas dos bancos de capacitores (principal e pré-ionização) com um bom resultado, tanto no seu desempenho quanto na versatilidade dos ajustes dos seus eletrodos e na sua manutenção.

A utilização do "*crowbar*" na descarga da pré-ionização do TC1-UNICAMP é inédita em máquinas como esta e possibilitou uma otimização da pré-ionização, no que tange à não perturbação da descarga principal. Foi realizado um estudo sistemático do "*crowbar*" do banco principal e sua operacionalidade alcançada.

A caracterização eletromagnética do TC1-UNICAMP foi realizada com a utilização de sondas magnéticas múltiplas para descargas em vácuo e do arranjo denominado sonda de fluxo excluído para o estudo da dinâmica da C.C.R. Foram também determinados vários outros parâmetros como o raio da separatriz, $\langle \beta \rangle$ e os importantes parâmetros para a utilização dos modelos e leis de escala, B_* e E_* , os campos de "Green e Newton", apresentados no capítulo V.

Foi realizada ainda a medida da variação temporal da temperatura iônica através da espectroscopia no visível, com o OMA no modo pulsado, registrando os espectros

das linhas de impurezas do CIII e CIV , para uma pressão de operação de $10mTorr$ de hidrogênio.

Foram obtidas temperaturas no intervalo entre 70 e 200 eV através da medida do alargamento Doppler e uma estimativa da densidade eletrônica de $10^{15}cm^{-3}$ através da medida do alargamento “Stark” da linha do íon NII ($\lambda = 4674,9$ angstroms).

Observou-se a dinâmica da fuga das partículas pelas extremidades do TC1-UNICAMP utilizando-se um sistema de analisadores multicanal do tipo copo de Faraday e a velocidade média das partículas em fuga de $(1,0 \times 10^7 cm/seg)$ foi determinada através da medida do tempo de voo com um copo de Faraday simples. Este último diagnóstico foi confirmado por outro método, utilizando a sonda de pressão ,cujo resultado indica uma velocidade média de escape de $(9,1 \times 10^6 cm/seg)$

Os resultados da IMACON revelaram um novo modo de operação da máquina com a predominância do modo rotacional $n = 4$ utilizando se uma determinada temporização dos chaveamentos dos bancos de capacitores.

A análise do conjunto dos dados como um todo sugere que a predominância do modo $n = 4$ está associada à contração axial da C.C.R., com uma velocidade comparável à velocidade de implosão radial.

Em termos de metodologia na análise dos dados, desenvolveu-se a análise de fases relativas entre os dados de sondas magnéticas localizadas em posições espaciais diferentes numa mesma descarga, que se revelou bastante sensível à dinâmica do plasma formado (C.C.R.). Este método é sem dúvida extremamente importante na caracterização experimental de um plasma confinado magneticamente, onde ocorrem processos de difusão tanto de campos como de partículas. A fase é potencialmente muito rica em informações sobre o plasma que é um meio bastante dinâmico.

Estendeu-se o método da análise das fases relativa para os raios da separatriz em diferentes posições axiais para uma mesma descarga, revelando o movimento axial da C.C.R. (contração axial). De um modo geral foi possível realizar uma detalhada

caracterização da C.C.R. no TC1-UNICAMP procurando se a melhor otimização da sua descarga.

Abstract

The study of field reversed configuration (FRC) formation, characterization and optimization in TC1-UNICAMP machine has been performed in detail in this work using the following diagnostic systems: internal multi - array excluded flux loops, visible spectroscopy with OMA, multichannel Faraday Cup, piezoelectric pressure probe, and fast image converter camera.

The experimental results from the machine have been analyzed and compared with existing theoretical and semi-empirical models.

A low jitter, trustful high voltage and current (30 kV - 300 kA) field distortion start and crowbar switches have been developed using locally available materials. These switches which possess external gap adjustable capability, have shown very good performance and easy maintenance during this work.

The use of crowbar switch on the pre-ionization bank discharge is unique, and this arrangement has resulted in a very precise optimization of the preionization stage, besides negligible interference of its oscillation on main discharge phase.

The electromagnetic characterization of the TC1-UNICAMP device has been carried out by the use of multi-array internal magnetic probes in the absence of working gas, whereas a multi-array excluded flux diagnostics has been used to study FRC behavior of hydrogen plasma created on the device by obtaining parameters like separatrix radius and $\langle \beta \rangle$ as well as B_* , E_* (Green - Newton fields).

A visible spectrometer coupled with OMA system in pulsed mode has been used to measure time variation of ion temperature, mainly using CIII and CIV impurity lines, at 10 mtorr working pressure. The ion temperatures of 70 to 200 eV have been obtained by Doppler broadening of spectral lines, whereas the electron density of $1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ has been estimated by Stark broadening of NII ion line ($\lambda = 4674, 9A^\circ$).

By the use of multi-channel Faraday Cup measurements, end-loss from TC1-UNICAMP machine has been mapped out and an average particle loss velocity of

1.0×10^7 cm/s has been measured by time of flight method using single Faraday Cup. This loss velocity value has also been confirmed by the use of a piezoelectric pressure probe which indicated $9,1 \times 10^6$ cm/s.

The results from IMACON measurements has revealed a new kind of machine operation, with predominance of $n=4$ rotational mode within certain capacitor banks discharge timings. The analysis of $n=4$ mode has been done by the use of all available diagnostics and it was shown to be related to the FRC axial contraction phenomena with a speed comparable to radial implosion velocity.

A new method of data processing has been developed using relative phase analysis of signals from many local and one loop magnetic probes distributed in poloidal and axial positions. This method has shown to be very sensitive to the FRC dynamic movements, and by the analysis of separatrix radius relative phase in different axial positions, many important informations about FRC axial contraction has been obtained for the first time in our TC1-UNICAMP machine.

Conteúdo

I	INTRODUÇÃO	1
II	MODELOS TEÓRICOS E SEMIEMPÍRICOS DA C.C.R.	7
II.1	Formação	7
II.2	Pré-ionização	9
II.3	Reconexão das Linhas de Campo Magnético	12
II.4	Aquecimento Devido a Implosão e Compressão Radiais	14
II.5	Aquecimento Axial e Resistivo	15
II.6	Evolução do Fluxo do Campo Magnético	18
II.7	Perda de Fluxo do Campo Magnético	21
II.7.1	Perda de fluxo durante a reversão do campo magnético	21
II.7.2	Perda de fluxo durante a implosão radial e contração axial . .	29
II.8	Equilíbrio e Estabilidade de C.C.R.	32
II.9	Rotação em C.C.R.	41
II.9.1	A rotação devido à perda de partículas	41
II.9.2	End-shorting	44
II.9.3	Estabilidade de C.C.R.	48
III	SISTEMA TC-1	50
III.1	Formação	50
III.2	Circuito do Campo de Polarização	55
III.2.1	Circuito da pré-ionização	56

III.2.2	Circuito do banco principal	57
III.3	Temporização dos Chaveamentos	58
III.4	Otimização do <i>Crowbar</i> do Campo Principal	69
IV	DIAGNÓSTICOS UTILIZADOS NO TC1-UNICAMP	75
IV.1	Sondas de Fluxo Excluído	81
IV.2	Copo de Faraday	84
IV.3	Espectroscopia no Visível	90
IV.4	O Sincronismo entre os Sistemas OMA e TC1-UNICAMP	94
IV.5	Comprovação Experimental do Sincronismo entre os Sistemas TC1- UNICAMP e OMA	95
IV.6	Procedimento Experimental TC-1-OMA	98
IV.7	Escolha da Amplitude do Pulso do Gate	101
IV.8	A IMACON - Image Converter Camera	104
IV.8.1	Modo <i>Framing</i>	104
IV.8.2	O modo <i>streak</i>	108
IV.9	Procedimento Experimental TC-1-IMACON	108
IV.10	Sonda Piezoelétrica ou Sonda de Pressão	110
V	ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS	116
V.1	Espectroscopia no Visível	116
V.2	Sondas Magnéticas	125
V.3	Sonda de Fluxo Excluído	127
V.4	Copo de Faraday	146
V.5	Sonda Piezoelétrica	149
V.6	IMACON	152
VI	CONCLUSÕES E SUGESTÕES FUTURAS	156

A	Considerações sobre Equilíbrio	159
A.1	Equilíbrio estático	160
A.2	Equilíbrio de Sistemas Toroidais	161
A.3	Configuração de Campo Reverso	166
B	OMA-Optical Multichannel Analyzer	170
B.1	Observações importantes	174
	Bibliografia	179
	TRABALHOS PUBLICADOS	182

Capítulo I

INTRODUÇÃO

Além do interesse acadêmico, um dos grandes objetivos da pesquisa em física de plasma é a fusão termonuclear controlada.

Plasmas de interesse termonuclear envolvem temperaturas altíssimas ($\cong 10^8 \text{ } ^\circ K$) e portanto o seu confinamento não pode ser realizado por paredes materiais, pois o contato plasma-parede provocaria um rápido resfriamento do primeiro e a destruição da segunda.

Uma solução para o problema do confinamento é balancear a pressão do plasma por um campo de força. Podemos implementar isto fazendo fluir uma corrente elétrica no plasma que interage com o campo magnético auto gerado e ou produzido por correntes externas, para balancear o gradiente de pressão. Este esquema de confinamento é o que denominamos confinamento magnético do plasma.

Existem vários tipos de sistemas de confinamento magnético com diferentes configurações topológicas dos campos envolvidos. As mais promissoras do ponto de vista da sua utilização em reatores à fusão termonuclear controlada são as configurações toroidais, devido ao alto tempo de confinamento de partículas e de energia, proporcionado pelas mesmas, em relação às configurações abertas como por exemplo à produzida num espelho linear.

Dentre as configurações toroidais, a mais popular é a utilizada em TOKAMAKs, que são máquinas toroidais bastante complexas. Existe ainda uma outra classe de

configurações toroidais, denominadas Torus Compactos, que têm como uma das principais características a sua não vinculação à geometria da máquina, ou seja, o plasma toroidal não está ligado às bobinas ou outros objetos, constituintes da máquina, justificando o nome Torus Compactos ou abreviadamente TCs.

Dentre os TCs, as Configurações de Campo Reverso ou C.C.R. que são caracterizadas por possuírem $B \gg B_\theta$ onde B é o campo magnético poloidal e B_θ é o campo magnético toroidal, são um destaque devido às suas características como:

1-) Pode ser produzida num sistema linear, mais simples e de fácil construção como o θ - *pinch* que quando operando na configuração de campo de polarização invertido em relação ao campo principal é capaz de produzir uma C.C.R.

2-) É uma configuração de alto β ($\beta \simeq 1$).

O fator β é definido como

$$\beta = \frac{8\pi \langle P \rangle}{\langle B^2 \rangle} \quad (I.1)$$

onde a média é sobre o volume total do plasma, P é a pressão cinética e $\langle B^2 \rangle / 8\pi$ é a pressão magnética. Está associada à eficiência do confinamento do plasma pelo campo magnético.

Do ponto de vista da fusão termonuclear controlada, por exemplo para a reação D-T, a potência produzida pela reação é proporcional ao quadrado da densidade de íons (n^2), e assim sendo, é importante que o fator β seja alto pois está diretamente relacionado com a densidade dos íons através da pressão cinética.

3-) Como é uma configuração livre da geometria da máquina, pode ser produzida numa região do espaço e transladada para outra mais conveniente onde poderá ser aquecida por algum processo por exemplo injeção de partículas neutras, numa câmara que irá constituir o reator propriamente dito.

Somando se a estes aspectos tão interessantes do ponto de vista científico, há o aspecto prático de que nas experiências realizadas até o momento a maioria dos grandes problemas experimentais foram superados, por exemplo a instabilidade rotacional $n=2$, que destruía as configurações nos experimentos iniciais, foi suprimida

com a aplicação de fracos campos multipolares, tornando a vida da configuração dependente apenas do tempo de confinamento do plasma (decaimento do campo principal).

Em termos de fusão termonuclear controlada, resta então elevar-se a temperatura do plasma e aumentar o fator S , que é o número de órbitas de íons entre o campo magnético nulo e a separatriz ou seja, é a razão entre o raio da separatriz e o raio de giração médio dos íons.

O fator S nos experimentos atuais são da ordem de $S \leq 2$ e para a produção de energia em reatores há a necessidade de que S seja grande ($S \approx 10$). [11]

Estes aspectos científicos direcionam os experimentos futuros em C.C.R. para configurações de grandes valores de S e de longa vida, e concomitantemente a estudos de processos para o aquecimento do plasma constituinte da C.C.R. .

Neste contexto, a máquina TC1-UNICAMP que é de pequeno porte, é uma etapa necessária para a compreensão e orientação para se atingir estes objetivos.

Do ponto de vista teórico, estes sistemas podem pelo menos em princípio ser descritos exatamente pela teoria cinética de plasmas. Entretanto, dificuldades teóricas surgem e via de regra soluções analíticas são difíceis de serem obtidas, mas soluções numéricas podem ser obtidas à partir de modelos simplificados.

Uma outra abordagem, envolvendo parâmetros macroscópicos é possível, a teoria magnetohidrodinâmica (MHD) que descreve com precisão alguns fenômenos que ocorrem num plasma confinado magneticamente e que são muito rápidos comparados à um tempo característico do plasma.

Fenômenos relacionados à forma da função de distribuição no espaço de fase não podem ser descritos por esta abordagem, por exemplo, *amortecimento de Landau*.

Do ponto de vista macroscópico o plasma pode ser descrito pelas variáveis de fluido como pressão (P), densidade de massa (ρ), velocidade local ($\vec{v}$), etc. Acopladas às equações de Maxwell resultam num sistema de equações que denominamos equações MHD.

As Equações de Fluido (CGS eletrostático) utilizadas são :
equação da continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0; \quad (I.2)$$

equação do balanço de momento (pressão escalar):

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right) = -\nabla P + \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{c}; \quad (I.3)$$

balanço de calor:

$$\frac{3}{2} \left(\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla P \right) + \frac{5}{2} P \nabla \cdot \vec{v} = \frac{\vec{J} \cdot \vec{J}}{\sigma}. \quad (I.4)$$

O membro da direita da eq.(I.4) dá a perda de calor por aquecimento Joule. Nas equações acima ρ , $\vec{v}$, $\vec{J}$, P são a densidade de massa, velocidade local do plasma, densidade de corrente total do plasma, pressão (escalar), respectivamente. E σ é a condutividade de Spitzer dada pela expressão

$$\sigma = \frac{3KT_e^{3/2}}{\sqrt{m_e} 4\pi e^2 \ln \Lambda}, \quad (I.5)$$

onde $\ln \Lambda = 12\pi n_e \lambda_D^3 \cong 10 - 20$ e

$$\lambda_D = \frac{KT_e}{4\pi e^2 n_e^{1/2}} \quad (I.6)$$

é o comprimento de Debye, onde K , n_e e T_e são a constante de Boltzmann, densidade de elétron e temperatura eletrônica.

A viscosidade torna-se importante para altas temperaturas onde $r_L \ll L$, onde L é o comprimento característico e r_L o raio de Larmor.

As equações de Maxwell são :

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \text{ lei de Gauss para o campo magnético} \quad (I.7)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}, \text{ lei de Ampère} \quad (I.8)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \text{ lei de Faraday} \quad (I.9)$$

$$\vec{J} = \sigma \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right), \text{ lei de Ohm} \quad (I.10)$$

onde o campo elétrico está expresso no referencial do fluido.

A lei de Ohm faz a correlação entre as equações de fluido e as equações de Maxwell. Quando $\sigma \rightarrow \infty$, denomina-se a este conjunto como equações MHD ideal e obtém-se:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla\right) \gamma \rho^{-5/3} = 0 \quad (\text{I.11})$$

$$\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} = 0 \quad (\text{I.12})$$

onde, respectivamente, são a conservação de energia numa transformação adiabática e lei de Ohm ideal, e as outras equações permanecem inalteradas.

Do ponto de vista teórico o estudo do confinamento magnético de um plasma pode ser dividido em três etapas de análise:

1) Equilíbrio: indica como o plasma pode ser confinado com campos magnéticos. Obtém-se infinitos estados possíveis de equilíbrio mas a teoria não determina qual destes estados será obtido experimentalmente.

2) Estabilidade: determina se um possível estado de equilíbrio é estável à uma pequena perturbação. Permite ainda a verificação de como será o movimento do plasma instável. Em geral são encontrados vários estados de equilíbrio estável.

3) Teoria de transporte: quando temos vários estados de equilíbrio estável é interessante o conhecimento da duração deste estado quando temos em consideração processos de difusão.

O fenômeno da difusão e decaimento de variáveis macroscópicas que descrevem o plasma servem para estimar a duração de um estado de equilíbrio sem a presença de instabilidades e são tratados pela teoria de transporte.

O estudo do equilíbrio e estabilidade de um sistema pode ser feito através das equações MHD ideais quando o comprimento de onda típico das instabilidades macroscópicas são da ordem do comprimento típico do plasma e se desenvolvem em tempos muito curtos.

A teoria de transporte pode ser tratada com as equações MHD com uma con-

ductividade escalar e pressão escalar.

A teoria MHD não pode ser aplicada à algumas situações, porém é ainda a única que permite o tratamento analítico de plasmas produzidos em laboratório e astrofísicos levando-se em conta vários aspectos geométricos dos mesmos.

Alguns aspectos teóricos como considerações sobre o equilíbrio e a caracterização de uma configuração de campo reverso (C.C.R.) podem ser vistos no apêndice A-I.

Este trabalho está dividido em seis capítulos sendo que no Cap. I fazemos uma introdução teórica sobre a física de plasmas voltada à C.C.R. No Cap. II é feito um levantamento dos modelos teóricos existentes e as leis de escalas deduzidas a partir de dados experimentais resultando em fórmulas semi-empíricas que servem para analisar o comportamento das C.C.R. em diversos aspectos nas diferentes fases, desde a formação até o equilíbrio. Os dados experimentais obtidos neste experimento (TC1-UNICAMP) são testados através destes modelos.

No Cap. III descreve-se o experimento TC1-UNICAMP explicitando detalhes importantes tanto no aspecto construtivo como no da operação da máquina.

No Cap. IV são apresentados em detalhes todos os diagnósticos utilizados na caracterização da C.C.R. formada no TC1.

O Cap. V é destinado à apresentação dos resultados experimentais e suas análises embasadas nos modelos apresentados anteriormente. Os diferentes métodos de diagnósticos são comparados no sentido da confirmação de um dado quando possível.

Finalmente no Cap. VI são apresentadas a conclusão e sugestões para trabalhos futuros no sistema TC1-UNICAMP.

Capítulo II

MODELOS TEÓRICOS E SEMIEMPÍRICOS DA C.C.R.

II.1 Formação

A formação de uma configuração de campo reverso (C.C.R.) pode ser estudada como ilustrada na fig.(II.1) onde os diferentes estágios durante a formação da configuração reversa pode ser vista .

A sequência na fig.(II.1) mostra em primeiro lugar o tubo de descarga preenchido por um gás (hidrogênio) fracamente ionizado, com um campo de polarização difuso no mesmo.

O plasma inicial é então levado à um grau de ionização maior mantendo o campo de polarização “congelado” no interior do mesmo. Uma rápida reversão na corrente do solenóide induz a implosão radial da mistura plasma mais campo de polarização.

Nas extremidades da coluna do plasma ocorre uma difusão do campo magnético externo através do plasma e ocorre a reconexão das linhas dos campos externos e internos de sentidos contrários com a formação de uma configuração de campo fechada.

Devida à tensão magnética nas extremidades, normalmente ocorre uma contração axial da configuração até que o equilíbrio seja alcançado.

A fig.(II.2) mostra uma sequência temporal do disparo do banco de capacitores

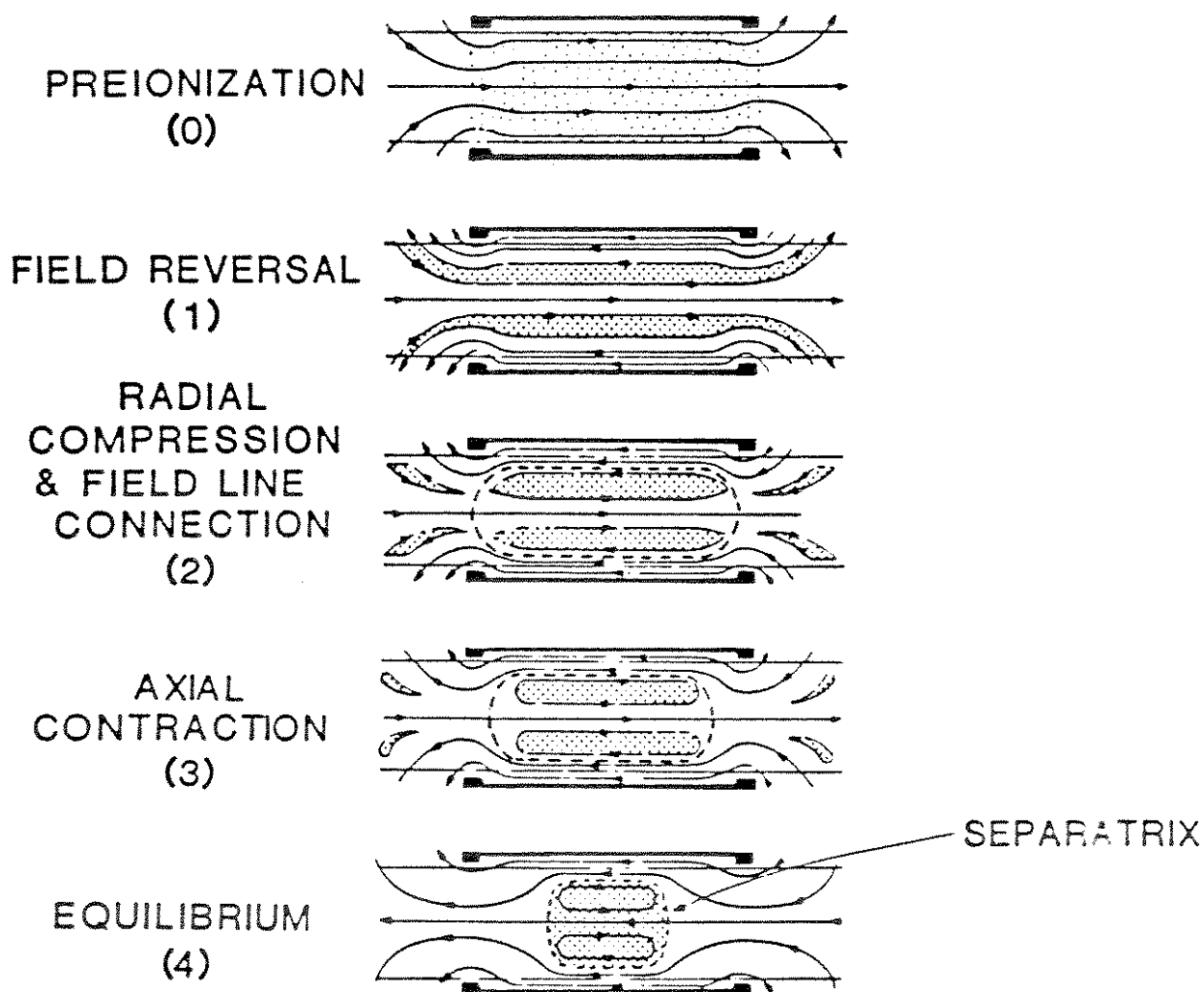


Figura II.1: Diferentes estágios durante a formação de uma configuração de campo reverso (C.C.R.) [14].

do TC1-UNICAMP onde podemos verificar a mesma sequência temporal descrita na fig.(II.1).

II.2 Pré-ionização

A pré-ionização no TC1-UNICAMP é efetuada por uma descarga azimutal de um banco de capacitores rápido e de alta tensão ($2\mu s$ tempo de subida, $3,6\mu F$ e $30kV$), ver a tabela (III.1). Devido à estas características, este banco permite induzir um campo elétrico bastante elevado no interior do tubo de descarga através de uma variação rápida no campo magnético gerado pela bobina de espira única acarretando uma forte aceleração das partículas carregadas na direção deste campo, fig.(II.3). A presença do campo magnético axial, perpendicular ao campo elétrico azimutal, faz com que as partículas carregadas sofram efetivamente uma aceleração radial em direção ao centro do tubo de descarga, devido ao arrasto $\vec{E} \times \vec{B}$.

As colisões entre elétrons e átomos neutros principalmente aumentam o grau de ionização do plasma até que se atinge uma situação onde a condutividade é suficientemente alta para que surjam correntes diamagnéticas na superfície da coluna de plasma capazes de não permitirem a difusão do campo magnético crescente.

A partir do momento em que a pressão magnética externa se iguala à pressão total interna (cinética + magnética) começa o que se denomina de implosão radial. Uma camada cilíndrica de plasma *snow plow* é formada e comprime o plasma na região interior pois o campo externo continua aumentando, [3]. Um equilíbrio é atingido quando se atinge o raio mínimo e a coluna de plasma sofre uma oscilação radial.

Considerando que haja uma termalização entre os íons e os elétrons, obtém-se um plasma altamente ionizado de alta temperatura e densidade iônica muito elevada. A fig.(II.2) mostra um campo de polarização devidamente escolhido, ou seja, uma temporização para o disparo do sistema de pré-ionização de maneira tal que o campo total se anula pelo menos uma vez para a uniformização do plasma inicial.

Tek



Cursors

DefWfm

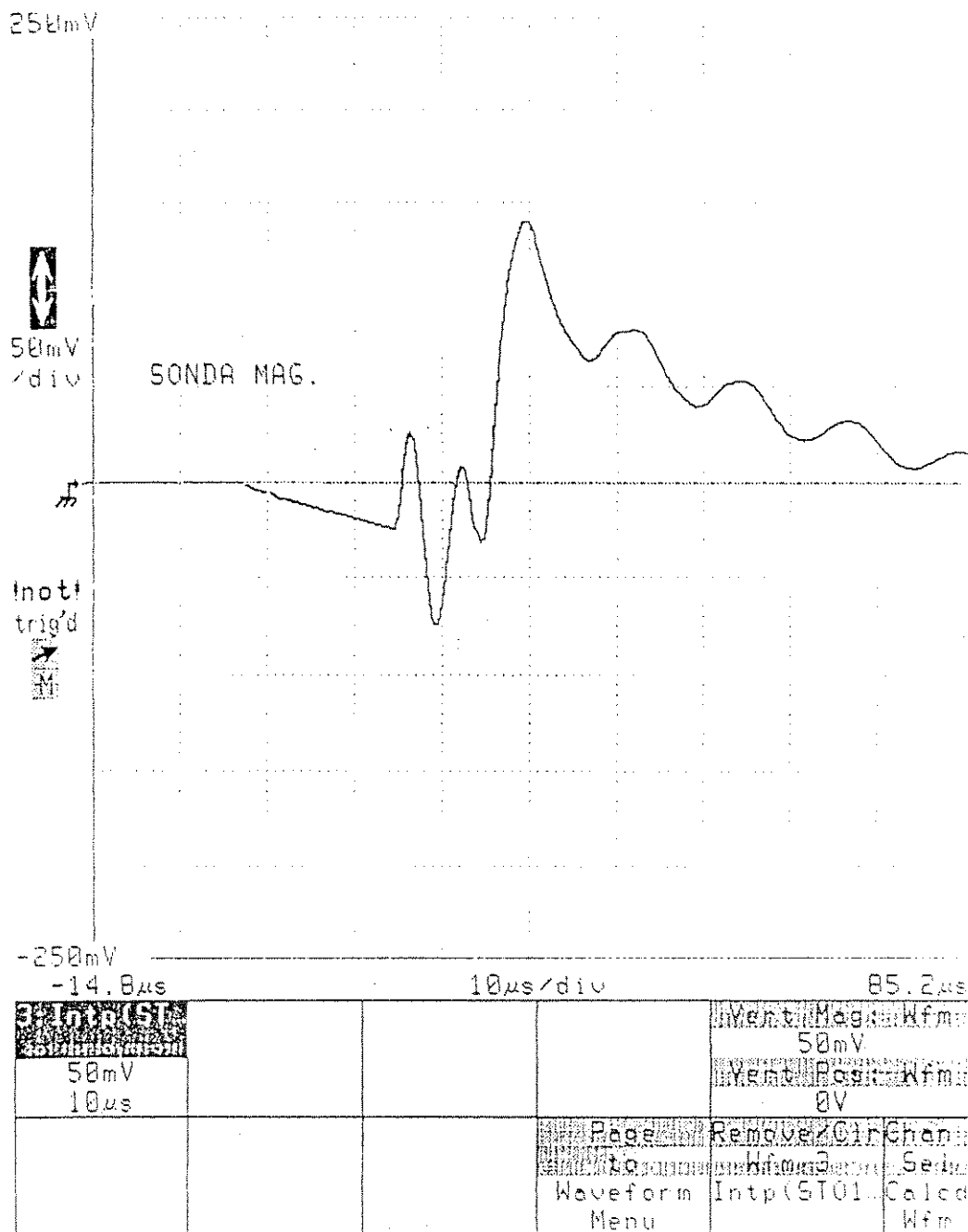


Figura II.2: Descarga Típica do TC1-UNICAMP. Esta temporização é mantida durante todo trabalho.

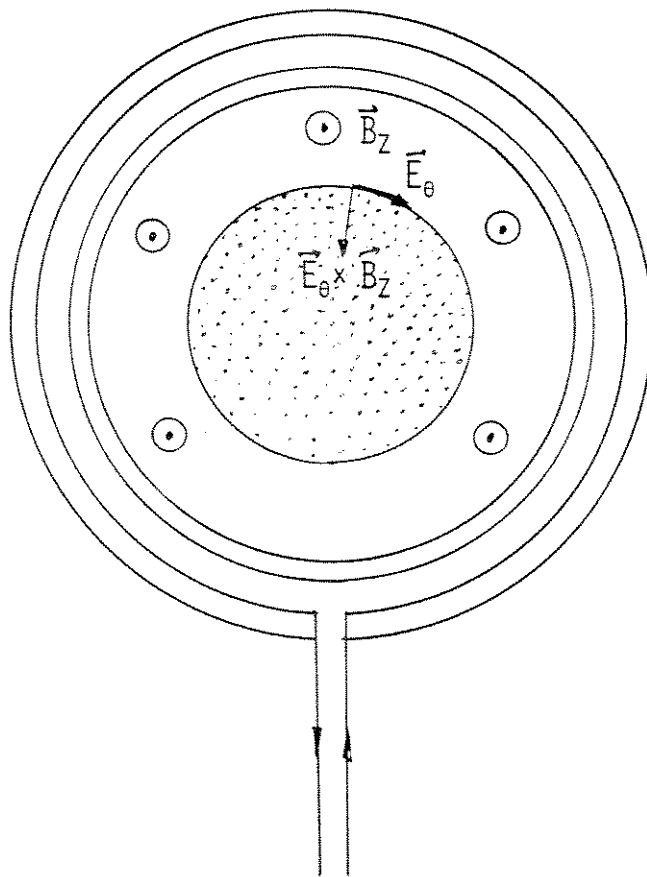


Figura II.3: Partículas carregadas aceleradas radialmente devido a força $\vec{E}_\theta \times \vec{B}_z$ num Theta-Pinch.

II.3 Reconexão das Linhas de Campo Magnético

O TC1-UNICAMP possui espelhos passivos nas extremidades do solenóide principal possibilitando uma razão de espelho de 1,1. Estes espelhos passivos têm a função de favorecer a conexão das linhas de campo magnético nestas regiões. São solenóides de menor diâmetro que o solenóide principal, criando localmente (extremidades) campos mais intensos. Tanto o solenóide principal quanto os espelhos são alimentados pelos mesmos bancos de capacitores, concomitantemente.

Neste tipo de máquina, a C.C.R. é formada por ruptura da coluna de plasma (*tearing*) nas extremidades, junto aos espelhos, devida à difusão do campo magnético nestes locais. A difusão do campo magnético ocorre devida à alta resistividade na região do espelho.

O processo de conexão ou reconexão das linhas pode ser melhor visualizado observando-se os resultados de uma simulação MHD bidimensional [4] fig.(II.4), onde se pode observar uma sequência temporal do evento. O modelo simula uma situação semelhante ao do TC1-UNICAMP com espelhos passivos. A fig.(II.4) mostra que em $t = 3\mu s$ a conexão é praticamente completa.

Neste esquema de formação da C.C.R. (com espelho passivo). não temos controle sobre o instante da reconexão pois, a mesma ocorre espontaneamente após iniciada a sequência de disparo da máquina, uma vez fixadas as condições de pressão de operação e campo magnético. Entretanto, estabelecida as condições gerais do sistema (pressão, temporização dos disparos, tensão nos bancos de capacitores) obtém-se uma reprodutividade razoável na configuração final do plasma.

Um controle no instante da reconexão pode ser obtido usando-se espelhos ativos ou seja, espelhos alimentados por um banco de capacitores rápidos através de um circuito independente dos demais bancos de capacitores. [O TC1-UNICAMP não dispõe de espelhos ativos.]

O papel da resistividade no processo de conexão das linhas de campo é fundamental e este fato foi demonstrado injetando-se impurezas na região junto à um dos

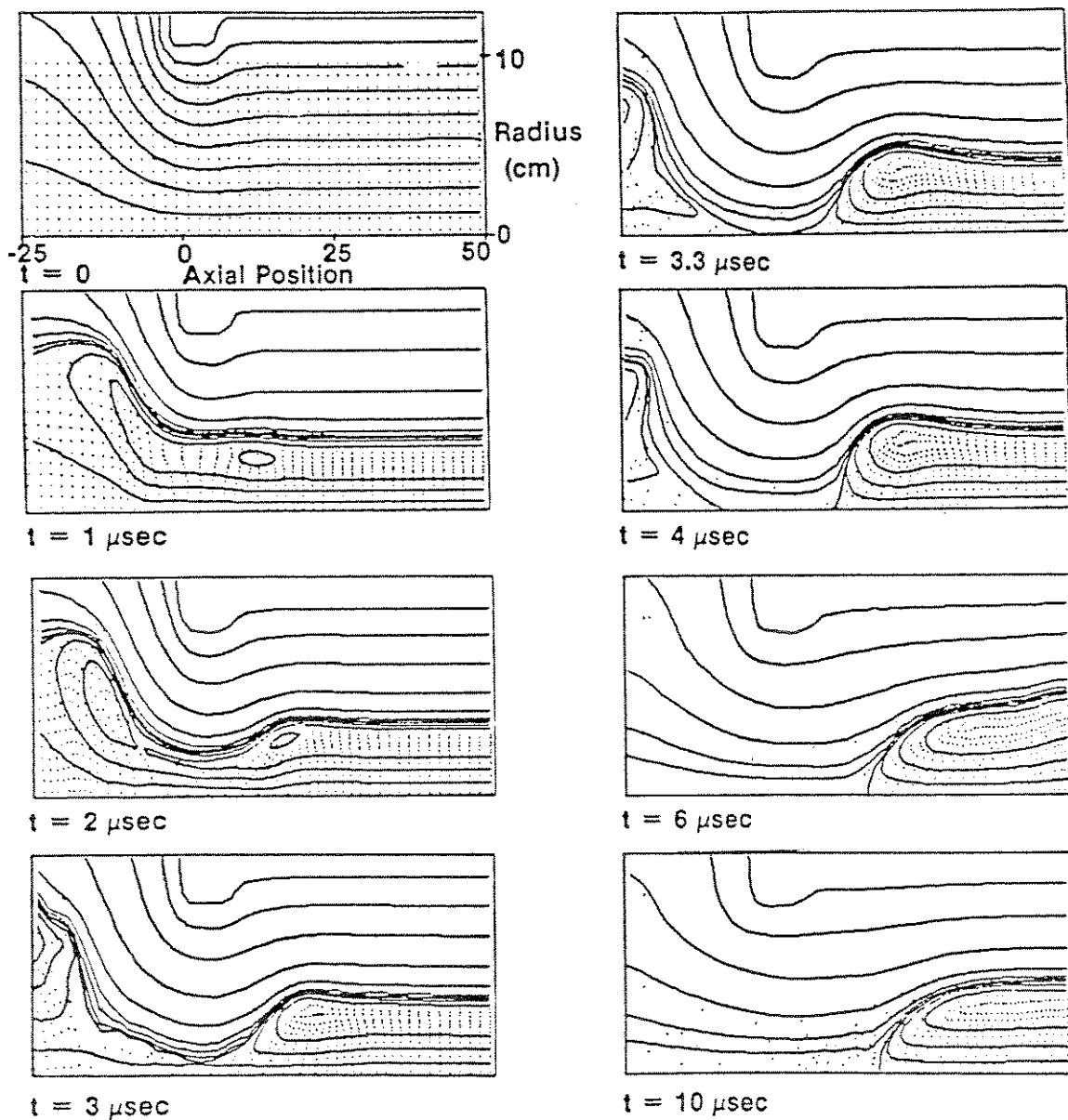


Figura II.4: Resultado de uma simulação MHD bidimensional mostrando a reconexão das linhas de campo magnético na região do espelho [4]. Em $t = 3,0 \mu\text{s}$ a reconexão está completa.

espelhos, resultando numa conexão assimétrica das linhas [5], outras experiências mostram que a resistividade anômala é importante [6] durante o processo de conexão rápida.

No início, o processo de conexão é lento crescendo rapidamente, a resistividade no ponto X podendo exceder uma ordem de grandeza a resistividade clássica.

As simulações bidimensionais [7,8] têm mostrado aspectos gerais da conexão das linhas de campo magnético com uma boa concordância com os dados experimentais. Um resultado muito importante destas simulações é que o processo de conexão após a formação do ponto x depende fortemente da dinâmica do movimento do plasma na região próxima deste ponto e fracamente da magnitude da resistividade anômala, pois no ponto X temos uma perda contínua de plasma que resulta num grande gradiente dos campos ao longo da separatriz que aumenta a difusão, ao passo que um aumento da resistividade leva à uma suavização do gradiente do campo.

II.4 Aquecimento Devido a Implosão e Compressão Radiais

O aquecimento durante a implosão radial (após o disparo do banco principal de capacitores) é bem conhecido e sua abordagem pode ser feita baseada no modelo *snow plow* ou *bounce*.

O modelo *bounce* [9] sem campo de polarização fornece uma temperatura total devido ao “choque” $T_s = (2E_0/5K)(m_i/\mu_0 n_0)^{1/2}$ onde n_0 é a densidade do plasma inicial (pré-ionização), $B_s = 1,43B_*$ e o campo B_* é o campo introduzido por Green e Newton [10] definido por $B_* = 1,88[E_\theta(kV/cm)]^{1/2}[A_i P_0(mTorr)]^{1/4}$ onde A_i é o número de massa atômica, E_θ é o campo elétrico no solenóide e P_0 é a pressão inicial.

A temperatura final devido ao choque e compressão adiabática é obtida por:

$$T_I = T_e + T_i \rightarrow T_I = T_s \left(\frac{B_c}{B_s} \right)^{4/5} = 0,30 \frac{B_c^{4/5} B_*^{6/5}}{\mu_0 n_0 K}$$

$$T_I(eV) = 470 \frac{E_\theta^{3/5}(kV/cm) B_c^{4/5}(kG) A_i^{0,3}}{P_0^{0,7}(mTorr)}$$

onde B_c é o campo no instante do *crowbar* e as outras grandezas estão definidas no parágrafo anterior. [11]

A temperatura na C.C.R. é menor que T_I pois temos campo reverso, e para um plasma magnetizado a T_s é menor por um fator $\sqrt{3}/2$ e a compressão radial é atenuada por um fator $[1 + 1,7(B_{l0}/B_*)^{1,5}]^{-1}$ devido ao campo magnético interno. O B_{l0} é o campo magnético no instante em que o plasma começa a implodir, ou seja no *lift-off*.

II.5 Aquecimento Axial e Resistivo

O aquecimento axial devido à contração axial da configuração e o aquecimento resistivo devido ao aniquilamento do campo magnético na reversão, estão diretamente relacionados pois dependem do campo de polarização efetivo após a conexão das linhas, e a soma destas duas parcelas deve portanto permanecer aproximadamente constante.

O aquecimento devido ao choque axial pode ser obtido de um modelo de fluido de autoria de Bodin [12] e generalizado por Steinhauer[13].

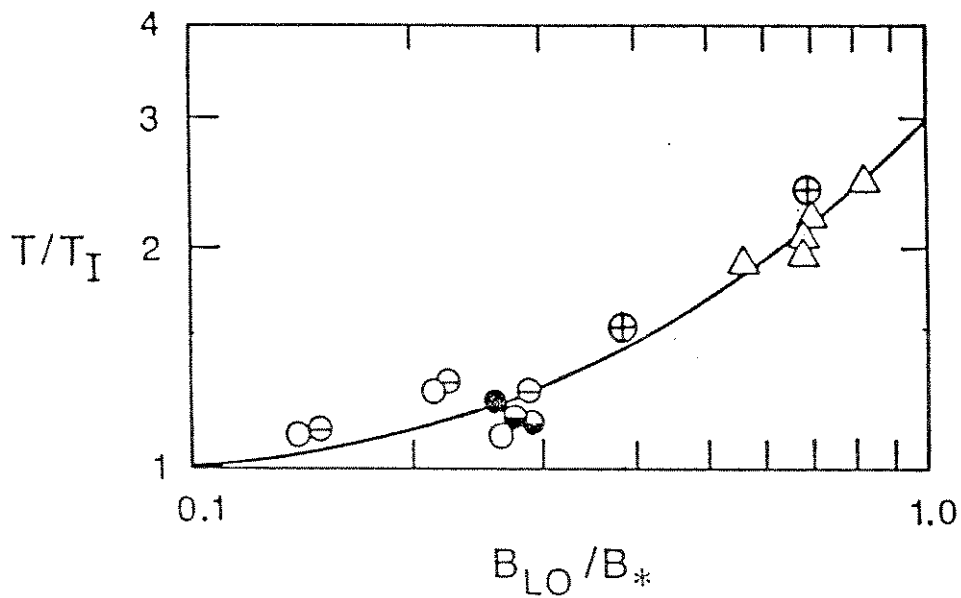
A combinação dos aquecimentos devidos ao choque axial e resistivo pode ser calculado a partir da conservação de energia para a configuração de equilíbrio final, após a implosão. O acréscimo da temperatura é dada por:

$$\Delta T = 4 \frac{B_{l0}^{6/5} B_c^{4/5} f_P}{5\mu_0 n_0 K}$$

onde f_P é um fator que depende da dissipação do fluxo [14] e varia entre 0,9 e 1,1.

Para $f_P = 1$ e $B_{l0}/B_* \geq 0,1$ e considerando ainda o aquecimento radial, temos a temperatura final de equilíbrio,

$$T = T_I \left[\frac{\sqrt{3}}{1 + 1,7(B_{l0}/B_*)^{1,5}} \right] + 2,7(B_{l0}/B_*)^{1,2}$$



LEGENDA DAS MÁQUINAS

Experimento	-	B_e nominal	-	B_e reduzido
FRX-C/LSM	-	○	-	⊖
TRX-2	-	△	-	
FRX-C	-	●	-	⊙
TCl-UNICAMP	-	⊕	-	

Figura II.5: A linha contínua representa os valores de T/T_I de acordo com o modelo desenvolvido por Steinhauer [13] e os pontos são experimentais.

P (mtorr)	B ₁₀ (kG)	B _* (kG)	E _* (kV/cm)	G ₁₀	t _r (μs)	t _A (μs)
7,5	0,35	0,51	0,03	0,69	0,9	1,9
10,0	0,57	0,82	0,06	0,70	0,7	1,4
12,5	0,32	0,84	0,06	0,38	0,4	2,8

$G_{10} = B_{10} / B_*$ - t_r=tempo para reconexão - t_A=tempo de trânsito Alfven

P (mtorr)	T _I (eV)	T/T _I	T (eV)
7,5	36,6	2,2	80,0
10,0	48,4	2,2	107,0
12,5	40,0	1,6	62,0

T_I = Temperatura (aquecimento devido à implosão radial)
(T_e+T_i)

T = Temperatura média total
(aquecimento devido à implosão radial, contração axial e aquecimento resistivo)

Tabela II.1: Valores experimentais .

$$T = \frac{\sqrt{3}}{2} T_I \{ [1 + 1,7(B_{I0}/B_*)^{1,5}]^{-1} + 3,1(B_{I0}/B_*)^{1,2} \}$$

A validade desta expressão é justificada na fig.(II.5) onde T/T_I é traçada em função de B_{I0}/B_* e sobre a curva são colocadas os valores experimentais da tabela (II.1). A concordância entre os valores téóricos e experimentais é muito boa.

II.6 Evolução do Fluxo do Campo Magnético

A medida do fluxo magnético é uma técnica relativamente fácil de ser executada experimentalmente num sistema pulsado como o TCI-UNICAMP.

Em configurações como a C.C.R., o conhecimento do fluxo poloidal ϕ contido na configuração é fundamental para o estudo, tanto da formação como também da evolução temporal da mesma.

A fig.(II.6) ilustra o comportamento do fluxo ϕ durante a formação até o equilíbrio de uma C.C.R. típica. A linha tracejada mostra a evolução de ϕ com o tempo. No instante $t = 0$ temos o valor ϕ_0 , é o instante do disparo do banco principal de capacitores e ϕ decresce até um valor ϕ_e de equilíbrio. Vemos ainda o comportamento temporal do campo externo B_e e do diamagnetismo $\Delta\phi$.

Experimentalmente estas grandezas ϕ , $\Delta\phi$ e B_e são medidas por meio de um arranjo de sondas magnéticas que é denominado **Sonda de Fluxo Excluído** que será descrito na seção de diagnósticos utilizados no TCI-UNICAMP.

A fig.(II.6) representa o comportamento do sinal de uma sonda de fluxo excluído localizada no centro axial do solenóide principal do θ -pinch. O diamagnetismo é definido como

$$\Delta\phi = \pi r_l^2 B_e - \int_0^{r_l} B_z 2\pi r dr \quad (II.1)$$

onde r_l é o raio da sonda magnética que mede o fluxo total (perpendicular ao loop). Sendo $r_c < r_l < r_t$ onde r_c é o raio do solenóide e r_t raio do tubo de pirex.

O conhecimento do diamagnetismo $\Delta\phi$ é fundamental para o estudo da fase de formação de uma C.C.R. como será discutido a seguir.

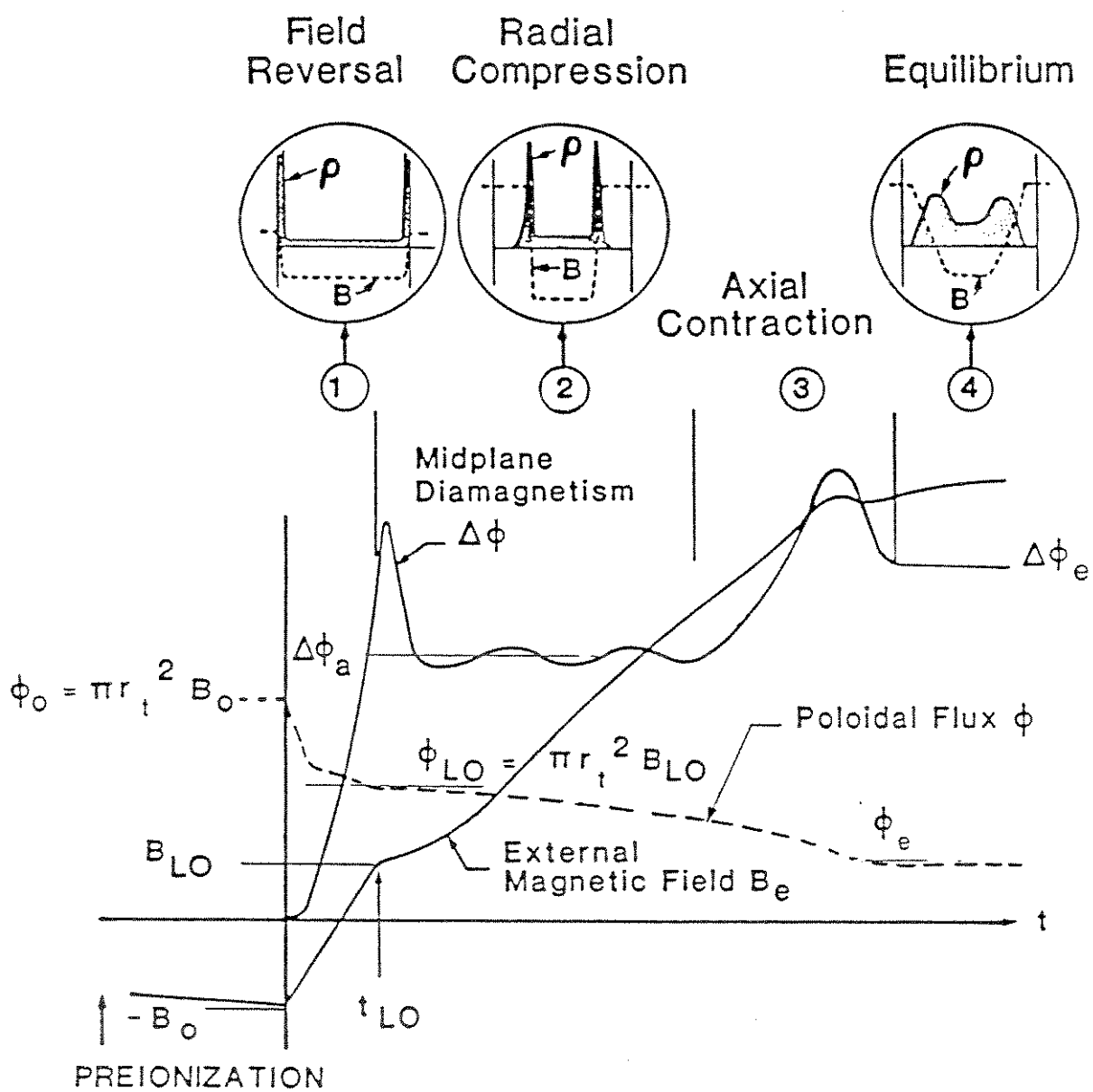


Figura II.6: Evolução do fluxo ϕ , do diamagnetismo $\Delta\phi$ e do campo externo B_e desde a formação até o equilíbrio de uma C.C.R. típica [14].

É razoável aproximar-se o plasma da C.C.R. como um anel delgado de raio r_P que separa duas regiões de campo B_i (interno) e B_e (externo) onde consideramos B_i negativo, portanto $\phi = -\pi r_P^2 B_i$ é positivo.

Adotado este modelo a eq.(II.1) se torna $\Delta\phi = \pi r_P^2 (B_e - B_i)$. No instante inicial $t = 0$, $B_e = B_i = -B_0$ e $\Delta\phi = 0$.

Quando o campo B_e se anula (cruza o zero) $\Delta\phi = \phi_{ZC}$. No momento que se inicia a implosão (lift-off) t_{lo} raio $r_P = r_t$, $B_e = -B_i = B_{lo}$ e $\Delta\phi = 2\phi_{lo}$ posteriormente $\Delta\phi$ atinge um máximo (campo externo crescente) $\Delta\phi = \pi r_P^2 B_e + \phi$, onde $\phi = cte$ e decai a partir do instante que a diminuição da área πr_P^2 supera o aumento do campo.

Terminada a implosão tem-se o início da compressão radial do plasma onde ocorrem oscilações radiais. Durante a oscilação radial $\Delta\phi$ oscila em torno de um valor de equilíbrio $\Delta\phi_a$, fig.(II.6).

Inicia-se então a compressão axial e a expansão radial até que se atinge o equilíbrio final $\Delta\phi = \Delta\phi_e$.

Alguns valores importantes podem ser apontados nas curvas da fig.(II.6) correspondentes a instantes notáveis como:

1.- O campo inicial B_0 para $t = 0$. Nem sempre o campo B_0 é o campo de polarização. No TC1-UNICAMP o campo B_0 é a combinação do campo de polarização com o campo de pré-ionização como pode ser visto nos dados experimentais.

2.- O outro instante importante que pode ser nitidamente identificado no sinal da sonda magnética é o instante de lift-off onde a implosão do plasma se inicia (t_{lo}). O campo e o fluxo correspondente à este instante são denominados B_{lo} e ϕ_{lo} respectivamente e $B_{lo} = \phi_{lo} / \pi r_t^2$ onde r_t é o raio do tubo de pirex. Durante a implosão radial podemos também estimar B_{lo} supondo a conservação de energia e do fluxo durante esta fase, $B_{lo} \approx \Delta\phi_a / 2\pi r_t^2$.

II.7 Perda de Fluxo do Campo Magnético

Devido ao princípio utilizado para a formação da C.C.R., uma configuração idealmente obtida deveria conservar o fluxo do campo magnético de polarização efetiva após a conexão entre as linhas deste campo com as do campo principal. Porém verifica-se uma perda bastante grande de fluxo durante a formação completa da C.C.R. Alguns mecanismos para esta perda foram apontados [10-15] e explicam satisfatoriamente o fato.

II.7.1 Perda de fluxo durante a reversão do campo magnético

O modelo que melhor explica a perda de fluxo durante esta fase da formação da C.C.R. foi proposto por Green-Newton [10] e posteriormente melhorada por Steinhauer[15]. Para o estabelecimento deste modelo foram utilizados os dados de um θ -pinch de Culham [16].

Foi medido o diamagnetismo do plasma S (notação de Green-Newton) definido por

$$S = BA_P - \varphi \quad (\text{II.2})$$

onde B é o campo externo, A_P área do plasma e φ é o fluxo aprisionado no interior do plasma.

A figura (II.7) mostra o diamagnetismo para uma pressão de $20mTorr$ de deutério com diferentes campos de polarização registrados em um osciloscópio. Quando o campo de polarização é nulo o sinal de diamagnetismo cresce linearmente a partir de $0,01\mu s$ e começa a mudar de curvatura até atingir um máximo em $0,12\mu s$ e depois cai.

A fase linear do diamagnetismo para $B_0 = 0$ pode ser interpretada como sendo o crescimento linear do campo externo sem que o plasma perca o contacto com a parede (antes do início da implosão).

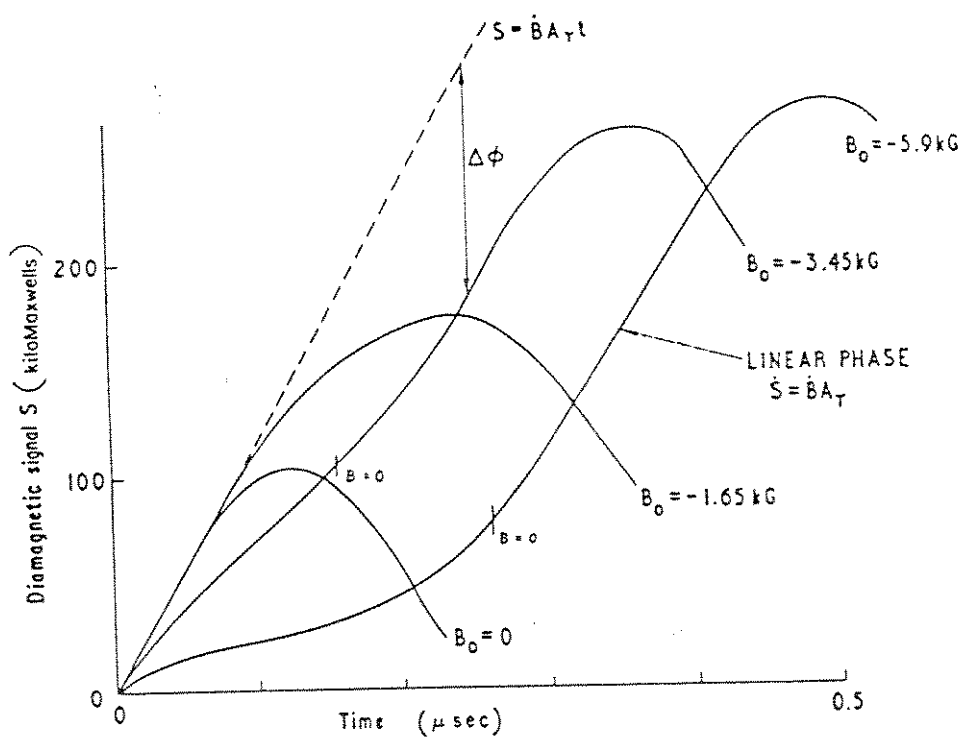


Figura II.7: Sinal do diamagnetismo para diferentes campos de polarização (Theta-Pinch de Culhan [10,16])

Como a condutividade neste instante é alta, não ocorre difusão do campo externo e φ permanece nulo. Portanto $S = A_t \dot{B}t$ onde A_t é a área de secção transversal interna do tubo e $\dot{B}$ é a derivada temporal no início do campo magnético.

O campo externo continua a crescer e atinge uma intensidade tal que a sua pressão magnética supera a pressão interna e começa a fase de implosão. O decrescimento da área da secção transversal causa um decrescimento do diamagnetismo à partir do instante em que $\dot{B} \leq \dot{A}_P$ onde A_P é área de secção transversal do plasma o que resulta no decrescimento do sinal do diamagnetismo após $0,12\mu s$. No caso em que a polarização é antiparalela a eq.(II.2) continua válida, no entanto, φ é uma quantidade negativa.

A análise anterior continua válida se $\varphi = cte$. O que muda é a pressão interna que fica maior e a fase linear deve se estender por mais tempo e obviamente quanto maior o campo de polarização o diamagnetismo deve atingir valores maiores.

Experimentalmente foi verificado que esta descrição é válida até $2kG$. Para valores mais elevados do campo de polarização a parte linear sofre um atraso e no instante inicial podemos supor uma perda de fluxo por analogia como indicado na fig.(II.8)

A quantidade de fluxo perdida pode ser estimada à partir da diferença entre o sinal do diamagnetismo e a reta suporte da parte linear sem polarização fig.(II.9).

$$S = BA_P = S_0 \quad (II.3)$$

Fisicamente, o mecanismo para esta perda inicial pode ser uma expansão radial do plasma quando o campo externo se anula, pois o campo de polarização é negativo.

Antes do campo externo se anular, o plasma estava “preso” às linhas do campo de polarização pois a sua condutividade era elevada.

No instante em que o campo principal é disparado, o campo na região entre o plasma e o solenóide cai a zero e reverte o sinal, porém, o campo “congelado” no plasma não pode mudar de sentido tão rapidamente devido à alta condutividade do plasma. Consequentemente, a pressão interna ao plasma (pressão do plasma mais

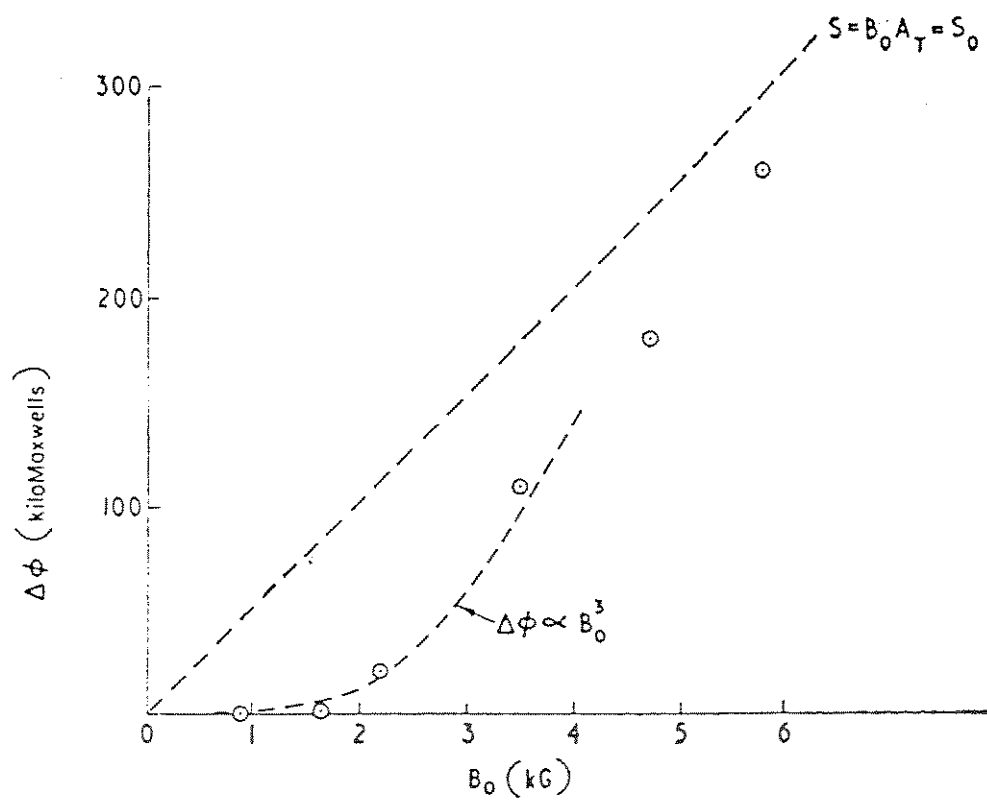


Figura II.8: Perda de fluxo em função do campo de polarização (Theta-Pinch de Culham [10,16]).

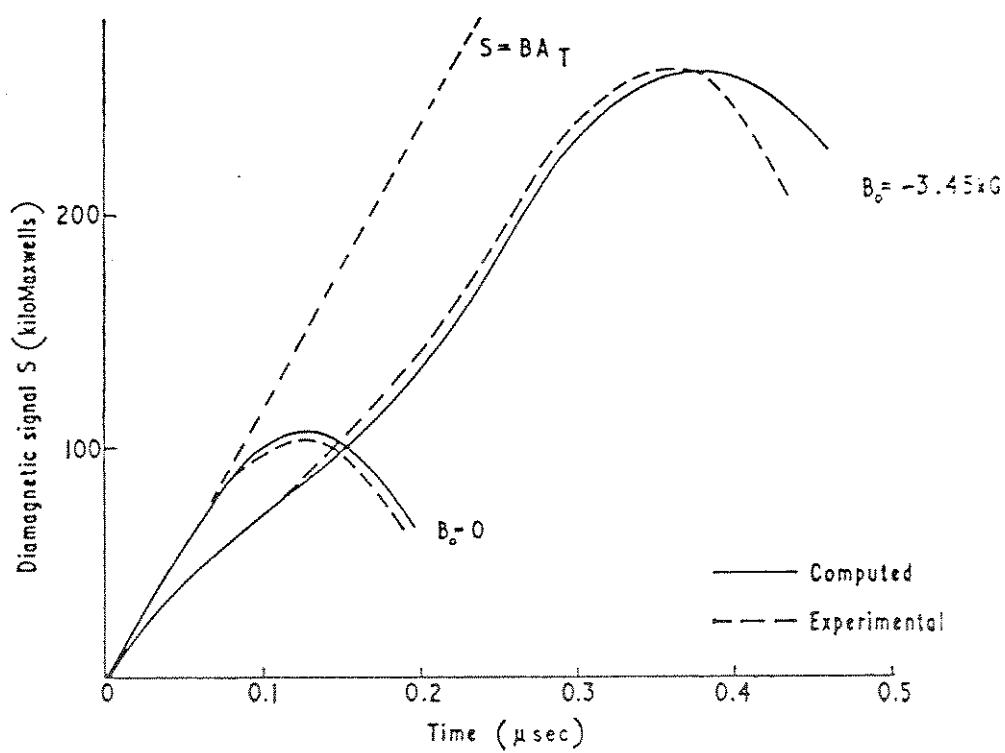


Figura II.9: Sinais do diamagnetismo experimental e teórico [10.16.17]

a do campo) é maior do que a pressão externa, o que provoca uma expansão do conjunto plasma-campo em direção à parede do tubo. Em contacto com a parede as partículas são neutralizadas e absorvidas e o campo se difunde, perdendo-se. A taxa de perda de fluxo deve depender então da maneira como ocorre esta expansão.

Baseando-se neste modelo, o diamagnetismo S foi calculado por Hain e Roberts[17]. O código leva em conta gases parcialmente ionizados. Green e Newton adaptaram as condições de contorno para permitir a absorção das partículas na parede sob colisões e incluíram também a perda de fluxo.

A fig.(II.9) mostra os resultados da simulação para uma pressão de $20mTorr$ e um grau de ionização de 40% com uma polarização nula e também para uma polarização de $3,45kG$ antiparalela.

A fig.(II.10) mostra o perfil radial do campo magnético para diferentes instantes durante a reversão do campo para caso típico.

A perturbação no campo magnético se propaga para dentro do plasma como uma onda de rarefação alcançando o centro em $0,145\mu s$. A onda de rarefação é devido à rápida perda de partículas durante a reversão do campo. A velocidade média obtida na simulação foi de $28cm/\mu s$ e é comparável à velocidade de Alfvén $[b_0/(4\pi\rho_0)^{1/2}]$ de $24cm/\mu s$. O fluxo perdido depende da distância percorrida pela onda de rarefação durante o tempo de reversão. Portanto para que a distância percorrida pela onda de rarefação seja pequena, a velocidade de Alfvén e o tempo de reversão devem ser pequenos.

Para este caso a perda de fluxo pode ser estimada usando um modelo unidimensional [10]

$$\Delta\varphi \approx 2\pi \frac{RB_0^3}{\dot{B}\sqrt{4\pi\rho_0}} \quad (II.4)$$

onde R é o raio do tubo.

Podemos agora estabelecer um limite no campo magnético baseado no modelo: O campo deve ser tal que a distância percorrida pela onda durante o tempo de

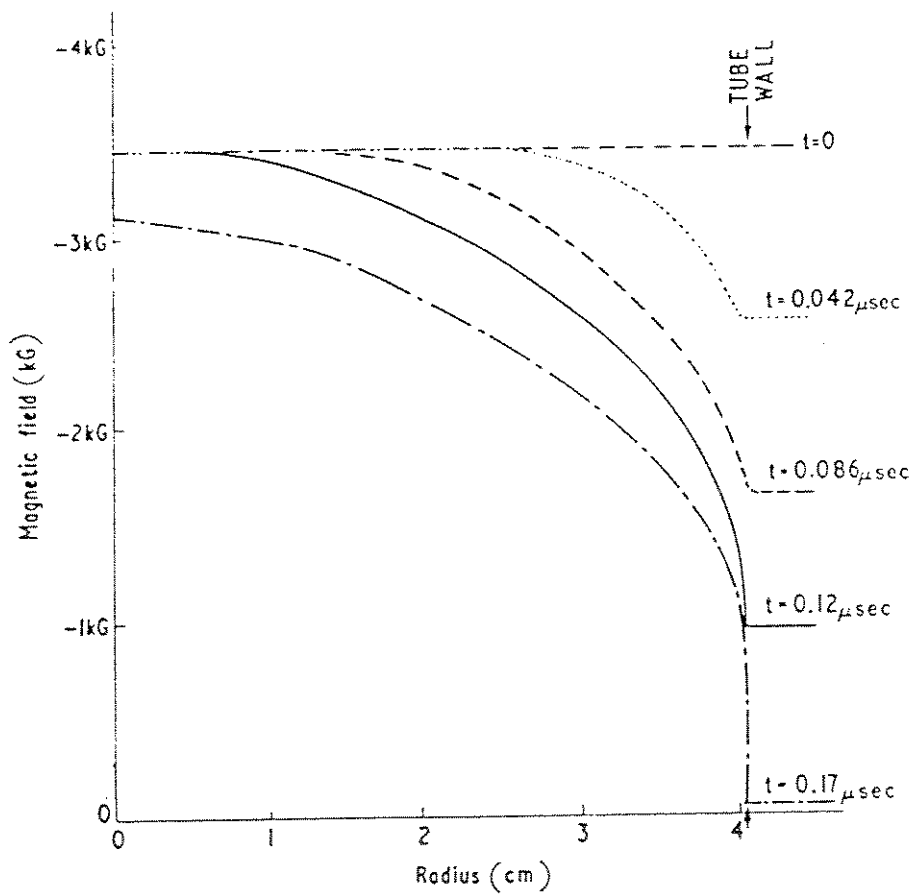


Figura II.10: Dependência temporal do perfil radial do campo magnético calculado para $p_0 = 20 \text{ mtorr}$, $B_0 = -3,45 \text{ kG}$ [10].

reversão seja igual ao raio do tubo.

$$R = \frac{B_0^2}{\dot{B}\sqrt{4\pi\rho_0}} = V_A \frac{B_0}{\dot{B}} \quad (\text{II.5})$$

A fig.(II.10) mostra que o valor de B_0 para o caso é $B_0 \approx 3,0kG$. A relação (II.5) pode ser colocada de outra forma,

$$B_0^2 = R\dot{B}\sqrt{4\pi\rho_0} = 5,0 \times 10^3 E(\alpha P)^{1/2} \quad (\text{II.6})$$

onde E é o campo elétrico na parede do tubo em V/cm , α é o grau de ionização do plasma e P é a pressão inicial em $mTorr$. Os campos B e E assim definidos são os campos de Green-Newton já mencionados B_* e E_* .

A condição (II.5) pode ser colocada em função do tempo como:

$$\frac{B_0}{\dot{B}} = \frac{R}{V_A} \text{ e } \frac{B_0}{\dot{B}} \leq \tau_A \quad (\text{II.7})$$

portanto $\tau_r \leq \tau_A$, onde V_A é a velocidade de transito radial de Alfvén para o gás da pré-ionização e τ_r é o tempo de reversão e τ_A tempo de trânsito de Alfvén para o gás pré-ionizado.

A reversão do campo ocorre num instante dentro do intervalo de tempo em que B_e (externo) varia de $-B_0$ (polarização) até B_{lo} (lift-off) instante em que começa a implosão.

A relação $\tau_r \leq \tau_A$ pode ser reescrita como $B_0 \leq B_*$ e a perda de fluxo pode ser aproximada para

$$\frac{B_{lo}}{B_*} = 1 - \left(\frac{B_0}{B_*}\right)^2 \quad (\text{II.8})$$

Esta equação descreve muito bem a perda de fluxo até $B_0/B_* \leq 0,5$ e quando $B_0/B_* \geq 0,5$ a expressão (II.8) superestima a perda de fluxo.

A diminuição da perda de fluxo é atribuída à formação de uma fina camada de plasma altamente condutora na superfície interna do tubo (sheath) que inibe a perda de fluxo que era inercial (expansão) para um processo resistivo.

Um modelo levando em conta a difusão de partículas neutras em relação aos íons foi simulado num modelo unidimensional e apresentou um resultado muito importante sobre a eficiência no aprisionamento de fluxo, isto é, que a eficiência B_{lo}/B_0 não depende do tamanho da máquina para uma dada voltagem em torno do tubo de descarga [18] e uma expressão semi-empírica é apresentada:

$$\frac{B_{lo}}{B_0} = \exp \left[-0,74 \frac{B_0}{B_*} \left(\frac{N_*}{N_0} \right)^{1/4} \right] \quad (\text{II.9})$$

onde $N = \pi r_t^2 n_0$ é a densidade linear crítica [19]

Da equação $B_{lo}/B_* \leq 0,5(N_0/N_*)^{1/4}$, Steinhauer mostrou ainda que a perda de fluxo durante a reversão depende também de eficiência do circuito externo [20] pois pode haver um influxo de impureza para o plasma com o aquecimento do tubo de descarga e obteve um novo limite superior para a eficiência $B_{lo}/B_* \leq 0,4(N_0/N_*)^{1/4}$.

II.7.2 Perda de fluxo durante a implosão radial e contração axial

Durante a implosão radial, devido à configuração dos campos, com fortes gradientes de pressão, ocorre a predominância da resistividade anômala. Este é um fato bem conhecido dos estudos em θ -pinch sem campo de polarização. Um modelo híbrido unidimensional que inclui a resistividade anômala de Chodura simula com sucesso a fase de implosão de um θ -pinch [21]. Este modelo é utilizado também para explicar a perda de fluxo durante a implosão em C.C.R. [22].

A perda de fluxo pode ser interpretada através de um modelo global proposto por Steinhauer [13] para interpretar os dados experimentais. É definido um critério empírico para a relaxação que governa a dissipação do fluxo magnético poloidal interno, durante a implosão cinética e compressão radial dado por

$$\frac{\rho_i}{\delta_n} \Big|_{r=a} = \nu = cte \quad (\text{II.10})$$

onde $\delta_n \equiv n(dn/dr)^{-1}$ é o comprimento característico do gradiente. Fisicamente, este critério é equivalente à uma alta resistividade até que o parâmetro de arrasto

$v_D/v_i = \rho_i/2\delta_n$, atinge um valor limiar à partir do qual a resistividade decai (v_D velocidade de deriva diamagnética e v_i velocidade térmica dos íons).

Este modelo tem embasamento experimental pois no FRX-B e HBQM é observado um rápido decaimento do fluxo poloidal ($1-2\mu s$) e cessa abruptamente quando um estado de equilíbrio é atingido, além disso, este resultado é compatível com as teorias de microinstabilidades que prevêm uma alta resistividade proporcional à uma potência de v_D/v_i e que tem um limiar para estabilidade sobre v_D/v_i (p.ex. lower hybrid drift instability).

$$\frac{v_D}{v_i} = \nu, \quad v_D = \frac{\nabla P_i}{en_i B}, \quad v_i = \sqrt{\frac{T_i}{m_i}} \quad (\text{II.11})$$

Steinhauer [13] utilizou o critério de relaxação para calcular a perda de fluxo supondo um perfil de pressão. Calculou um fator de retenção do fluxo após o *lift-off* ϕ_e/ϕ_{lo} como uma função de ν . Baseado nos dados do TRX-2, obteve para $\nu \approx 0,35$ a relação

$$\frac{\phi_e}{\phi_{lo}} = 0,85r_t(m)P_0^{1/2}(mTorr) \quad (\text{II.12})$$

que foi válida para a maioria dos casos considerados, fig.(II.11), inclusive para o TC1-UVNICAMP. Pode-se notar na fig.(II.11) que a eq.(II.12) descreve bem os dados da máquina de grande porte. A perda de fluxo durante a compressão axial é menor que durante a implosão radial, pois durante a contração axial ocorre uma expansão radial simultaneamente o que atenua o gradiente do campo magnético. Isto implica que a contração axial contribui muito pouco para ϕ_e/ϕ_{lo} .

No entanto, para máquinas grandes uma forte contração axial provoca a perda do confinamento após a formação da C.C.R. e isto limita na prática o campo de polarização à pequenos valores para evitar esta contração.

Mesmo para uma formação de C.C.R. baseada num esquema *nontearing* como na máquina FRX-C/LSM, uma rápida perda de confinamento ocorre na presença de fortes contrações axiais. Se as C.C.R. não suportam choques axiais, as máquinas de grande porte ficam limitadas aos valores de B_{lo}/B_* e ϕ_e/c_* em torno de 0,1.

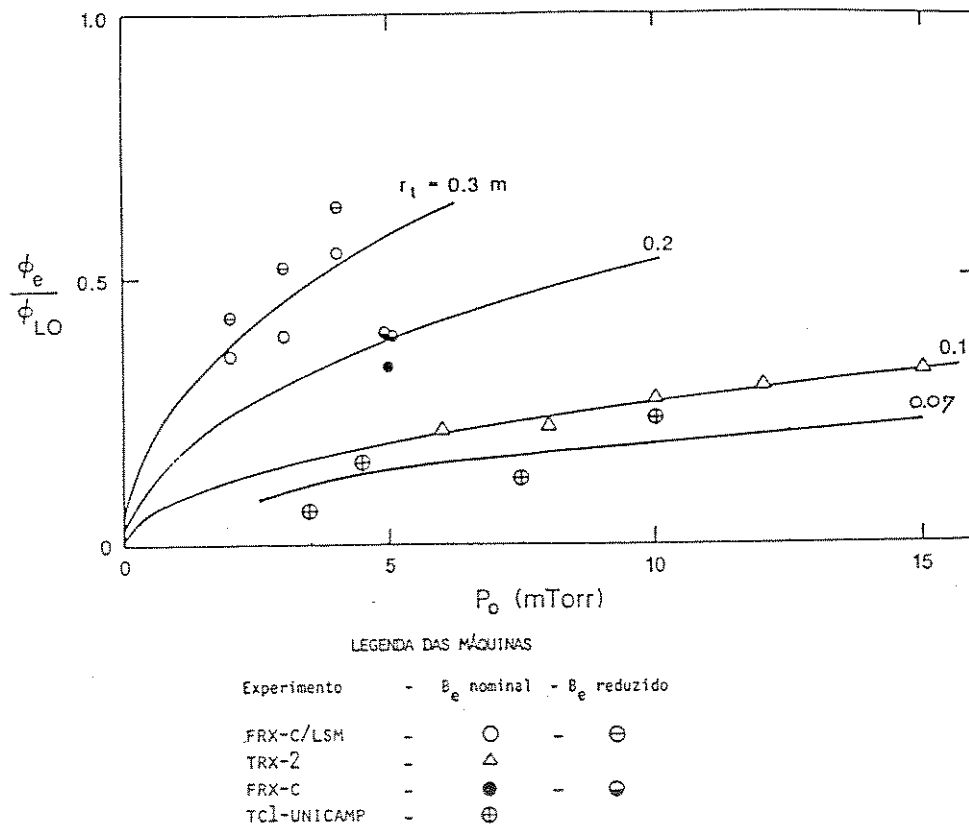


Figura II.11: Perda de fluxo durante a implosão radial. A curva contínua representa a eq.(II-12) e os pontos são experimentais

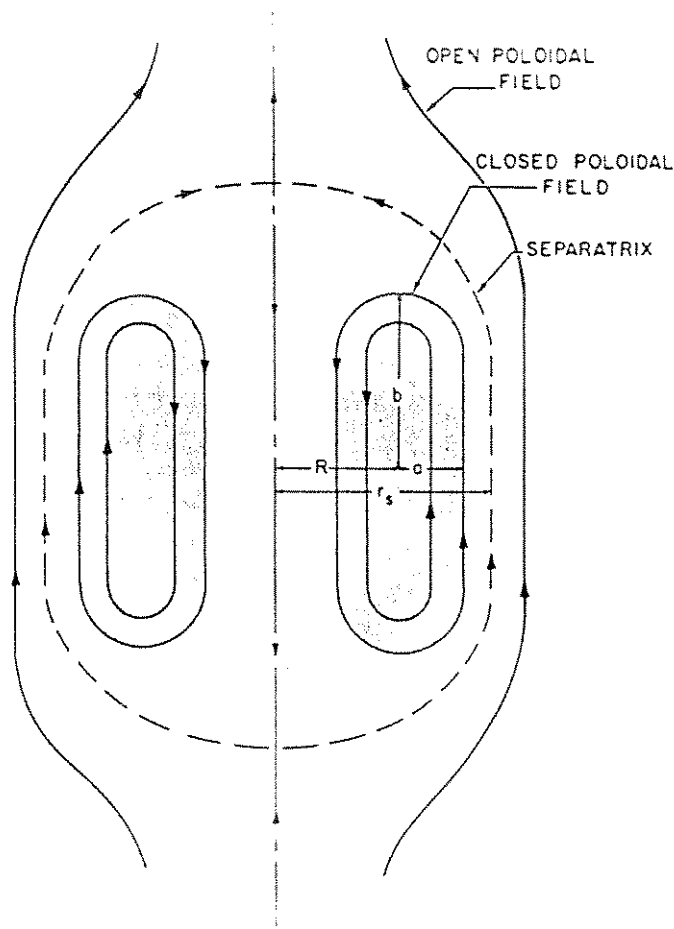


Figura II.12: Configuração de campo reverso com as dimensões características indicadas.[24]

II.8 Equilíbrio e Estabilidade de C.C.R.

Do ponto de vista teórico, o equilíbrio da C.C.R. é talvez a parte melhor desenvolvida no estudo desta configuração. Sabemos que a C.C.R. é uma configuração toroidal com uma razão de aspecto R/a muito baixa (R = raio maior do torus e a = raio menor do torus(secção do torus)) e alongada na direção axial do θ -pinch, fig.(II.12). Assim sendo, o plasma resultante apresenta uma simetria cilíndrica deste ponto de vista.

Os modelos teóricos levam em conta esta simetria e supõem que as linhas de campo magnético são retas na secção plana central do solenóide com variações nos contornos do plasma, ou seja, contornos abruptos ou difusos, [23-27].

Mesmo os modelos mais simples apresentam resultados analíticos úteis que con-

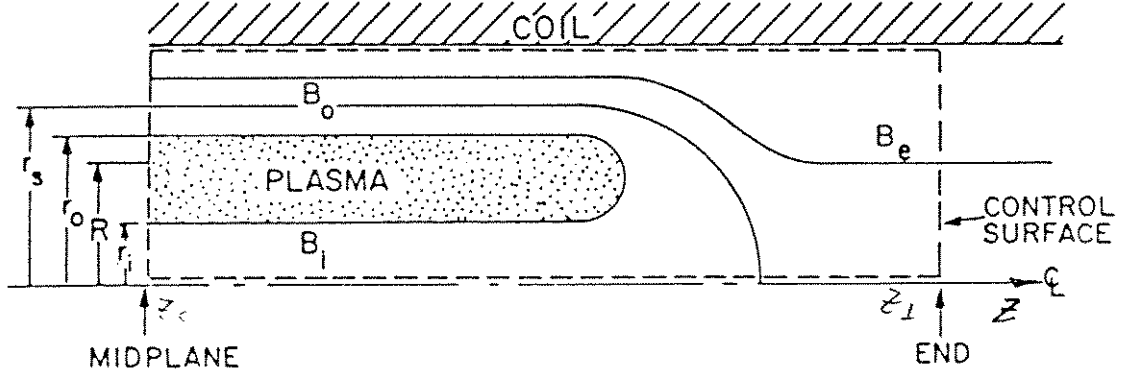


Figura II.13: Configuração de campo reverso alongada com os raios r_i e r_o interno e externo respectivamente do modelo de contorno abrupto (sharp boundary).[24]

cordam com os resultados experimentais, apesar de estarem dentro do limite MHD.

Um modelo de equilíbrio bidimensional que leva em conta o balanço de pressão axial é utilizado na dedução de leis de escala para os diversos parâmetros de um C.C.R. Na fig.(II.13) é apresentada a C.C.R. alongada em questão onde o campo toroidal é suposto nulo.

Considere-se as leis de conservação (pressão energia e fluxo) em função da dimensão radial. Supondo-se que as linhas de campo na região central Z_0 são retas e que a pressão é constante sobre as linhas de campo, portanto $P = P(\Psi)$ onde Ψ é a função de fluxo poloidal.

A pressão total em Z_0 pode ser escrita

$$P_M = P(r) + \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{B_e^2}{2\mu_0} \quad (\text{II.13})$$

Supondo que a pressão P é uma função somente de fluxo poloidal $\Psi = \int_0^r 2\pi B_z r dr$ obtemos: $d\psi = 2\pi B_z r dr$. A eq.(II.13) se torna

$$\pm \frac{d\psi}{\sqrt{2\mu_0(P_M - P(\psi))}} = 2\pi r dr \quad (\text{II.14})$$

onde o sinal $(-)$ corresponde à $0 \leq r \leq R$ tal que $B \leq 0$, e $(+)$ corresponde à

$R \leq r \leq r_s$ tal que $B > 0$. Integrando se esta equação obtém-se:

$$\begin{aligned} - \int_0^{\psi(R)} \frac{d\psi}{\sqrt{2\mu_0(P_M - P(\psi))}} + \int_{\psi(R)}^{\psi(r_s)} \frac{d\psi}{\sqrt{2\mu_0(P_M - P(\psi))}} \\ = \int_0^R 2\pi r dr + \int_R^{r_s} 2\pi r dr \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

Pela conservação de fluxo do campo magnético no plano Z_0

$$\int_0^R B(r) 2\pi r dr = \int_R^{r_s} B(r) 2\pi r dr \quad (\text{II.16})$$

$$B_Z 2\pi R^2 = B_Z 2\pi (r_s^2 - R^2) \quad (\text{II.17})$$

Para o campo total

$$\int_{r_s}^{r_W} B_0(r) 2\pi r dr = \int_0^{r_W} B_e(r) 2\pi r dr \quad (\text{II.18})$$

onde B_e é o campo em Z_1 e B_0 em Z_0 , fig.(II.13). Temos portanto $2\pi B_0(r_W^2 - r_s^2) = 2\pi B_e r_W^2$ e da eq.II.15

$$- \int_0^{\psi(R)} \frac{d\psi}{-B_Z} + \int_{\psi(R)}^{\psi(r_s)} \frac{d\psi}{B_Z} = 2\pi r_s^2 \quad (\text{II.19})$$

A partir das eqs.(II.17) e (II.19) obtem-se:

$$2 \int_0^{\psi(R)} \frac{d\psi}{B_Z} = 2\pi r_s^2 \quad (\text{II.20})$$

$$2(2\pi R^2) = 2\pi r_s^2 \quad (\text{II.21})$$

o que resulta em

$$r_s = \sqrt{2}R. \quad (\text{II.22})$$

Considere-se o balanço de pressão axial generalizado que dá

$$(\nabla \cdot \mathcal{P}) = \frac{1}{c}(\vec{J} \times \vec{B})_Z = -(\nabla \cdot \mathcal{T})_Z \quad (\text{II.23})$$

onde $\mathcal{P}$ é o tensor de pressão e $\mathcal{T}$ é o tensor de stress para $\vec{E} = 0$,

$$\mathcal{T} = \frac{1}{\pi}(\vec{B}\vec{B} - \frac{1}{2}B^2 I) \quad (\text{II.24})$$

Integrando (II.23) dentro da superfície indicada na fig.(II.13), usando o teorema de Gauss obtem-se

$$\frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \left(\frac{P}{P_M} \right) dA = 1 - \frac{r_s^2}{2r_W^2}. \quad (\text{II.25})$$

Utilizando a definição de β do plasma, temos

$$\langle \beta \rangle = \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \beta dA, \quad (\text{II.26})$$

isto é,

$$\langle \beta \rangle = 1 - \frac{X_s^2}{2} \quad (\text{II.27})$$

onde $X_s = r_s/r_W$. Esta relação independe do perfil de pressão e é útil no estudo do equilíbrio de uma C.C.R..

Outro aspecto importante do ponto de vista experimental é a relativa facilidade com que é obtido o valor de X_s e consequentemente o valor de $\langle \beta \rangle$.

Para ilustrar a importância do conhecimento desta grandeza podemos observar que a energia total está relacionada a $\langle \beta \rangle$ por

$$E_{total} = \frac{3}{2} \int P dV = 3\pi r_s^2 b \frac{B_0^2}{8\pi} \langle \beta \rangle \quad (\text{II.28})$$

A densidade linear de energia é dada por

$$E_l = \frac{3}{2} \pi r_s^2 \frac{B_0^2}{8\pi} \left(1 - \frac{X_s^2}{2} \right) \quad (\text{II.29})$$

Basta uma medida de B_0 e do raio de fluxo excluído $r_{\Delta\phi} \sim r_s$ e temos uma medida local da energia.

Os perfis do modelo de rotor rígido difuso no equilíbrio bidimensional de uma C.C.R. pode ser incluído da maneira seguinte. O perfil de rotor rígido é definido por

$$n = n_m \text{sech}^2 K \left(\frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \quad (\text{II.30})$$

$$B = B_0 \tanh^2 K \left(\frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \quad (\text{II.31})$$

onde $K = \tanh^{-1}(B_i/B_0)$ e R e K são variáveis independentes que caracterizam o perfil do rotor rígido.

Considere-se um equilíbrio de perfil abrupto com largura $2a$ e raio de separatriz r_s é igual ao do rotor rígido. Este equilíbrio satisfaz as eqs.(II.27, II.28). A correlação entre a e o rotor rígido é obtido impondo que o equilíbrio de perfil abrupto e o rotor rígido têm a mesma densidade linear, $N_e = \int_0^{r_s} n dA$, isto é,

$$4\pi(R^2 - a^2)^{1/2} a n_m = \int_0^{r_s} n dA \quad (\text{II.32})$$

ou

$$(R^2 - a^2)^{1/2} \frac{a}{R^2} = \frac{\tanh K}{2K} \quad (\text{II.33})$$

e a fica definido como função de R e K . O rotor rígido satisfaz a eq.(II.22) e (II.27) nas relações do rotor rígido obtém-se

$$\frac{\tanh K}{K} = 1 - \frac{X_s^2}{2} \quad (\text{II.34})$$

ou seja

$$\frac{R}{a} = \sqrt{\frac{8 + 4X_s\sqrt{4 - X_s^2}}{(2 - X_s^2)^2}} \quad (\text{II.35})$$

As eqs.(II.33, II.35) relacionam univocamente os parâmetros radiais do rotor rígido r e a com r_s . Outros parâmetros adimensionais, β_s e ϕ_i , que são β na separatriz e fluxo no interior da configuração, respectivamente são expressas pelas seguintes equações:

$$\beta_s = \text{sech}^2 K \quad (\text{II.36})$$

$$\frac{\phi_i}{\phi_W} = \frac{X_s^2 \ln \cosh K}{2K} \cong \frac{3}{4\sqrt{2}} X_s^3 \quad (\text{II.37})$$

onde $\phi_W = \pi r_W^2 B_0$.

O valor de β_s é útil para o estudo do transporte perto de separatriz e ϕ_i/ϕ_W determina r_s/r_W

$$\frac{\phi_i}{\phi_0} = \frac{1}{1 - X_s^2} \frac{\phi_i}{\phi_W} \quad (\text{II.38})$$

São ambas quantidades independentes do perfil radial considerado.

No cálculo do equilíbrio bidimensional para um perfil abrupto notamos que os raios internos e externos r_i e r_0 são dimensões alternativas aos R e a . O perfil abrupto é definido em termos de R e a nas eqs.(II.22) e (II.35). Uma equação análoga à (II.22) é obtida para r_i e r_0 à partir da conservação do fluxo

$$\frac{r_i^2}{r_W^2} + \frac{r_0^2}{r_W^2} = X_s^2 \quad (\text{II.39})$$

Calculando $\langle \beta \rangle$ na eq.(II.27) para contorno abrupto obtemos:

$$\frac{r_i^2}{r_W^2} - \frac{r_0^2}{r_W^2} = \frac{X_s^4}{2} - X_s^2 \quad (\text{II.40})$$

Estas duas equações relacionam univocamente os parâmetros radiais r_i e r_0 à r_s para o contorno abrupto

$$\frac{\phi_i}{\phi_W} = \frac{X_s^4}{4} \quad (\text{II.41})$$

Usando a condição $P = P(\psi)$ na eq.(II.27), pode-se mostrar que os resultados do perfil abrupto dá o valor mínimo de $\frac{\phi_i}{\phi_W}$ para um dado X_s de um perfil de equilíbrio.

O perfil que dá o limite superior de ϕ_i/ϕ_W é o devido a um equilíbrio de contorno abrupto modificado no qual $r_0 = r_s$ e $P = (1 - X_s^2/2)P_M$ sobre todo o perfil exceto numa fina camada de pressão em R onde $P = P_M$. Este modelo resulta em, fig.(II.14),

$$\frac{\phi_i}{\phi_W} = \frac{X_s^3}{2v_i} \quad (\text{II.42})$$

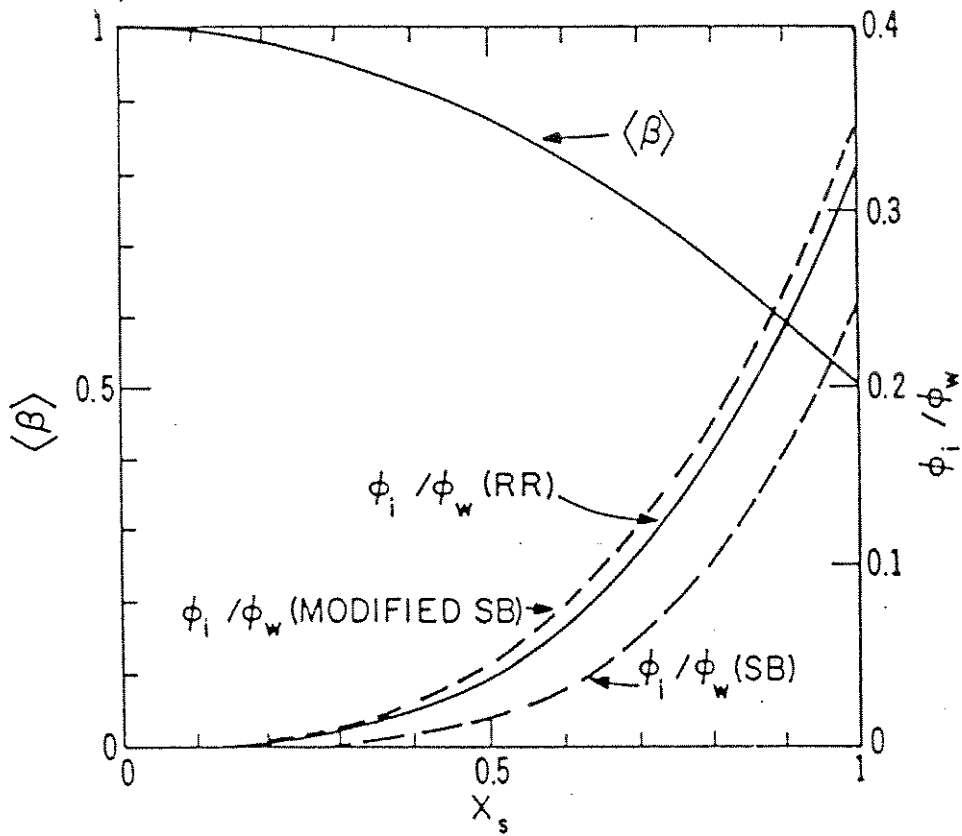


Figura II.14: O valor de $\langle \beta \rangle$ em função de X_s está plotado juntamente com os valores de β_s (β na separatriz) e ϕ_i / ϕ_w a partir do modelo de rotor rígido (RR). Os valores limites de ϕ_i / ϕ_w a partir de valores de equilíbrio obtidos de um modelo de contorno abrupto (SB) estão também plotados (linha tracejada).

Para obter uma estimativa do comprimento da configuração em função dos parâmetros radiais incorporamos a lei adiabática $PV^\gamma = cte$ no modelo, usando

$$P = \frac{B_i^2}{8\pi} = \frac{\phi_i^2}{8\pi^3 r_i^4} \quad (\text{II.43})$$

$$V = 2b\pi(r_0^2 - r_i^2) \quad (\text{II.44})$$

e obtemos

$$(r_0^2 - r_i^2)^\gamma \frac{b^\gamma}{r_i^4} = C \quad (\text{II.45})$$

onde C é uma constante e ϕ_i é suposta ser conservada. O raio da parede pode corresponder ao raio fixo do solenóide ou é um raio variável de um "Liner". Considerando $\gamma = 5/3$ e as eqs.(II.39) e (II.40) para relacionar r_i e r_0 ao X_s obtem-se que

$$b = C' r_c^{2/5} \left[\frac{X_s^{12/5}}{2 - X_s^2} \right] X_{sc}^{2/5} \quad (\text{II.46})$$

onde C' difere de C por um fator numérico, r_c é o raio da bobina externa, $X_{sc} = r_s / r_c$ e b é o semi-comprimento axial.

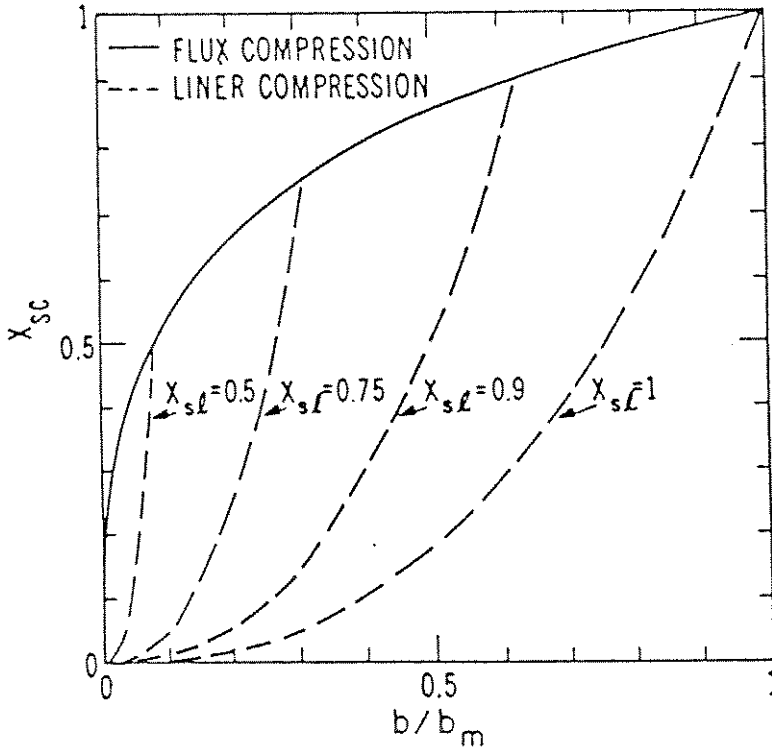


Figura II.15: O comportamento de (X_{sc}) (r_s/r_c) em função de b/b_m é mostrado, obtido a partir da compressão adiabática de uma C.C.R. num modelo de contorno abrupto.

A compressão do fluxo envolve variação de r_s/r_c com $r_W \equiv r_c$ mantendo-se constante. A partir da eq.(II.46), no limite em que $X_s = 1$ obtem-se que $C'r_c^{2/5} = b_m$ onde b_m é o máximo do semi-comprimento, portanto

$$\frac{b}{b_m} = \frac{X_{sc}^{14/5}}{2 - X_{sc}^2} \quad (\text{II.47})$$

Para uma compressão num liner temos $r_s/r_l = cte$ (r_l raio do liner) e variação de $r_W = r_l$. Usando a definição de b e $f(X_{sl}) = X_{sl}^{18/5}/(2 - X_{sl})^2$ onde $X_{sl} = r_s/r_l$ obtem-se $b/b_m = f(X_{sl})X_{sc}^{2/5}$

Esta última equação dá o comportamento de b para um liner onde $f(X_{sl})$ é uma constante determinada por X_{sl} , fig(II.15).

Na figura (II.16) são utilizados os valores de b e de r_s normalizados em função dos valores iniciais em vez dos valores físicos b_m e r_c . Os resultados do modelo bi-dimensional desenvolvido por Grossmann e Hameiri(28) são utilizados na fig.(II.16) que mostra uma boa concordância.

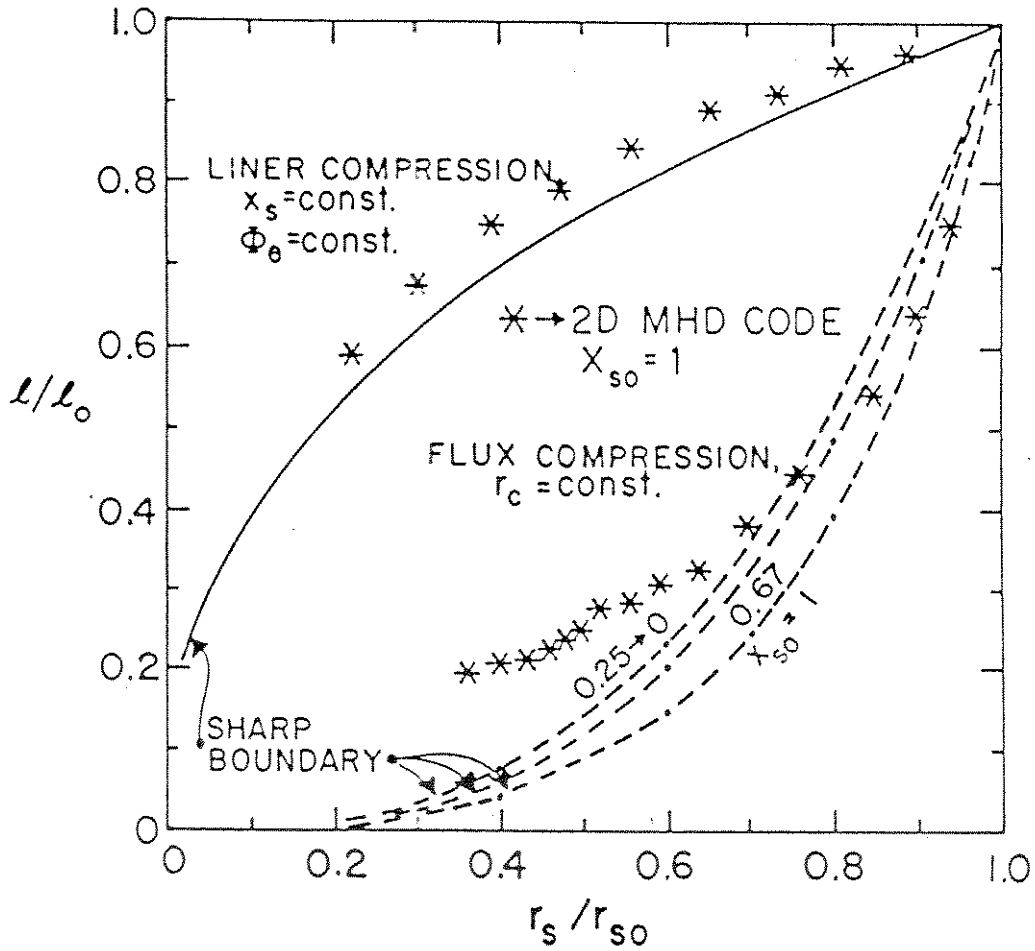


Figura II.16: Comparação entre dois modelos bidimensionais de equilíbrio é feita, o modelo de contorno abrupto e o modelo MHD de Grossmann-Hameiri para a verificação da lei de escala entre o comprimento da C.C.R. l/l_0 e o raio da separatriz r_s/r_{s0} normalizados (eq. II-47) (r_{s0} e l_0 são valores iniciais antes da compressão).

II.9 Rotação em C.C.R.

A origem da rotação em C.C.R. é ainda um processo pouco conhecido. Diversos mecanismos foram propostos, mas nenhum deles conseguiu explicar satisfatoriamente a origem da rotação. Provavelmente a causa real é uma conjunção de vários processos com predominância de alguns deles.

Dentre os diferentes processos para a rotação da C.C.R., dois mecanismos têm sido considerados os mais relevantes: a perda de partículas através da separatriz e o *end-shorting*.

II.9.1 A rotação devido à perda de partículas

Este mecanismo foi proposto primeiramente por Barnes e Seyler [23].

A idéia física envolvida neste processo pode ser descrita considerando-se as órbitas dos íons numa distribuição de íons sem rotação inicial. A fig.(II.17) mostra íons orbitando perto da separatriz. As órbitas são ciclóides com um valor dado de deriva devido à $\vec{E} \times \vec{B}$ na direção positiva de θ .

Por hipótese, a distribuição dos íons é uma Maxwelliana sem rotação em cada ponto do espaço. Portanto, o fluxo devido a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ deve ser cancelado exatamente pelo fluxo diamagnético dos íons.

Observando a fig.(II.17) vemos que para ocorrer este cancelamento, as órbitas das partículas devem possuir centros de guias deslocados ligeiramente no raio. Para um dado raio, o fluxo devido $\vec{E} \times \vec{B}$ da órbita com o centro de guia no raio maior é cancelado pelo fluxo diamagnético devido à órbita com centro de guia no raio menor. Fora da separatriz as linhas de campo são abertas e as partículas (íons) podem ser perdidas. Portanto, perto da interface (separatriz) parte do fluxo diamagnético não será cancelado e consequentemente uma região da ordem do raio de giro, dentro da separatriz adquirirá um fluxo resultante na direção do fluxo diamagnético dos íons.

Uma descrição matemática do processo pode ser obtida considerando-se a perda de um *ensemble* de partículas com o centro de guia próximo à separatriz. Supomos

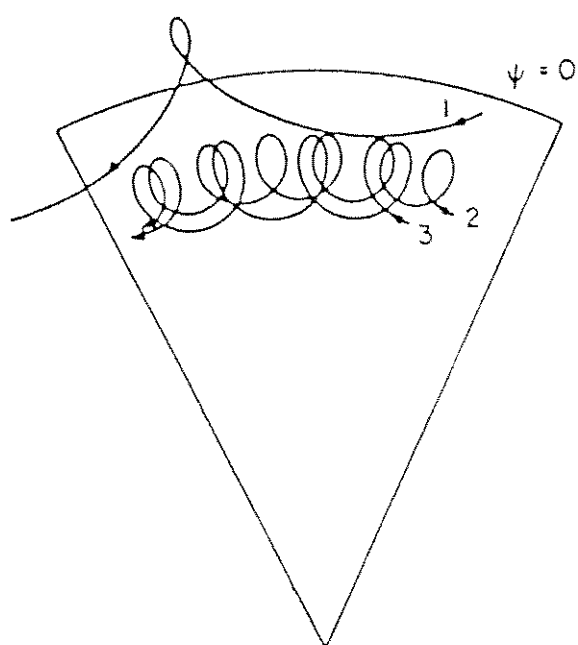


Figura II.17: Órbita dos íons numa região perto da separatriz.

que o centro de massa destas N partículas são seus centros de guias. Então a perda de N de partículas causam a perda do momento angular dado por:

$$\vec{L}_{lost} = \sum_{i=1}^N \vec{r}_i \times m_i \vec{v}_i \quad (\text{II.48})$$

onde os raios das partículas $\vec{r}_i = \vec{r}_s + \vec{r}'_i$ e a velocidade das partículas $\vec{v}_i = \vec{v}_d + \vec{v}'_i$, portanto

$$\begin{aligned} \vec{L}_{lost} &= \sum_{i=1}^N \vec{r}_s \times m_i \vec{v}_d + \sum_{i=1}^N \vec{r}'_i \times m_i \vec{v}'_i + \left(\sum_{i=1}^N m_i \vec{r}'_i \right) \times \vec{v}_d \\ &+ \vec{r}_s \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^N m_i \vec{r}'_i \end{aligned} \quad (\text{II.49})$$

Quando $\vec{r}_s$ é o centro de massa, os dois últimos termos se anulam e temos

$$\vec{L}_{lost} = Nm_i (\vec{r}_s \vec{v}_{od} - \frac{2\vec{v}_t \rho_i}{\sqrt{1-\beta}}) \quad (\text{II.50})$$

onde $\vec{v}_{od}$ é a velocidade de arrasto, *drift*, $\vec{v}_t$ é a velocidade térmica, e o fator $\sqrt{1-\beta}$ devido ao campo magnético na parede e ρ_i representa o raio de Larmor dos íons. A velocidade de arrasto é definida como $\vec{v}_{od} = \vec{V}_E + \vec{V}_{\nabla B}$, onde $\vec{V}_E$ e $\vec{V}_{\nabla B}$ são o arrasto devido ao $\vec{E} \times \vec{B}$ e ao gradiente do campo magnético, respectivamente.

A frequência devido ao arrasto diamagnético é

$$\Omega^* = \frac{c}{ner_s B} \frac{dP}{dr} = \frac{v_t \rho_i}{r_s \beta \sqrt{1-\beta}} \frac{\partial \beta}{\partial r} \quad (\text{II.51})$$

temos então $V_E = r_s(\alpha - 1)\Omega^*$, onde α é a frequência de rotação dividida por Ω^* e

$$V_{\nabla B} = -\frac{mv_t c}{eB^2} \frac{\partial B}{\partial r} = -\frac{\beta r_s}{2(1-\beta)} \Omega^* \quad (\text{II.52})$$

Pode-se obter então o momento angular perdido devido à fuga de N partículas tendo o seu centro de massa próximo à r_s . Num sistema com simetria axial, o momento angular em relação à este eixo deve ser conservado. Considere-se que, quando um íon é perdido, um elétron também é perdido no mesmo ponto. Desse modo o momento angular perdido desprezando a perda dos elétrons, será o momento angular

mecânico dos íons. Supondo que quase-neutralidade é preservada o restante do plasma deve ter o mesmo momento angular, igual em módulo e de sentido contrário ao dos íons perdidos. Se aproximarmos a variação do momento angular do plasma devido à perda de N partículas usando os valores para a perda do momento perto da separatriz, r_s , temos

$$L_{plasma} = \frac{Nm_i v_i \rho_i}{\sqrt{1-\beta}} \left\{ \frac{r_s}{\beta} \frac{\partial \beta}{\partial r} \left[1 - \alpha + \frac{\beta}{2(1-\beta)} \right] + 2 \right\} \quad (\text{II.53})$$

Esta expressão é válida para uma pequena perda de partículas.

Após uma perda substancial de partículas o valor de α varia. Esta mudança no α é devido à uma perda significativa de corrente perto da separatriz, causada pela rotação dos íons e consequentemente o campo elétrico radial será reduzido.

Neste estágio, quando uma partícula é perdida remove uma quantidade de momento angular menor do sistema devido à uma redução no *drift* devido à $\vec{E} \times \vec{B}$.

Se os íons perto de separatriz estão girando suficientemente rápido, não ocorrerá perda posterior de momento angular.

Esta condição ocorre quando

$$\alpha = 1 + \frac{\beta_s}{2(1-\beta)} + 2\beta_s \left(r_s \frac{\partial \beta}{\partial r} \right)^{-1} \quad (\text{II.54})$$

Portanto quando o valor local de α na separatriz alcança este valor, qualquer perda de partícula posterior não produz qualquer variação no momento angular do plasma.

II.9.2 End-shortening

Curto circuito do campo elétrico radial na região de linhas de campo magnético abertas de uma C.C.R. fazem com que o plasma nesta região gire no sentido da velocidade diamagnética dos íons.

Isto pode ser observado pelo comportamento radial da equação de fluido de equilíbrio dos íons que se reduz a $v_{i\theta}/r = \Omega_{Di}$ (frequência diamagnética dos íons) quando o campo elétrico radial é nulo.

Posteriormente, devido ao atrito viscoso entre os plasmas desta região com o da região da linha de campo fechada, faz com que o C.C.R. gire num mesmo sentido [31,32].

Para a maioria das C.C.R. o tempo para que a rotação comece na região da linha aberta é muito maior que o tempo para a transferência viscosa de rotação para a região de campo fechado. Portanto podemos esperar que a rotação de C.C.R. devido ao curto circuito do campo elétrico na região de campo aberto tenha comportamento como $\tau_s \cong l_c/V_A$ onde l_c é o comprimento do solenoide e v_A é a velocidade de Alfvén na camada de plasma onde as linhas de campo são abertas.

Existe evidência experimental de que estes dois processos, perda de partícula e curto circuito de E_r , são importantes para a rotação de uma C.C.R. sendo que há predominância de um deles dependendo das características da configuração. Por exemplo em sistemas de pequenas dimensões onde a perda de partículas se torna importante predomina este processo e em sistemas onde temos um solenóide longo predomina o processo de curto-circuito de E_r na região do campo aberto.

Experimentos em θ -pinch, sem campo de polarização evidenciam este segundo processo.

Tuszewski *et al.* reuniu dados de muitos experimentos e em cada caso, os valores do raio de solenóide r_c , comprimento do solenóide l_c , velocidade de Alfvén, velocidade térmica dos íons $v_i = (T_i/m_i)^{1/2}$, τ_s e τ_N foram coletados de literaturas correlatas.

Os valores de τ_s foram plotados na fig.(II.18) para testar as duas teorias.

Pode-se observar da fig.(II.18a) que os valores comparáveis de τ_s e τ_N têm sido encontrados em experimentos de pequenas dimensões mas que os valores de τ_s são significantemente maiores do que τ_N dos experimentos de grandes dimensões.

Na fig.(II.18b) valores de τ_s estão plotados em função de l_c/v_A (escala de tempo para o curto circuito de E_r). Observa-se que há uma concordância para a maioria dos dados mas não para todos, sugerindo que este processo não descreve o evento para todos os casos. Tuszewski fez suposição de que a perda de partículas e o curto

circuito radial agem simultaneamente na rotação de um C.C.R. considerando uma lei de escala da forma $1/\tau_s = 1/\tau_P + 1/\tau_v$ onde τ_P é a escala de tempo para a perda de partículas da ordem de τ_N e o tempo para o curto circuito viscoso da ordem de l_c/v_A .

A fig.(II.18c) mostra τ_s em função desta lei de composição. Observa-se uma ótima concordância com todos os dados. Os dados do sistema FRX-C/LSM são as que menos concordam com a lei, talvez devido ao fato de a pressão de operação ter sido muito baixa, $4mTorr$.

Foram adotadas $\tau_P = 1,5\tau_N$ e $\tau_v = 3,5l_c/v_A$ para obter a fig. (II.18c).

Para a maioria dos experimentos há a predominância do processo de curto circuito de E_r . Verificando os seus dados nota-se que são experimentos de grandes dimensões e conseqüentemente, o processo de curto circuito de E_r deve predominar em máquinas com tal característica.

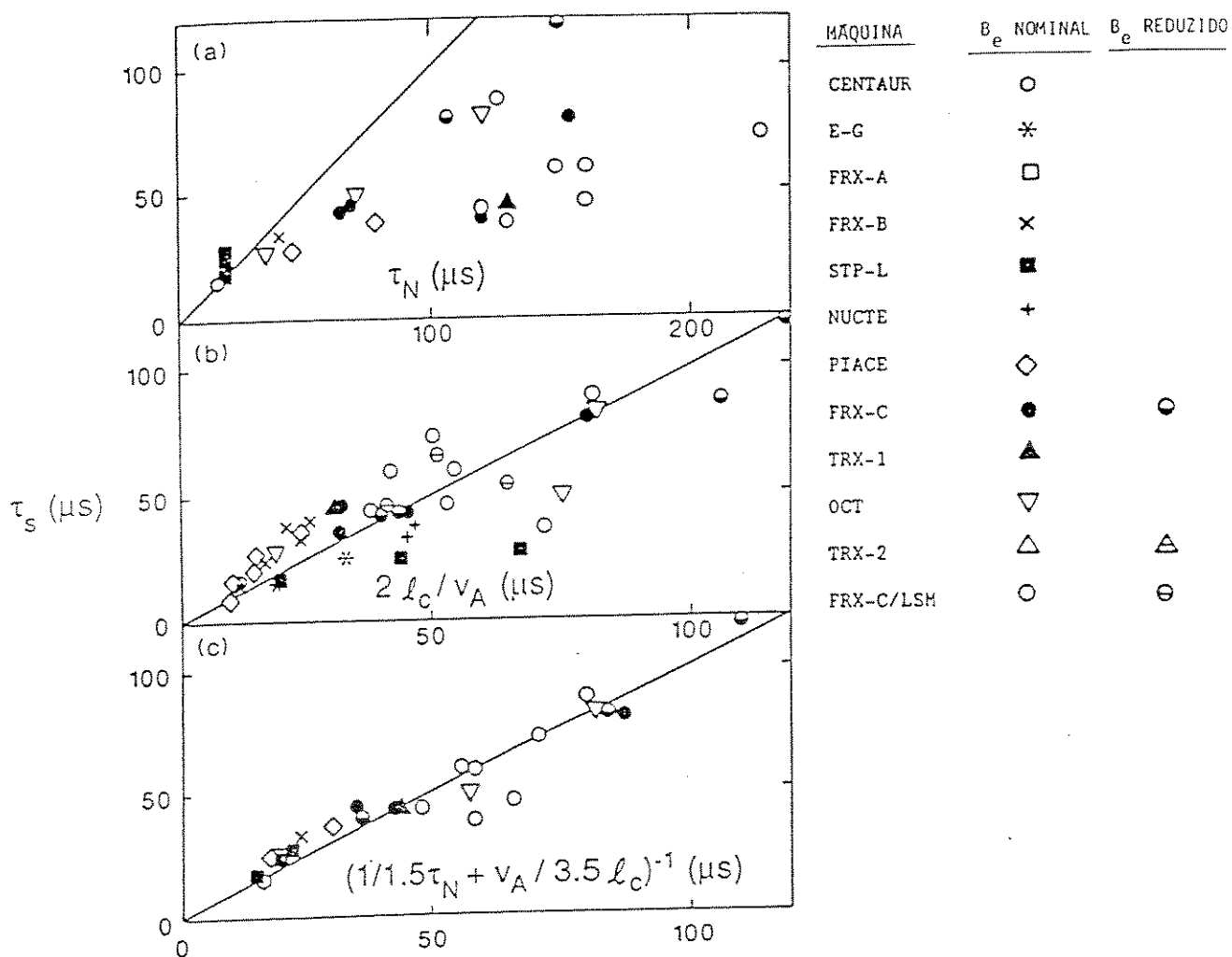


Figura II.18: (a) Comparação entre o modelo da perda de partículas com dados experimentais. (b) Comparação entre o modelo "end shorting" com dados experimentais. (c) Comparação entre o modelo que inclui os dois processos com dados experimentais.

II.9.3 Estabilidade de C.C.R.

O fato de a topologia de uma C.C.R. ser um toróide de baixa razão de aspecto e alongada, nos leva à uma analogia com o Z-pinch ou melhor uma versão toroidal de Z-pinch. São bem conhecidas as instabilidades tipo *sausage* e *kink* para este tipo de plasma na ausência de campo toroidal. As principais instabilidades previstas para um C.C.R. estão listadas na tabela [II.3] (Tuszewski), onde as instabilidades observadas são indicadas. A nomenclatura utilizada é o mesmo do estudo dos tokamaks, ou seja, n para modos toroidais e m para os modos poloidais. Dois modos globais ideais gerados por rotação têm sido observados experimentalmente, $n = 1$, que satura rapidamente e a instabilidade rotacional $n = 2$ que destrói a maioria das C.C.R. sendo portanto a principal instabilidade. Esta instabilidade pode ser suprimida através de campo de multipolos externos [33] relacionada às mesmas.

Modos rotacionais de ordem $n > 2$ são previstas teoricamente mas não foram observados claramente. Na máquina TC1-UNICAMP o modo $n = 4$ aparece nitidamente e parece ser predominante dentro de certa condição do campo de polarização e pressão. Um modelo teórico baseado nos dados do TC1-UNICAMP supondo a resistividade global foi proposto e uma simulação MHD ideal foi realizado onde mostra que o modo $n = 4$ surge antes de $n = 2$ [34].

FRC STABILITY: MHD THEORY VERSUS EXPERIMENT

<u>n</u> (toroidal)	<u>m</u> (poloidal)	<u>mode</u> <u>character</u>	<u>mode</u> <u>name</u>	<u>experimental</u> <u>observation</u>
1. <u>Local ideal modes</u>				
∞	0		interchange	no
∞	1,2	axial or radial	cointerchange (ballooning)	no
2. <u>Global ideal modes</u>				
2a. No rotation				
0	1	axial	roman candle	no
1	1	radial	sideway shift	no
≥ 1	1	axial	tilt	no
2b. Rotation				
1	1	radial	wobble	yes ^a
2	1	radial	$n = 2$	yes ^b
> 2	1	radial	$n > 2$	no
3. <u>Resistive Modes</u>				
0	2	radial and axial	tearing	yes ^c

^a saturates at finite amplitude

^b stabilized by multipole fields

^c disappeared in modern experiments

Tabela II.3 Principais instabilidades em C.C.R.

Capítulo III

SISTEMA TC-1

III.1 Formação

Como foi mencionado no primeiro capítulo, o objetivo deste trabalho é o estudo experimental da **Configuração de Campo Reverso (C.C.R.)** desde aspectos construtivos até a sua caracterização física.

A configuração C.C.R. é gerada num θ -pinch operando na configuração de campo reverso ou seja, o campo de polarização possui sentido contrário ao campo “principal”.

O sistema θ -pinch designado TC1-UNICAMP foi projetado e construído no Grupo de Plasma do Instituto de Física da UNICAMP.

Um esquema geral da máquina pode ser visto na fig.(III.1), e o seu correspondente diagrama elétrico na fig.(III.2) e suas características eletromecânicas na tabela(III.1)

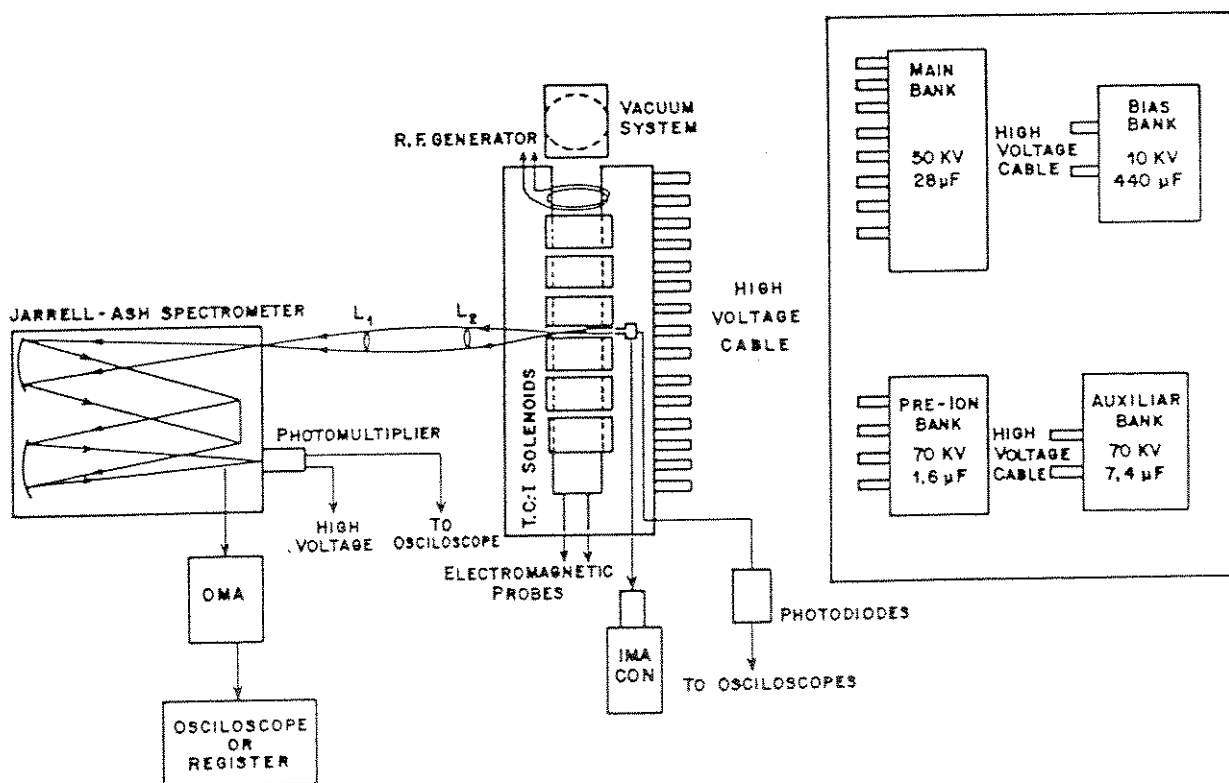
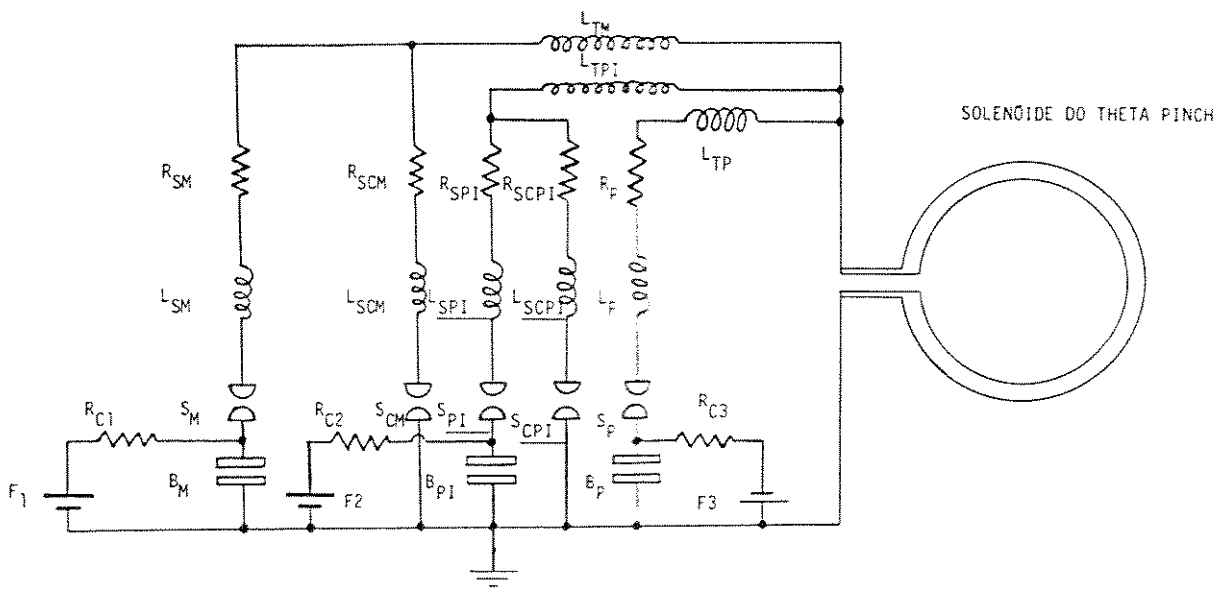
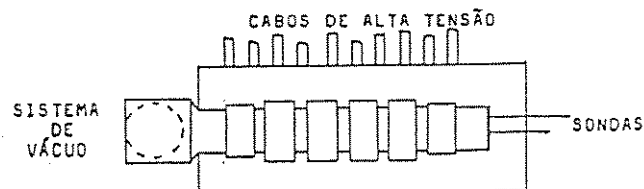


Figura III.1: Esquema geral da máquina TCI-UNICAMP.



B_M -BANCO PRINCIPAL, B_{PI} -BANCO DA PREIONIZAÇÃO, B_P -BANCO DA POLARIZAÇÃO
 S_M -CHAVE DO BANCO PRINCIPAL - S_{CM} -CHAVE DO "CROWBAR" DO B.PRINCIPAL
 S_{PI} -CHAVE DO B.DA PREIONIZAÇÃO - S_{CPI} -CHAVE DO "CROWBAR" DO B.DA PREIONIZAÇÃO
 S_P -CHAVE DA POLARIZAÇÃO
 $R_{SM}, R_{SCM}, R_{SPI}, R_{SCPI}, R_P$ - RESISTÊNCIAS EQUIVALENTES DAS CHAVES
 $L_{SM}, L_{SCM}, L_{SPI}, L_{SCPI}, L_P$ - INDUTÂNCIAS EQUIVALENTES DAS CHAVES
 L_{TM}, L_{TPI}, L_{TP} - INDUTÂNCIAS DAS LINHAS DE TRANSMISSÃO
 $F1, F2, F3$ - FONTES DE ALIMENTAÇÃO
 R_{C1}, R_{C2}, R_{C3} - RESISTÊNCIAS DE CARGA

Figura III.2: Diagrama elétrico do TC1-UNICAMP.



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

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

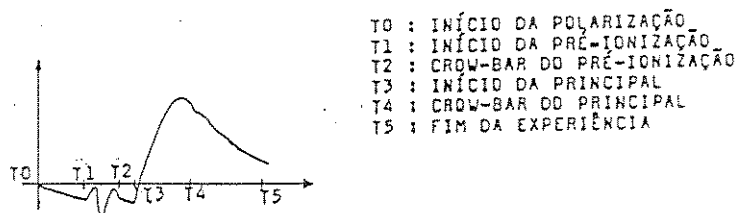


Tabela III.1: Características eletromecânicas do TC1-UNICAMP

Como pode ser visto na fig.(III.2) a máquina TC1-UNICAMP se trata fundamentalmente de um circuito RLC. Armazena-se energia elétrica nos bancos de capacitores (B_P banco de polarização, B_{PI} banco de pré-ionização e B_M banco principal) que são disparados por meio de chaves especiais de altas correntes e tensões sobre um solenóide de latão, criando-se, no seu interior, campos magnéticos intensos cujas características resultam na geração de um plasma altamente ionizado, de temperatura e densidade altas no interior de um tubo de pirex previamente evacuado e preenchido por um gás de interesse (Hidrogênio) com uma configuração topológica que depende da temporização dos disparos dos bancos de capacitores.

Embora a máquina TC1-UNICAMP seja linear (solenóide reto) é capaz de produzir um plasma de topologia toroidal quando uma sequência conveniente nos disparos dos bancos é adotada. A sequência temporal adotada no TC1-UNICAMP é a seguinte:

Uma vez atingida a pressão de base no tubo de pirex ($4a8$) 10^{-7} Torr através de um sistema de vácuo convencional (bomba mecânica de dois estágios, uma bomba difusora de 4" com *trap* de nitrogênio líquido), o gás hidrogênio é introduzido no tubo de pirex através da válvula de agulha até atingirmos uma pressão ($3a10$ mTorr) de operação.

Este gás é fracamente ionizado por um campo de rádio frequência (RF) produzido por um gerador de RF (100W, 30MHz) acoplado indutivamente ao plasma via bobina enrolada no tubo de vácuo.

O primeiro banco a ser disparado é o de polarização, gera um campo magnético que fica embebido no plasma frio inicial gerando uma assimetria, definindo a direção privilegiada axial do solenóide. É um banco lento (tempo de subida de $\approx 70\mu s$) cujo campo magnético resultante se difunde no plasma, gerando um plasma magnetizado.

O segundo banco disparado é o de pré-ionização. É um banco rápido ($2,0\mu s$ de subida) que gera um forte campo elétrico induzido, capaz de levar o plasma a um grau de ionização bastante elevado por colisão entre elétrons e átomos neutros. Este

banco é disparado $\approx 20\mu s$ após o de polarização como é mostrado na fig.(III.3). É polarizado reversamente em relação ao banco de polarização.

O circuito de pré-ionização é constituído de uma segunda chave elétrica do tipo distorção de campo, *spark gap*, capaz de efetuar o *crowbar* ou seja capaz de “eliminar” o banco de capacitores do circuito que envolve o solenóide e o plasma, fig.(III.2). Assim sendo, a corrente e consequentemente o campo magnético que era uma oscilação senoidal amortecida (RLC) passa a ser idealmente, uma exponencial decrescente (RL) após o disparo do *crowbar*.

É importante eliminar as oscilações do sistema de pré-ionização para que não haja perturbações no plasma posteriormente formado, e o método por nós adotado é inédito em máquinas deste tipo e permite a operação do banco principal em qualquer instante após o início do sistema de pré-ionização.

Simultaneamente ao *crowbar* do banco de pré ionização dispara-se o banco principal que é responsável pela compressão final do plasma e pela formação da C.C.R. desejada. É um banco mais lento ($28\mu F$, $5\mu s$) que o banco de pré-ionização e possui também chave para o *crowbar* da descarga .

O tempo de vida da configuração C.C.R. está diretamente ligado à característica da descarga deste último banco e obviamente à performance da chave para o *crowbar*.

III.2 Circuito do Campo de Polarização

É um circuito de alta indutância pois exige-se que este forneça um campo magnético quase estático (subida lenta). Na sequência do disparo do sistema TC1-UNICAMP é o primeiro banco a ser disparado. É chaveado por uma ignitron de grande porte da General Electric Company, GL-37207 (tensão de anodo máxima = 25,0 kV e corrente de pico máxima = 300 kA). O banco é polarizado negativamente em relação ao terra. Da tabela (III.1) temos:

Capacitância total	= 440,0 μ F	Tensão de carga	= 9,0kV
Energia armazenada	= 0,9kJ	Indutância total	= 1112nH
Tempo de subida	= 70,0 μ s		

III.2.1 Circuito da pré-ionização

Este circuito requer como principal característica um tempo de subida curto e tensão alta, pois a sua função é induzir um campo elétrico elevado no interior do tubo de descarga.

Constitui o sistema da pré-ionização um banco de capacitores de 1,6 μ F e 70kV nominal sendo operado neste experimento à 30kV, fornecendo uma energia de 0,72kJ com tempo de subida da descarga ($T/4$) de 2,0 μ s.

Podemos interpretar fisicamente a atuação deste sistema considerando o movimento de deriva (*drift*) das partículas carregadas para o centro do tubo, como foi mencionado no capítulo II, fig(II.5). Os elétrons liberados na pré-pré-ionização (RF) e os íons sofrerão um deriva para o centro do tubo e, se a energia cinética consequente deste movimento, adquirido pelos elétrons e íons for maior que o potencial de ionização; após colisões com átomos neutros durante o percurso em direção ao centro do tubo, estes últimos serão ionizados.

$$\vec{V}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}, \quad |\vec{V}_d| = \frac{E}{B} \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{1}{2}mV_d^2 \geq W_i \quad (\text{III.2})$$

onde W_i é o potencial de ionização do átomo, no caso hidrogênio (13.6eV) e $\vec{V}_d$ é a velocidade de arrasto.

$$\frac{1}{2}m\left(\frac{E}{B}\right)^2 \geq W_i \quad (\text{III.3})$$

Uma condição mínima para que haja ionização é obtida lembrando da geometria que $E_\theta = \frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial t}$ temos portanto:

$$\frac{mr^2}{4} \left(\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial t} \right)^2 \geq W_i \quad (\text{III.4})$$

mas da geometria cilíndrica do solenóide temos $B_z = \mu_0 I/l$ onde l é o comprimento do solenóide e I a corrente total e ficamos com

$$\frac{mr^2}{4} \frac{\dot{I}}{I} \geq W_i \quad (\text{III.5})$$

onde $\dot{I} = dI/dt$.

Considerando a descarga como sendo senoidal temos

$$I = \frac{V_0}{\omega L} e^{-\frac{Rt}{2L}} \sin \omega t \quad (\text{III.6})$$

$$\dot{I} = \left(-\frac{R}{2L} \sin \omega t - \omega \cos \omega t \frac{V_0}{L}\right) e^{-\frac{Rt}{2L}} \quad (\text{III.7})$$

obtemos então:

$$\frac{\dot{I}}{I} = -\frac{R}{2L} + \omega \cot \omega t \geq W_i \frac{4}{mr^2} \quad (\text{III.8})$$

$$\cot \omega t \geq \left(\frac{R}{2L} + W_i \frac{4}{mr^2}\right) \frac{1}{\omega} \quad (\text{III.9})$$

Obtemos finalmente a condição para que haja ionização adequada numa C.C.R. :

$$\omega t \pm n\pi \leq \left(\frac{R}{2L} + W_i \frac{4}{mr^2}\right) \frac{1}{\omega} \quad (\text{III.10})$$

com n inteiro.

III.2.2 Circuito do banco principal

Este sistema é composto de um banco de capacitores de $28,0\mu F$ nominal, sendo operado a $25kV$ com uma energia armazenada de $8,8kJ$ com o tempo de subida ($T/4$) de $5,0\mu s$.

Foi mencionado no capítulo anterior que tanto o sistema de pré-ionização como o principal possuem uma chave para o *crowbar* da descarga. No caso da descarga da pré-ionização a finalidade desta chave é cortar as oscilações do campo à partir de um certo instante para a não perturbação da configuração posterior. Para a descarga principal, o objetivo do *crowbar* da mesma é a maior duração da configuração de campo reverso formada.

O conjunto de bancos de capacitores do TC1 são disparados numa sequência e temporização bem definida objetivando a melhor condição para a formação da C.C.R..

III.3 Temporização dos Chaveamentos

A escolha da temporização dos disparos das chaves obedecem aos seguintes critérios:

O início da descarga do sistema principal e o *crowbar* do sistema da pré-ionização são simultâneos, fig.(III.3).

Para a determinação deste instante, utilizou-se uma câmara especial ultra rápida IMACON para a verificação da luz (integrada no espectro visível). Observou-se que a partir do terceiro semiperíodo da descarga da pré-ionização havia uma queda abrupta na emissão de luz o que indicava a baixa eficiência na ionização à partir deste instante, fig.(III.4).

Foram utilizadas também duas sondas magnéticas, uma medindo o campo local e outra o campo total (loop) ambas em $z = 0$ para a otimização da temporização dos disparos dos bancos.

Observe-se a fig.(IV.4), vemos o sinal da sonda local para descargas à diferentes pressões de operação. Note-se que a sonda local é pouco sensível à pressão o que era de se esperar, pois mede o campo local entre o solenoide e o tubo de pirex.

Na fig.(III.6) vemos o sinal da sonda de fluxo total (1 loop em torno do tubo de pirex). O sinal do loop depende fortemente do campo total que é afetado pelo plasma e portanto depende da pressão de operação. Como era de se esperar para a pressão baixa o sinal tende ao sinal da sonda local.

Para simplificar a análise, observou-se o diamagnetismo do plasma gerado pela pré-ionização ou seja, a diferença entre os sinais das sondas *loop* e local já que a sonda local mede o campo externo.

Adotou-se o critério de se considerar como a melhor pré-ionização aquela em

Tek



Cursors

Def Wfm

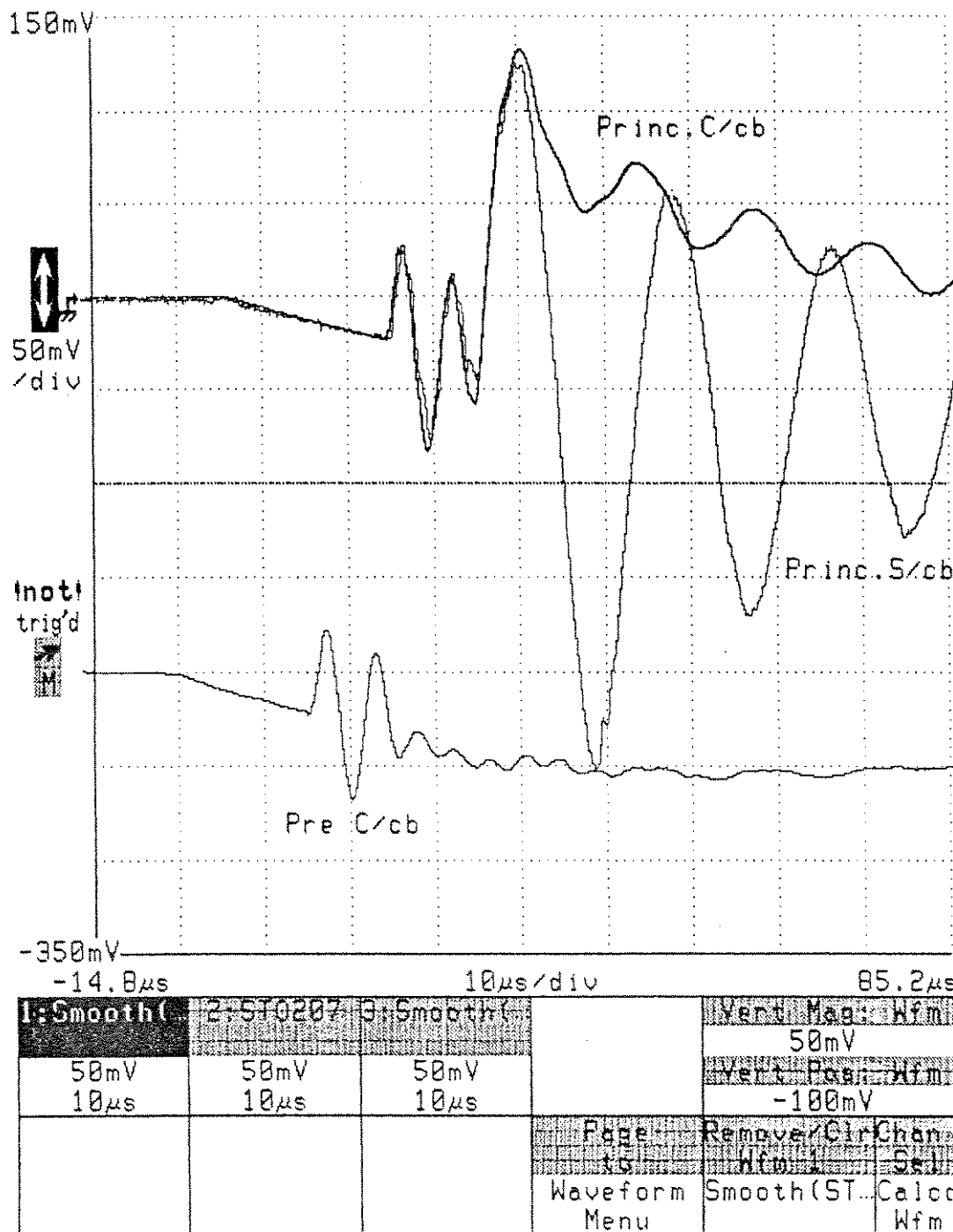


Figura III.3: Temporização dos chaveamentos do TC1-UNICAMP.

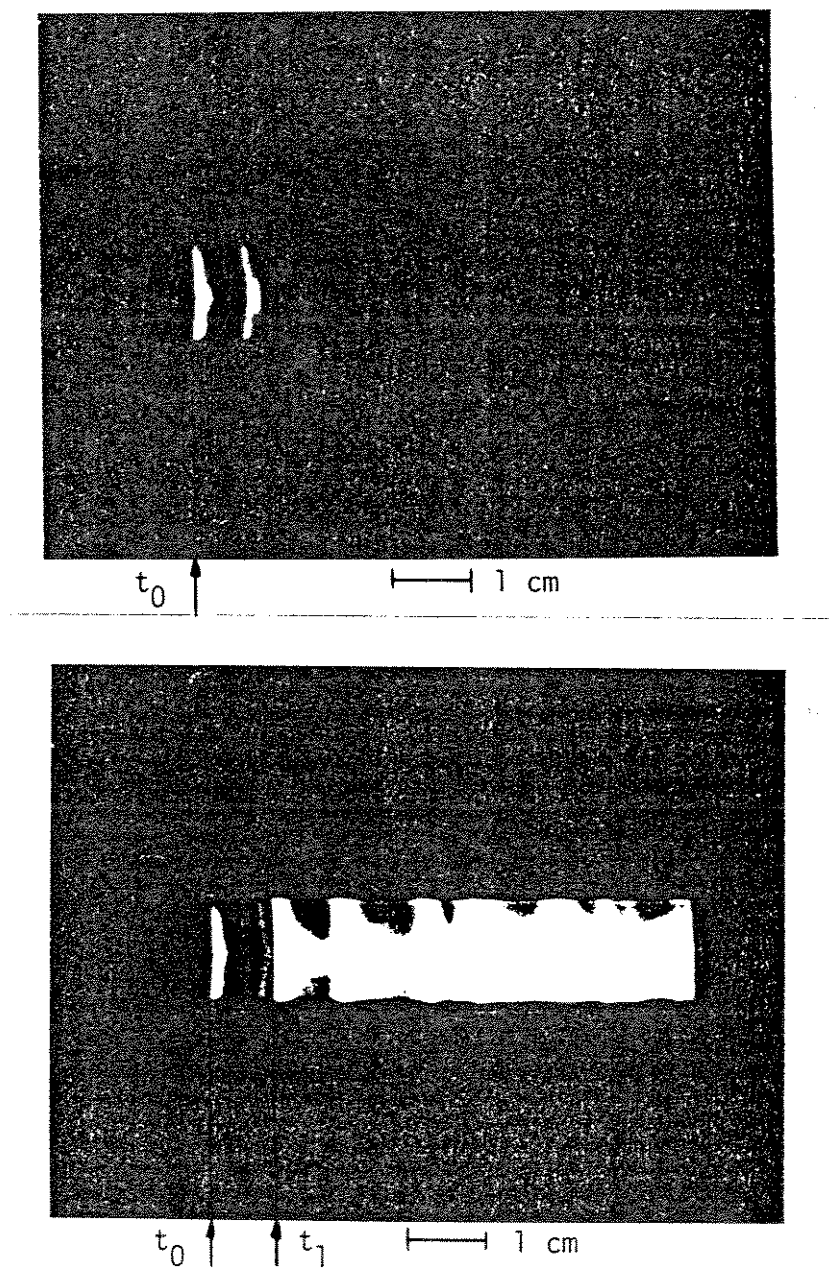


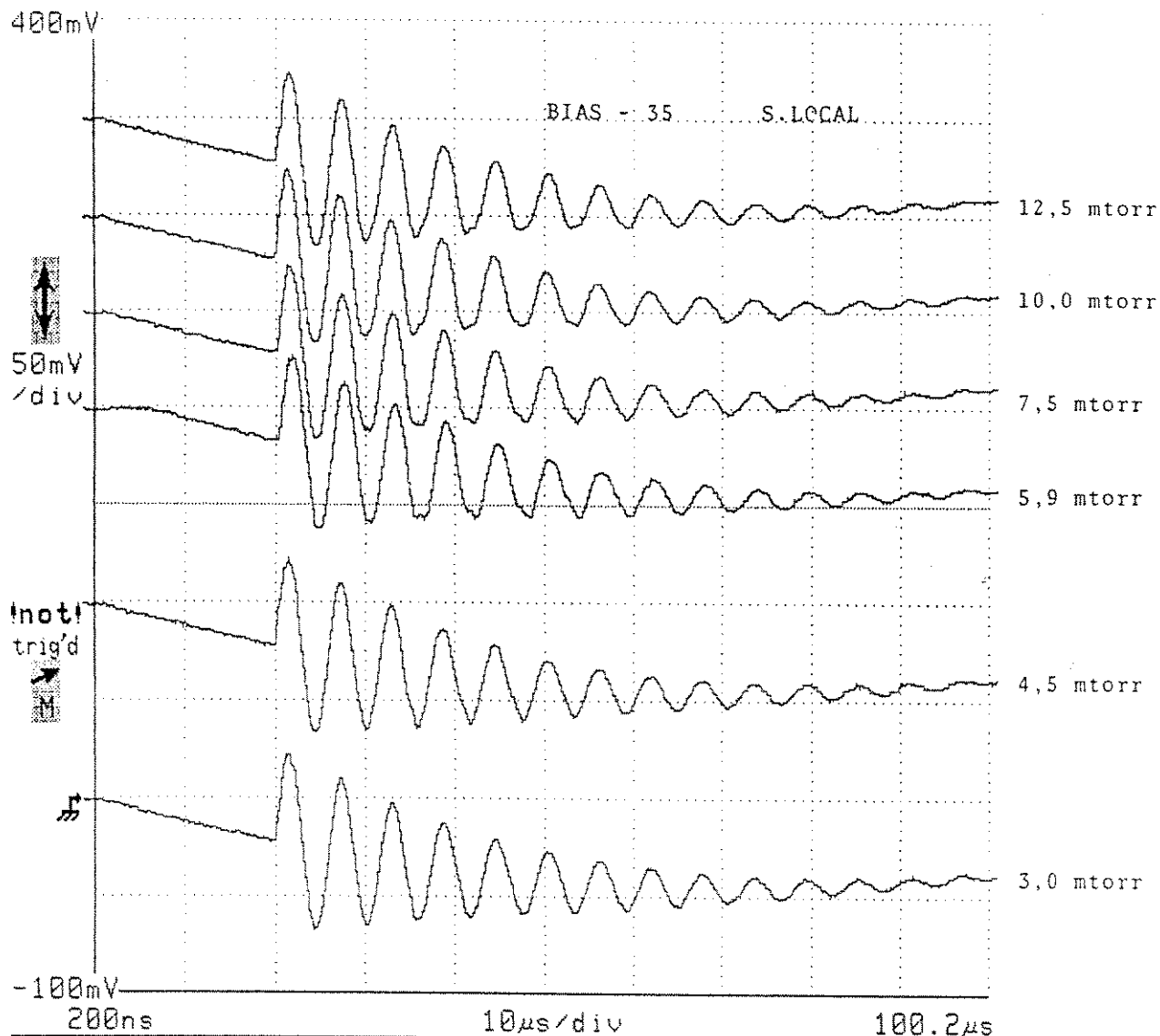
Figura III.4: Emissão de luz proveniente da pré-ionização registrada pela IMACON, modo "streak"-10/*mus*/cm. Onde t_0 refere-se ao início da descarga do sistema de pré-ionização e t_1 ao acionamento do "crowbar" do sistema de pré-ionização e início da descarga principal. a) Pré sem "crowbar" b) Pré com "crowbar" e principal sem "crowbar".

Tek



Cursors

Def Wfm



1:ST0193	2:ST0197	3:ST0201	4:ST0205	Horz Mag	
50mV	50mV	50mV	50mV	2x	
10µs	10µs	10µs	10µs	Horz Pos Gr	
5:ST0209	6:ST0215		Page	Remove	Pan/
50mV	50mV		to	Wfm 6	Zoom
10µs	10µs		Waveform	ST0215	on
			Menu		

Figura III.5: Sinal da sonda local para diferentes pressões de hidrogênio com o disparo do banco da pré-ionização

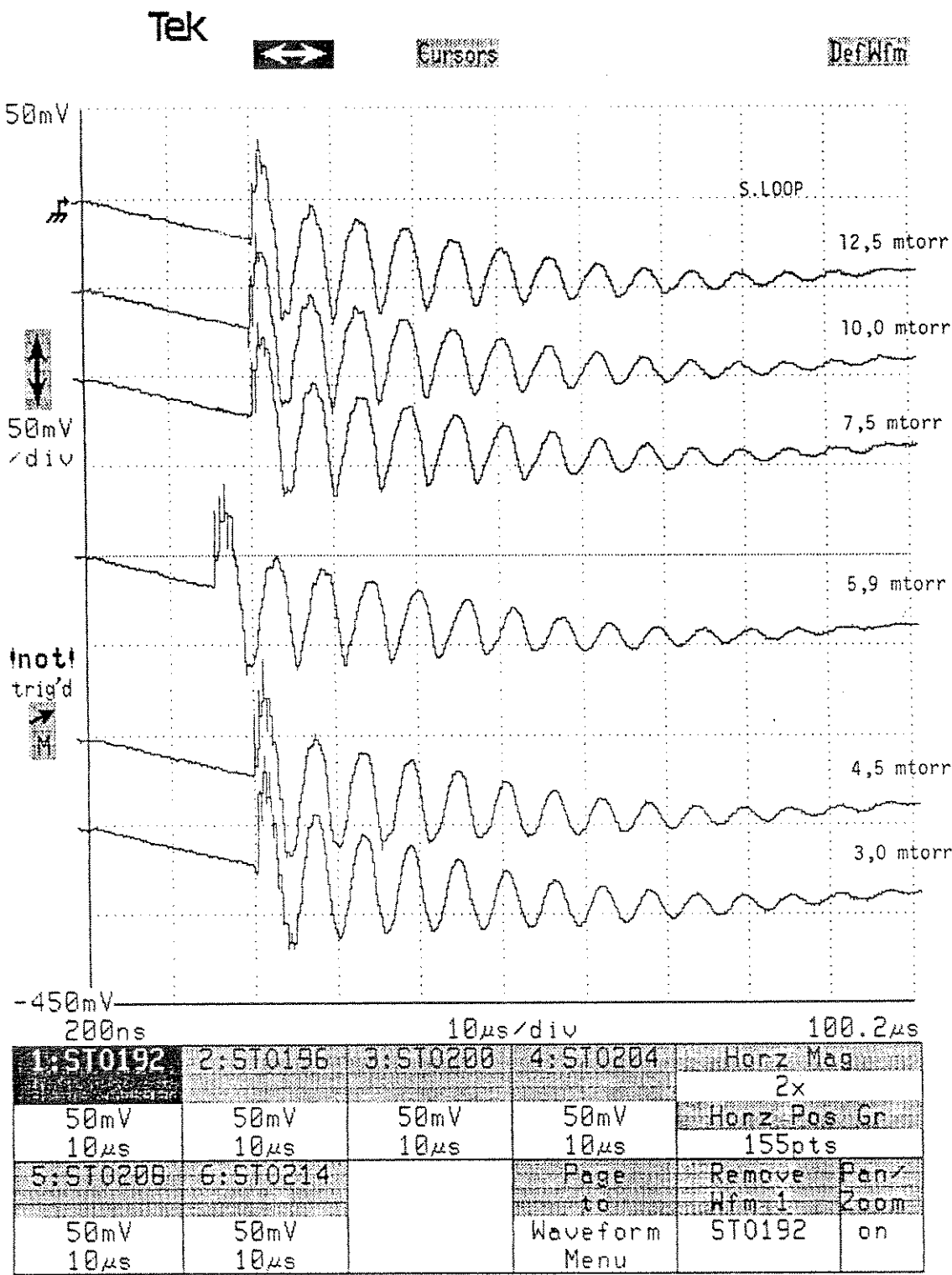


Figura III.6: Sinal da sonda total (loop) para diferentes pressões de hidrogênio com o disparo do sistema da pré-ionização.

que se obtém o maior sinal de diamagnetismo. Observou-se que para pressões entre $3,5mTorr$ e $12,0mTorr$, o máximo do diamagnetismo ocorre no segundo mínimo do sinal da descarga da pré-ionização ($10\mu s$ após o disparo do pré). As figuras (III.7 e III.8) ilustram o fato.

O resultado da análise dos sinais das sondas magnéticas concordam com o sinal da IMACON. Escolheu-se o instante assim definido para se efetuar o *crowbar* da descarga da pré-ionização e início do campo principal.

O intervalo de tempo entre o disparo do banco de polarização e da pré-ionização foi escolhido de maneira que o campo de pré-ionização se anulasse pelo menos 4 vezes. (cruza o zero 4 vezes). Isto é importante para a uniformização da distribuição do plasma no tubo de pirex no instante do disparo do banco principal. Quando o campo da pré-ionização cruza o zero o plasma gerado ocupa todo o volume do tubo.

Como pode ser observado, os instantes para o disparo dos campos da pré-ionização e principal são bem definidos e é importante que sejam reprodutíveis ou seja que o *jitter* das chaves envolvidas seja pequeno. Para garantir esta reprodutividade foi desenvolvida uma chave especial capaz de controlar altas correntes ($250kA$) a altas tensões ($25 - 30kV$) com baixo *jitter*. São chaves tipo “Distorção de Campo” tanto para a partida como para o *crowbar* dos bancos.

A figura (III.9) mostra os detalhes de uma destas chaves. Outros dados sobre as mesmas estão na ref. [35]. São chaves inteiramente projetadas e construídas no laboratório de Plasmas da UNICAMP. A figura (III.10) mostra o esquema elétrico para o disparo da chave de partida do banco principal. Para o *crowbar* da descarga principal foi feita uma montagem de duas chaves justapostas como indicado no desenho esquemático da figura (III.11)

No TC1-UNICAMP, para o disparo do sistema principal de capacitores, são utilizados dois conjuntos de chaves como o esquematizado na figura (III.11) ligadas em paralelo entre si. A utilização destas chaves quanto ao *jitter* foi bastante satisfatória ($\approx 20ns$), porém o *crowbar* da descarga principal mostrou-se precário devido

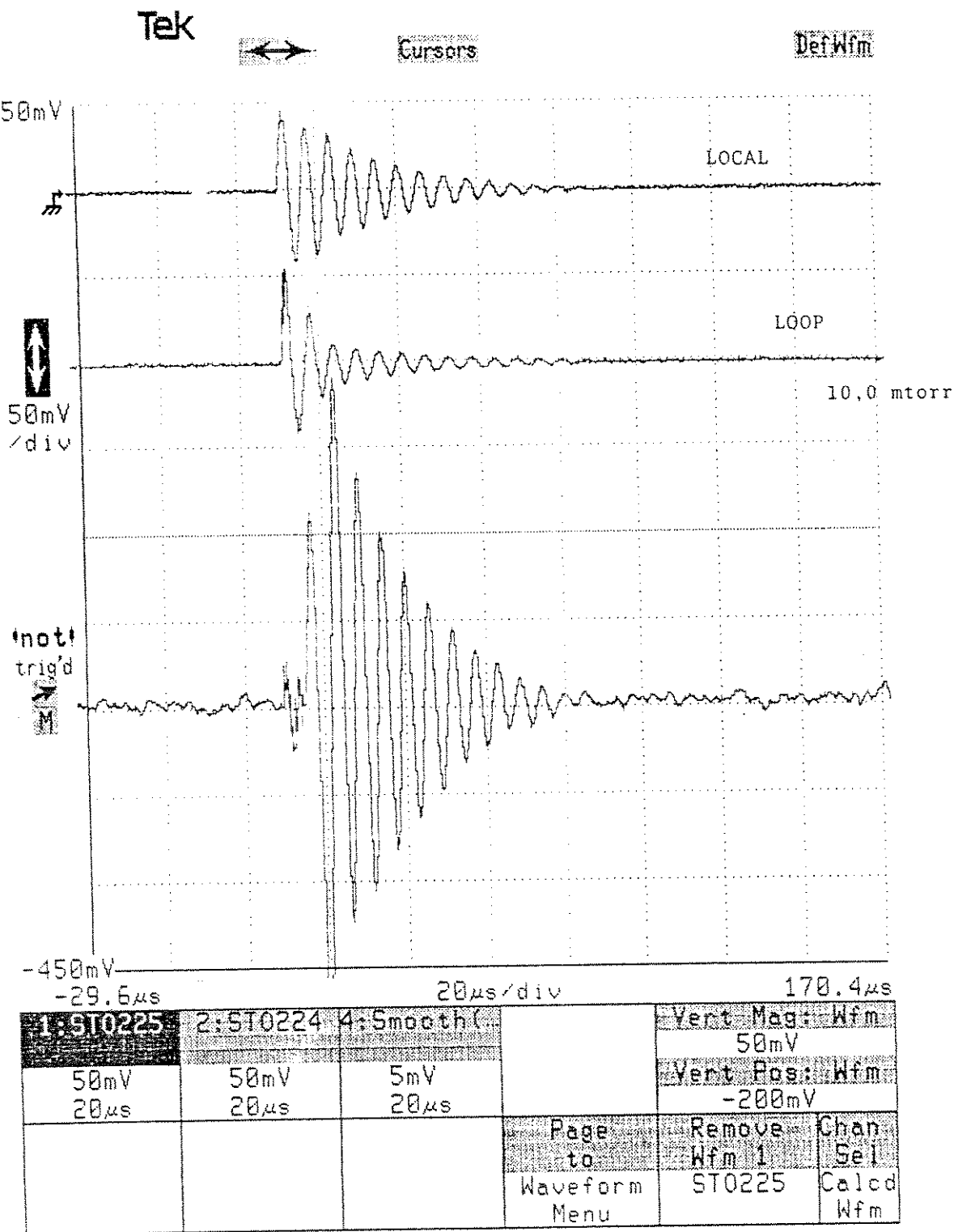


Figura III.7: Sinal do diamagnetismo para uma pressão de 10 mTorr de hidrogênio. Sonda de fluxo excluído em $z = 5,4\text{cm}$.

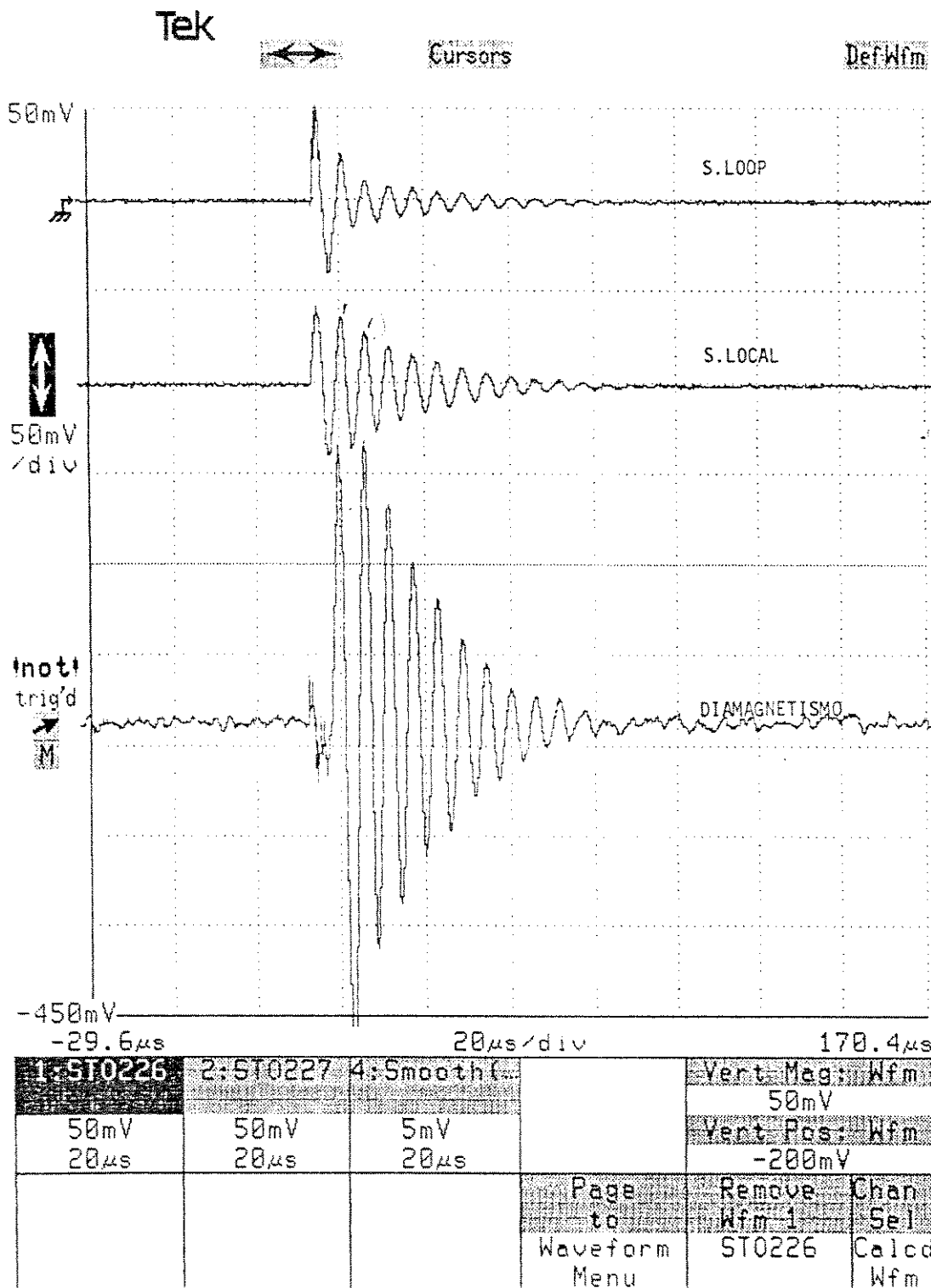


Figura III.8: Sinal de diamagnetismo para uma pressão de 12,5 mTorr de hidrogênio. Sonda de fluxo excluído em $z = 5,4\text{cm}$.

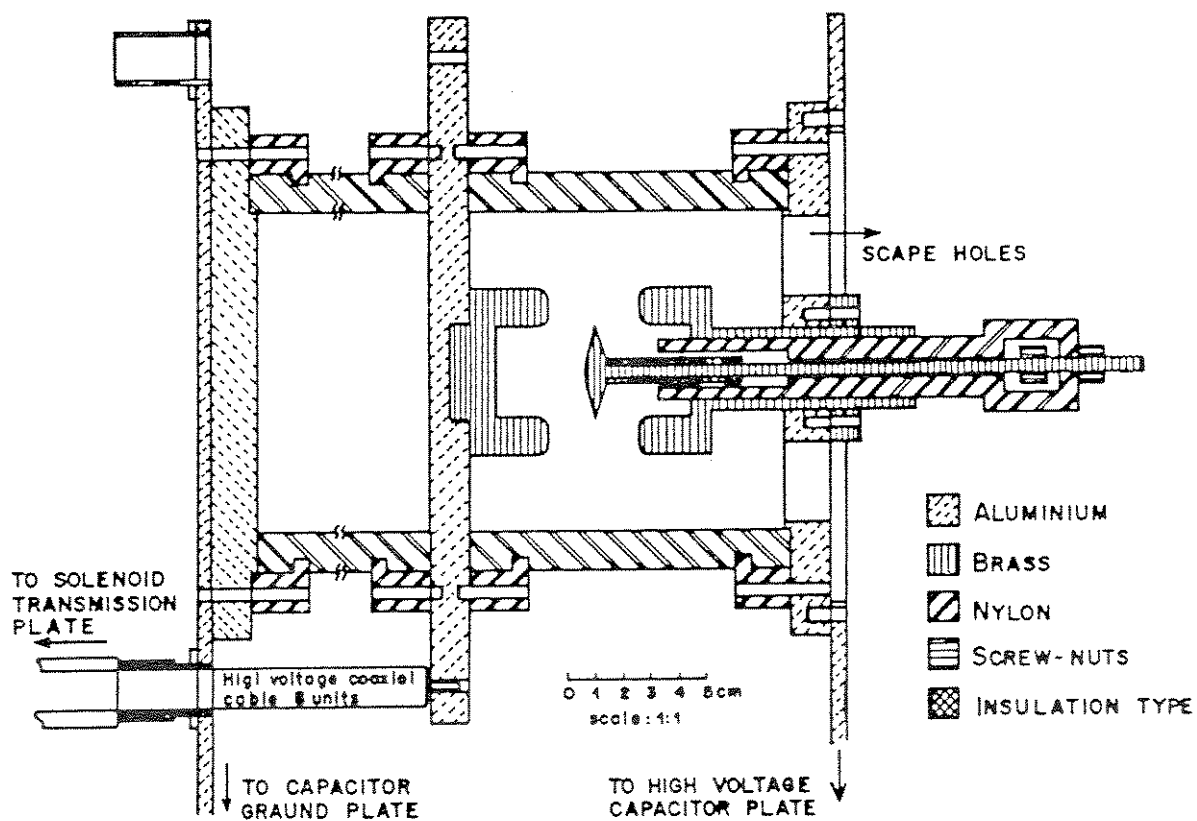


Figura III.9: Detalhes da chave de distorsão de campo utilizada para o disparo e "crowbar" dos sistemas principal e pré-ionização do TCI-UNICAMP.

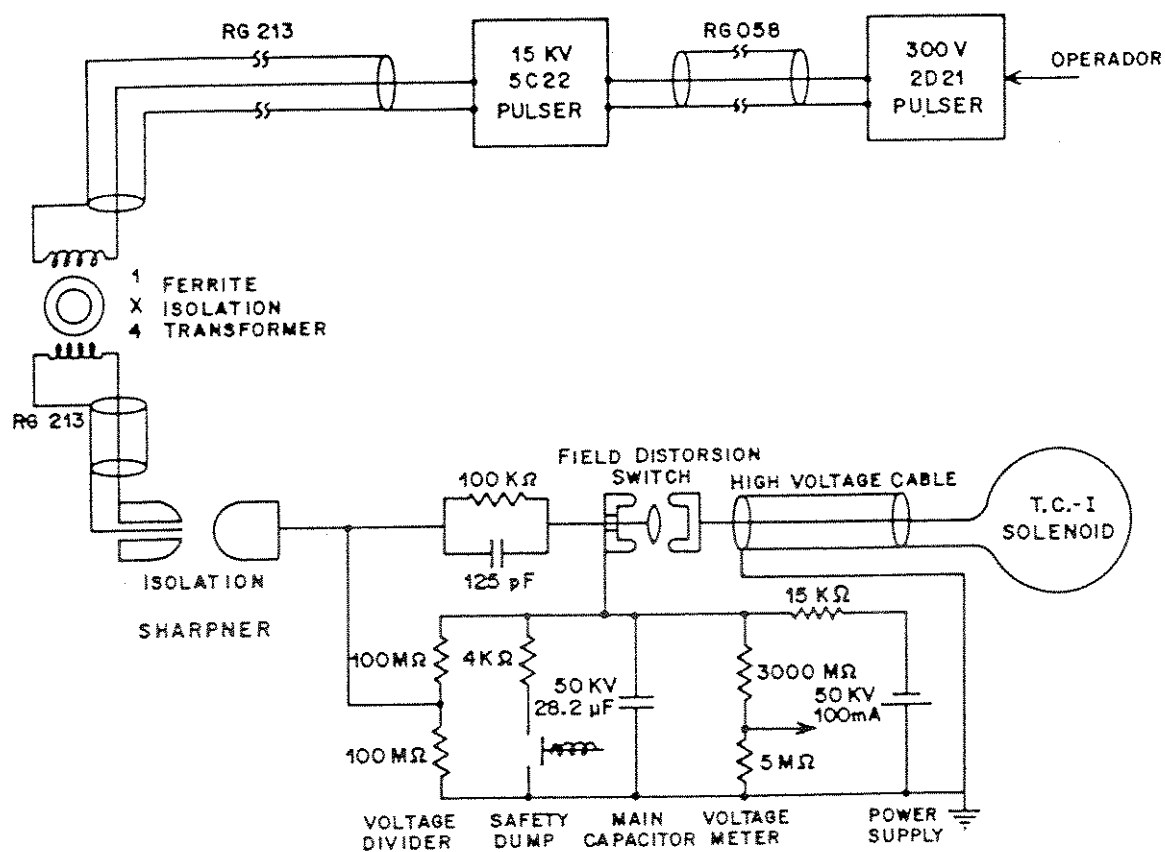


Figura III.10: Diagrama elétrico para o disparo da chave de partida dos sistemas principal e pré-ionização do TCI-UNICAMP.

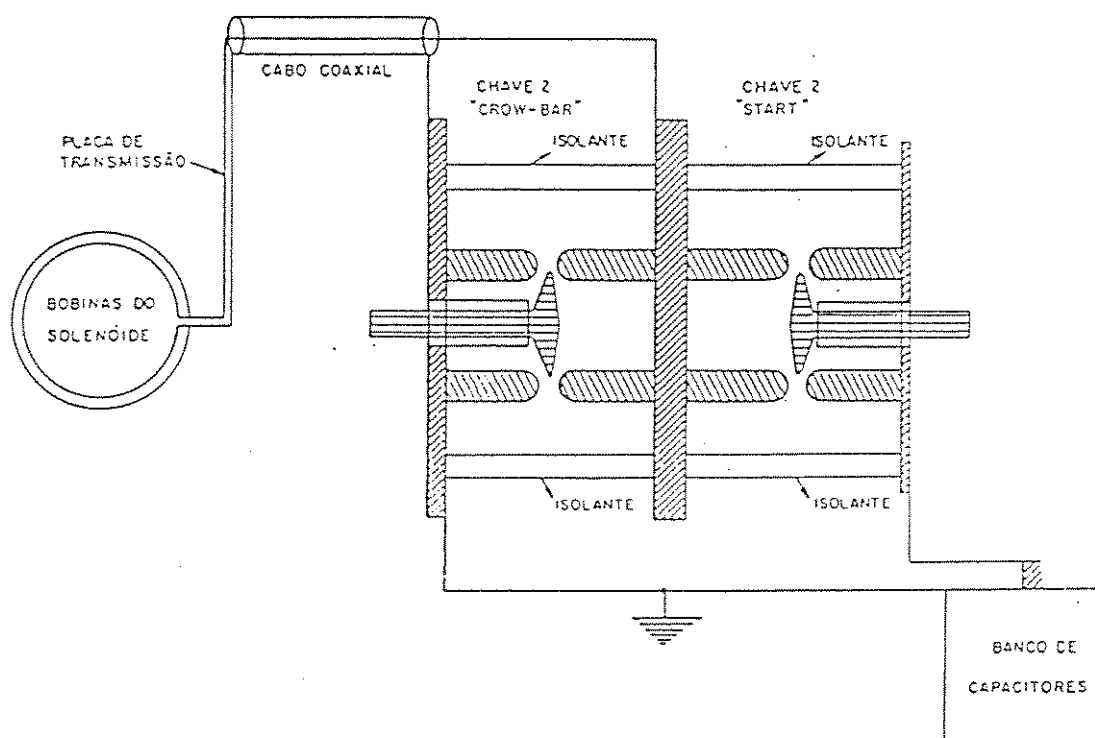


Figura III.11: Diagrama esquemático das chaves de partida e "crowbar" montadas justapostas como no circuito real.

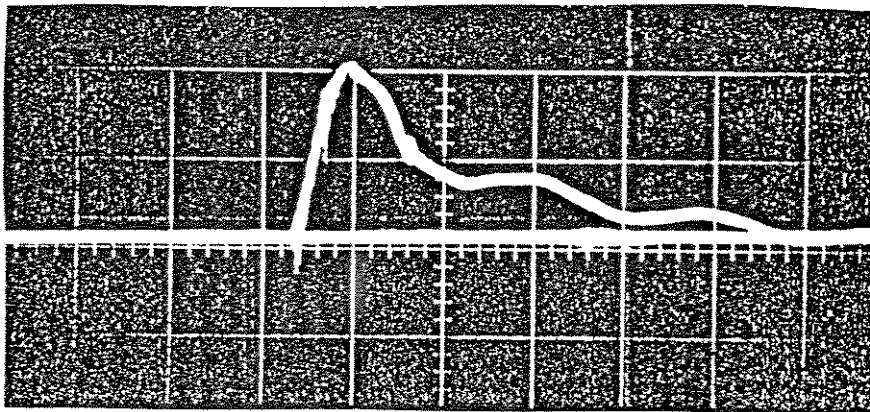


Figura III.12: Sinal de uma sonda magnética externa. Descarga típica do banco principal com "crowbar" sem otimização ($10\mu\text{s}/\text{div}$ e $5\text{ volts}/\text{div}$).

à indutância relativamente alta deste sistema (fig(III.12)).

III.4 Otimização do *Crowbar* do Campo Principal

Foi necessário portanto uma otimização do sistema *crowbar* para obtermos uma condição melhor de operação. [36]

A partir do modelo simplificado da figura (III.13) simulou-se a descarga num computador variando-se os parâmetros R_c e R_s indicados na figura (III.13) obtendo-se os resultados da figura (III.14) onde vemos a dependência da característica da descarga com a resistência R_c da chave para o *crowbar*. Verifica-se que tendemos à um ótimo quando R_c tende à zero (fixados os outros parâmetros).

A figura(III.15) mostra a influência da resistência R_s da chave de partida na característica da corrente após o *crowbar*, fixado um valor baixo para $R_c = 1m\Omega$. Chega-se a um valor ótimo de R_s e o perfil é mostrado na figura (III.16), para $R_s = 100m\Omega$. Baseando-se nestes resultados, implementou-se as mudanças possíveis no TC1-UNICAMP da seguinte maneira:

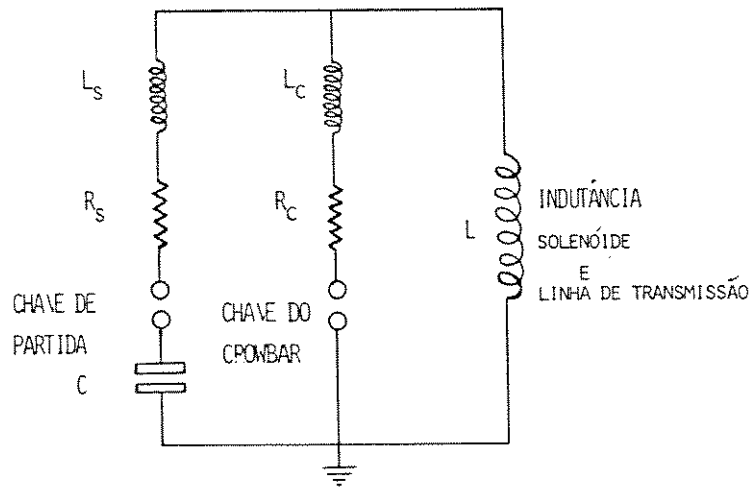


Figura III.13: Modelo para o circuito da descarga principal com "crowbar".

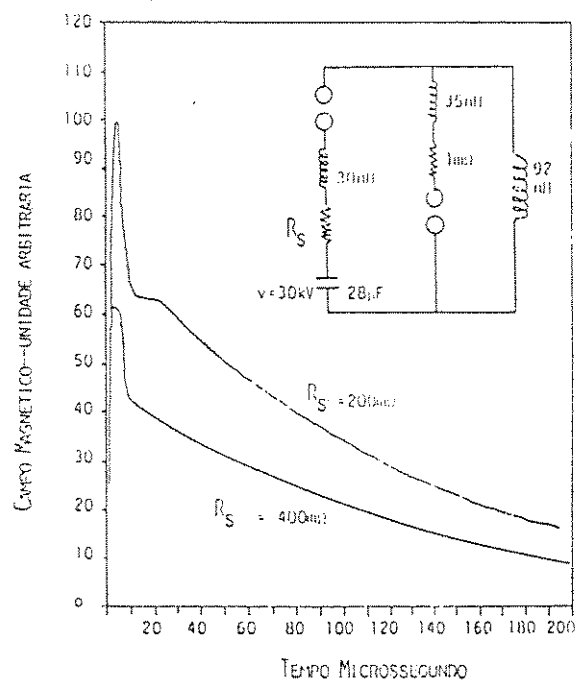


Figura III.14: Variação da característica em função do valor de resistência (R_c) do ramo que contém a chave "crowbar" (fixados C , V , R_s e L_s).

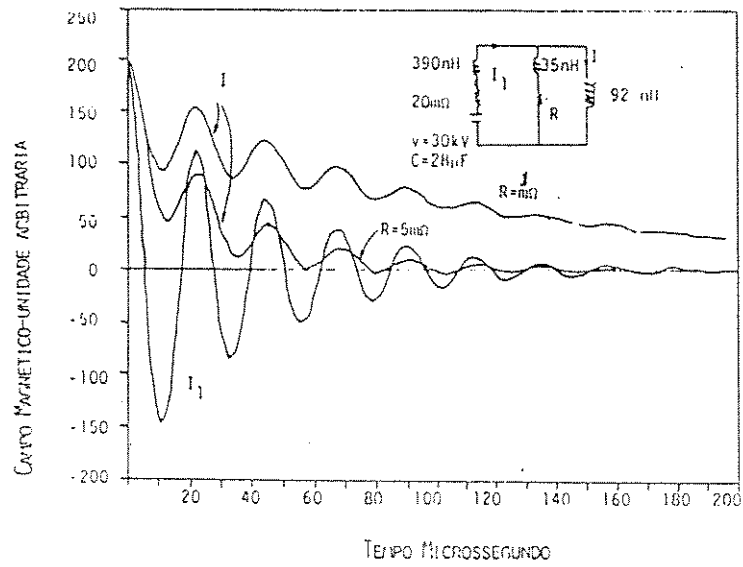


Figura III.15: Variação da característica em função do valor da resistência (R_s) do ramo que contém a chave de partida (fixados C , L_s , L_c e R_c).

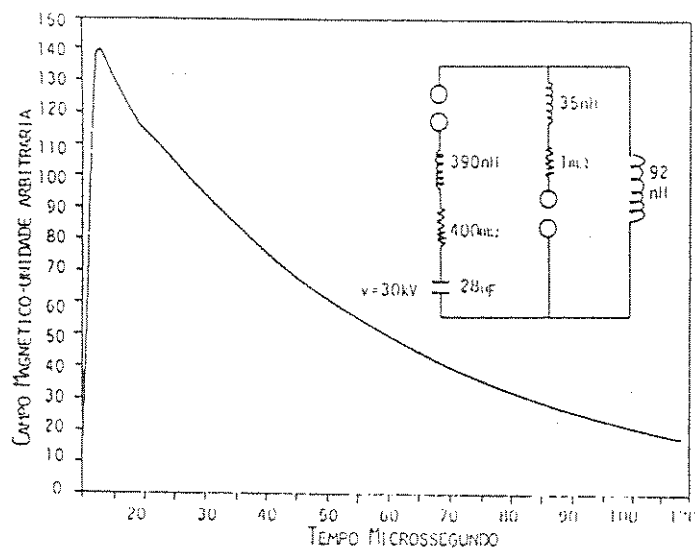


Figura III.16: Perfil ótimo de I com R_s ótimo.

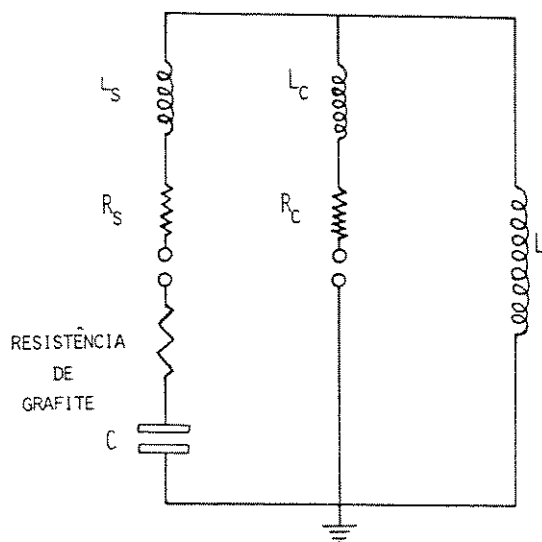


Figura III.17: Representação do circuito principal de descarga com o resistor de grafite em série com a chave de partida.

Para reduzir R_c colocou-se uma ignitron em paralelo às chaves de distorsão de campo do *crowbar*.

Para aumentar R_s colocou-se uma resistência de grafite em série com a chave de partida, antes do circuito de *crowbar*, como mostra a figura (III.17). O resistor de grafite possibilita um melhor desacoplamento do banco de capacitores do resto do circuito durante o *crowbar* da descarga.

O desempenho do sistema após as modificações pode ser visto na figura (III.18) onde observamos um nível de oscilações mais reduzido, aceitável para a operação da máquina. Nas figuras (III.19) e (III.20) vemos o plasma registrado pela IMACON no modo *streak* ($20\mu s/cm$) nas situações sem *crowbar* e com *crowbar*.

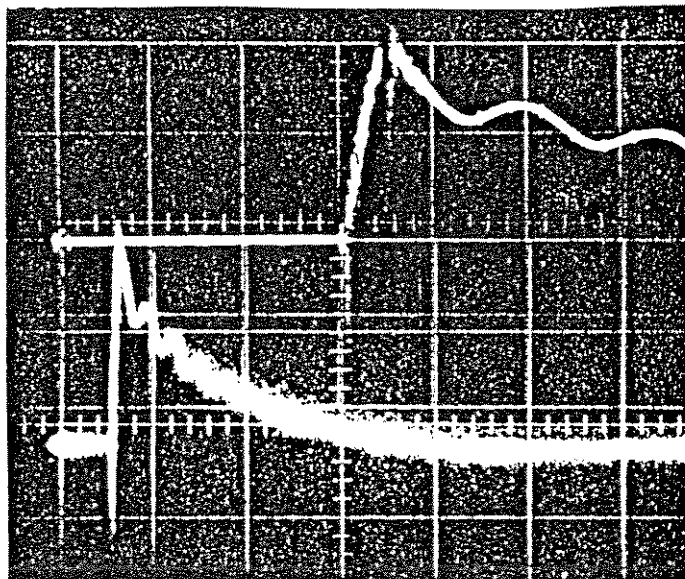


Figura III.18: Sinal de uma sonda magnética mostrando a descarga do sistema principal com "crowbar" após otimização. Sinal superior $10\mu\text{s}/\text{div}$ e 5 volts/div. Sinal inferior $50\mu\text{s}/\text{div}$ e 5 volts/div

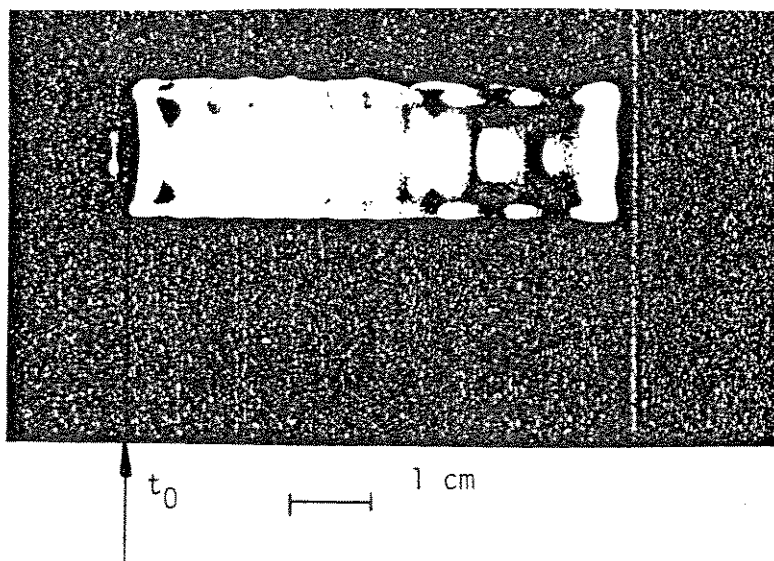


Figura III.19: Fotografia tirada pela IMACON, descarga sem "crowbar" (modo "streak" $20\mu\text{s}/\text{cm}$). Onde t_0 refere-se ao início do disparo do banco principal.

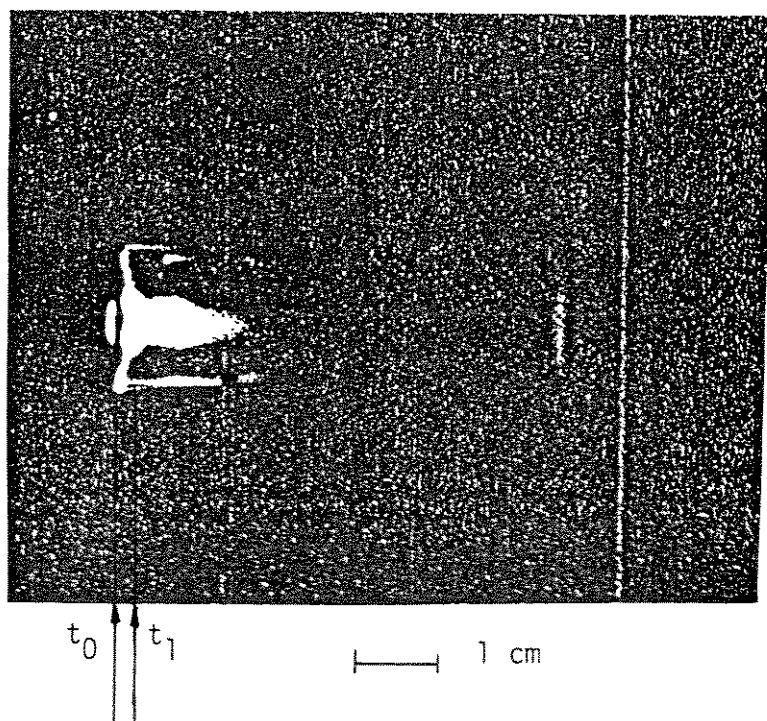


Figura III.20: Sinal registrado pela IMACON. Descarga do sistema principal com "crowbar", modo "streak" $20\mu\text{s}/\text{cm}$. Onde t_0 refere-se ao início do disparo do banco principal e t_1 ao disparo do "crowbar".

Capítulo IV

DIAGNÓSTICOS UTILIZADOS NO TC1-UNICAMP

O TC1-UNICAMP é um sistema pulsado e portanto as grandezas eletromagnéticas que o descrevem dependem do tempo. As principais grandezas envolvidas na formação e evolução temporal de uma C.C.R. são o campo magnético e o seu fluxo.

Devido à natureza pulsada do campo magnético a teoria para a sua medida é uma das mais bem conhecidas e se baseia nas leis de Faraday e Lenz. Uma sonda magnética para sistemas pulsados pode ser simplesmente uma bobina colocada no interior da região onde existe um fluxo de campo magnético variando com o tempo.

A bobina (sonda) irá concatenar dentro de si parte do fluxo do campo variável o que irá originar o surgimento de uma pequena força eletromotriz, criando uma diferença de potencial nos terminais da sonda. Esta diferença de potencial é enviada através de cabos coaxiais à instrumentos de medidas capazes de registrá-las. Tomando-se certos cuidados técnicos como o casamento de impedância e blindagem contra ruídos, obtemos uma medida bastante precisa do campo magnético, utilizando-se este tipo de sonda. O casamento de impedância é fundamental pois, normalmente o sistema de aquisição de dados está localizado à uma distância relativamente grande da máquina e o sinal é levado da fonte até a aquisição através de

cabos coaxiais (50Ω).

Normalmente, o sistema de aquisição tem uma impedância de entrada relativamente alta ($1M\Omega$) e o descasamento de impedância entre o cabo e o sistema de aquisição faz com que o sinal seja refletido neste ponto e a interação do sinal refletido e o sinal propriamente dito provoca uma grande distorção no sinal original. O casamento de impedância é realizado simplesmente por um resistor em paralelo (50Ω) como terminação do cabo coaxial.

Quanto ao ruído eletromagnético, todo cuidado deve ser tomado pois as chaves que controlam as descargas dos bancos de capacitores são bastante ruidosas, com amplitude da ordem de $1kV$. O grande problema relacionado com os ruídos advém do fato de estarmos lidando com descargas de grandes potências, por exemplo para o banco principal de capacitores (energia $8,8kJ$ e tempo de subida de $5\mu s$) temos uma potência de $1,76 \times 10^9 W$. Quando temos potências desta ordem de grandeza envolvida, temos que ter um sistema de terra de baixa resistência e baixa indutância capaz de absorvê-la, caso contrário há reflexão no terra causando sérios danos em todos os equipamentos. Para resolver este problema, foi construída uma gaiola de Faraday envolvendo a sala de diagnósticos com o terra independente do sistema θ -pinch com alimentação via transformadores de isolação e filtros de linha. Mesmo os sinais das sondas magnéticas são conectados via transformadores de isolação (núcleo de ferrita de alta frequência).

Todos os sinais de *trigger* para os sistemas de aquisição são também desacopladas via transformadores de isolação.

Uma fonte de ruído mais sutil resulta quando temos *loops* de terra e para evitá-los aterramos os cabos apenas na gaiola de Faraday e tomamos o devido cuidado para que não haja contato entre os condutores externos dos cabos coaxiais. Para uma melhor proteção, todos os cabos de sinais são conduzidos para a gaiola de Faraday via um tubo de ferro galvanizado que devido ao alto μ blindo contra ruídos magnéticos. Tomadas as devidas precauções olhemos o circuito da sonda magnética

em si com algum detalhe.

Consideremos o modelo da figura (IV.1), onde representamos a sonda magnética através de uma indutância L_s , uma resistência em série R_s e uma fonte U_i . Na saída temos o resistor de casamento (terminação do cabo) $R = Z$ com valor igual à impedância da linha Z (normalmente 50Ω).

Podemos escrever para o circuito:

$$U_i = L_s \frac{dI}{dt} + I(Z + R_s) \quad (\text{IV.1})$$

mas $U_s = ZI$. Ficamos então com

$$U_i = \frac{L_s}{Z} \frac{dU_s}{dt} + \frac{U_s}{Z}(Z + R_s) \quad (\text{IV.2})$$

temos então

$$U_s = \frac{ZU_i - L_s \frac{dU_s}{dt}}{Z + R_s} \quad (\text{IV.3})$$

$$U_s = \frac{ZU_i}{Z + R_s} \left(1 - \frac{L_s}{ZU_i} \frac{dU_s}{dt}\right) \quad (\text{IV.4})$$

Se $(L_s/ZU_i)(dU_s/dt) \ll 1$ ficamos com

$$U_s \cong \frac{ZU_i}{Z + R_s} \quad (\text{IV.5})$$

Sabemos da lei de Faraday que $U_i \propto dB/dt$ e portanto $U_s \propto dB/dt$, consequentemente para obtermos o campo $B(t)$ devemos integrar a eq.(IV.5). Para efetuarmos a integração utilizamos normalmente um integrador passivo como o representado na fig.(IV.2).

Da figura(IV.2) temos:

$$U_s = R_i I + \frac{1}{C} \int I dt \quad (\text{IV.6})$$

onde $\frac{1}{C} \int I dt = U_0$. O circuito passa baixo RC da fig.(IV.2) é considerado um integrador quando a constante de tempo RC é muito maior que o tempo requerido para uma variação apreciável no sinal de entrada. Nestas condições a queda de

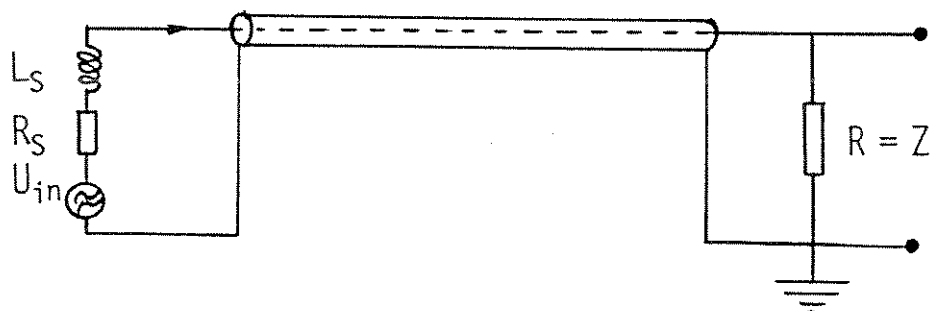


Figura IV.1: Diagrama esquemático da sonda magnética com a linha de transmissão e resistor de casamento de impedância.

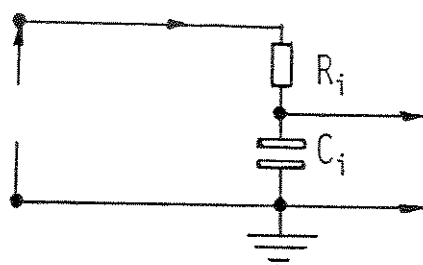


Figura IV.2: Integrador passivo

tensão no capacitor é muito pequena em relação à queda de tensão em R_i (resistor do integrador), ou seja, $U_s \simeq R_i I \Rightarrow I \simeq U_s/R_i$ e portanto a tensão em C é dada por

$$U_0 = \frac{1}{C} \int I dt = \frac{1}{R_i C_i} \int U_s dt \quad (\text{IV.7})$$

Esta equação mostra que a tensão de saída é proporcional à integral do sinal de entrada. A relação (IV.7) só é válida dentro de certos limites e é comum adotar-se o critério para uma boa integração $R_i C > 10T$ onde T é o período do sinal à ser integrado.

Retornando para a medida do campo magnético, consideremos a eq. (IV.5) tal que $U_i = -d\Phi/dt$ onde Φ é o fluxo do campo magnético concatenado pela sonda magnética.

Supondo a sonda pequena para que possamos considerar desprezível a variação de $\vec{B}$ ao longo da secção transversal A temos

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

onde $B_{\perp}(r, t)$ é a componente perpendicular de $\vec{B}$ à seção transversal A em r no instante t e A_{ef} é a área efetiva da espira que normalmente é determinada por calibração em um campo conhecido. Quando temos N espiras

$$U_i = N A_{ef} \frac{d}{dt} B_{\perp}(r, t) \quad (\text{IV.9})$$

e substituindo em (IV.5), obtemos

$$U_s = \frac{Z}{Z + R_s} N A_{ef} \frac{d}{dt} B_{\perp}(r, t). \quad (\text{IV.10})$$

O sinal de saída do integrador fica sendo

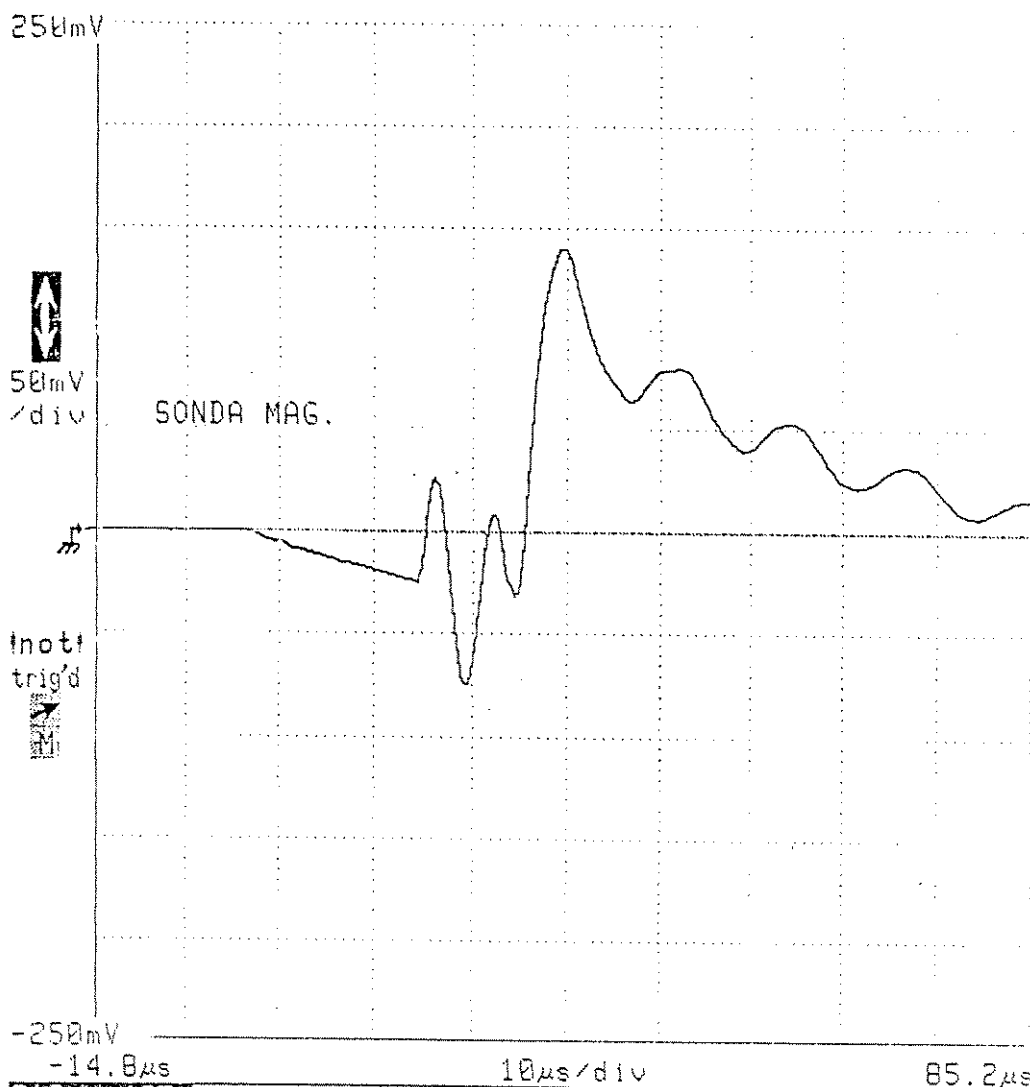
$$U_0 = \frac{Z}{R_i C (Z + R_s)} N A_{ef} B_{\perp}(r, t). \quad (\text{IV.11})$$

Tek



Cursors

DefWfm



3: Intp (ST				Waveform	Intp (ST01	Calcd	Wfm
50mV				Page	Remove	Chan	
10μs				to	Wfm	Seh	
				Menu			

Figura IV.3: Sinal típico de sonda magnética no TCI-UNICAMP

Analisando o sinal de saída do integrador vemos que para uma boa sensibilidade da sonda é interessante que a área total NA_{ef} seja grande, porém, dois aspectos importantes devem ser considerados que são a resolução espacial, (que limita o produto NA_{ef}) pois está associada com o tamanho da sonda, e a resolução temporal (que limita o número de espiras N) que está associada à indutância e à resistência da sonda por $\tau = L_s/R_s$. O τ é o tempo de resposta da sonda magnética [36,37], L_s é a indutância da sonda, R_s resistência da sonda com $L_s = (K\mu_o\pi a^2 N^2)/l$ onde K é uma constante entre 0 e 1, l o comprimento da bobina, a raio da bobina, N número de espiras, e μ_o a permeabilidade ($= 4\pi \times 10^{-7} H/m$). Normalmente R_s é pequena, tal que, $R_s \ll Z$ e podemos escrever

$$U_0 = \frac{1}{R_i C} NA_{ef} B_{\perp}(r, t). \quad (IV.12)$$

IV.1 Sondas de Fluxo Excluído

Uma sonda de fluxo excluído é um arranjo de duas sondas magnéticas. Uma medindo o fluxo total dentro do solenóide, normalmente, envolvendo o tubo de pirex com uma única espira de raio r_l . A outra é uma pequena sonda magnética como a descrita no tópico anterior, localizada também sobre o tubo de pirex, orientada ao longo do eixo do solenóide medindo B_z localmente, por isto denominada sonda local, fig.(IV.4). Este conjunto de sondas tem por objetivo medir o diamagnetismo ou fluxo excluído associado à C.C.R. Ambas as sondas são colocadas externamente ao plasma (fora do tubo de pirex, entre o solenóide e o tubo) o que torna este diagnóstico mais atrativo ainda por não contaminar o plasma.

O diamagnetismo pode ser dado por

$$\Delta\phi = \pi r_l^2 B_l - \int_0^{r_l} B_z 2\pi r dr \quad (IV.13)$$

onde r_l é o raio do *loop* da sonda de fluxo total. O primeiro termo é o fluxo total e o segundo o fluxo do campo perturbado pela presença do plasma, no vácuo $\Delta\phi = 0$.

O diamagnetismo do plasma ou fluxo excluído $\Delta\phi$ pode ser definido como [38]

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= \pi r_{\Delta\phi}^2 B_l = \int_0^{r_l} [B_l - B(r)] 2\pi r dr \\ &= B_l \pi r_l^2 - \phi_l\end{aligned}\quad (\text{IV.14})$$

Podemos escrever então:

$$r_{\Delta\phi}^2 = r_l^2 - \frac{\phi_l}{\pi B_l} \quad (\text{IV.15})$$

onde $r_{\Delta\phi}$ é o raio do fluxo excluído.

Podemos relacionar $r_{\Delta\phi}$ com r_s raio da separatriz (limite entre a região de campo poloidal aberto e fechado) usando a definição $\phi_l = \pi \bar{B}(r_l^2 - r_s^2)$ na eq.(IV.15) onde $\bar{B}$ é a média de B_z de r_s a r_l numa dada posição axial Z . Obtemos então:

$$r_{\Delta\phi}^2 = r_l^2 - \frac{\bar{B}}{B_l}(r_l^2 - r_s^2) \quad (\text{IV.16})$$

Somando $(r_s^2 - r_s^2)$ à eq.(IV.16) obtemos

$$r_{\Delta\phi}^2 = r_s^2 + (1 - \frac{\bar{B}}{B_l})(r_l^2 - r_s^2) \quad (\text{IV.17})$$

Para um campo puramente poloidal com simetria cilíndrica onde podemos desprezar a pressão de plasma na região de campo aberto, ou seja, onde o diamagnetismo é devido somente à região de campo fechado obtem-se [39]:

- a) $r_{\Delta\phi} = r_s$ para a região onde as linhas de B são retas $(\partial B_z / \partial r) = 0$.
- b) $r_{\Delta\phi} < r_s$ para a região onde $(\partial B_z / \partial r) < 0$.
- c) $r_{\Delta\phi} > r_s$ para a região onde $(\partial B_z / \partial r) > 0$.

Para verificação teórica, um mapeamento da região de vácuo fora da separatriz foi realizado [40] resolvendo-se a equação de Grad-Shafranov para a função de fluxo $\Psi(r, z)$ nesta região, com a condição de contorno $\Psi = \Psi_w = cte$ na parede condutora e $\Psi = 0$ na separatriz. O r_s (raio de separatriz) resultante da simulação juntamente com a equação (IV.17) para o $r_{\Delta\phi}$, são comparados com o perfil $r_{\Delta\phi}$ obtido experimentalmente na máquina FRX-B com o uso de sondas de fluxo excluído como

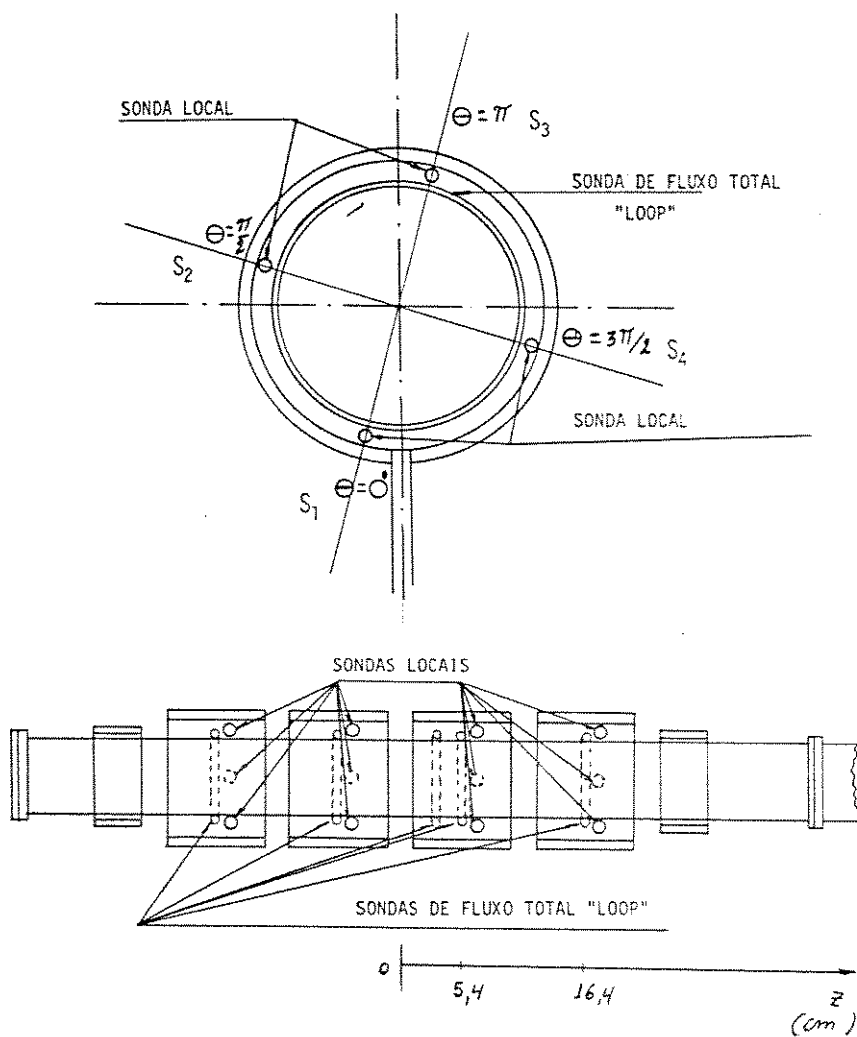


Figura IV.4: Arranjo típico das sondas magnéticas da sonda de fluxo excluído no TC1-UNICAMP.

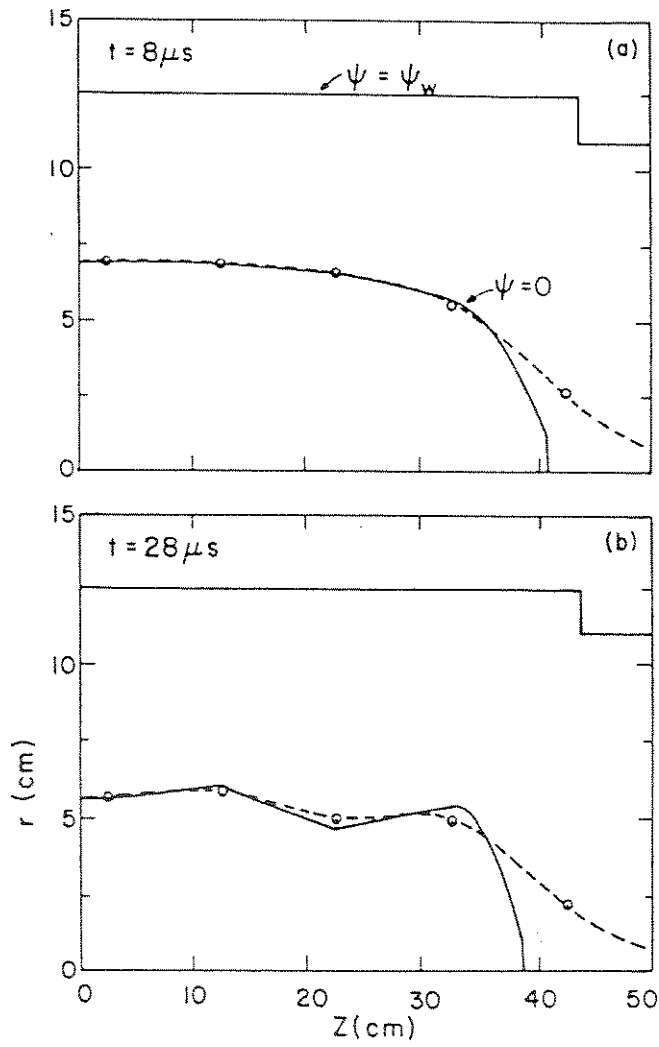


Figura IV.5: Comparação entre os valores de r_s (linha sólida), $r_{\Delta\phi}$ (linha tracejada) obtidas a partir de uma simulação teórica com valores experimentais (círculos) da máquina FRX-B (shot 1424, (a) $t = 8 \mu sec$ e (b) $t = 28 \mu sec$ após a descarga principal.

o descrito acima e uma boa concordância é verificada, como é mostrada na figura (IV.5).

A linha sólida dá o perfil teórico de r_s (raio da separatriz), a linha tracejada dá o perfil teórico de $r_{\Delta\phi}$ (raio do fluxo excluído) e os círculos são os valores experimentais do FRX-B.

Para facilitar, do ponto de vista experimental, a relação (IV.15) pode ser colocada como se segue:

$$r_{\Delta\phi}^2 = r_l^2 - \frac{\phi_l B_v}{\pi B_v B_l} = r_l^2 \left(1 - \frac{\phi_l B_v}{\pi r_l^2 B_v B_l}\right)$$

ou ainda

$$r_{\Delta\phi}^2 = r_l^2 \left(1 - \frac{\phi_p B_v}{B_p \phi_v}\right) \quad (\text{IV.18})$$

onde os índices p e v se referem ao sinal das sondas com plasma e sem plasma (vácuo), respectivamente.

Com a hipótese de que o campo B é uniforme entre r_l e r_w onde r_l é o raio do *loop* e r_w é o raio do solenóide do θ -pinch, podemos reconstruir ϕ_w à partir de ϕ_l e do valor de B_l para a mesma posição axial z ,

$$\phi_w = \phi_l + \pi B_l (r_w^2 - r_l^2). \quad (\text{IV.19})$$

O solenóide do θ -pinch é uma superfície de fluxo, onde ϕ_w representa o fluxo que pode ser medido por uma sonda *loop* fictícia localizada em $r_l = r_w$ em qualquer posição axial z dentro do solenóide. Para regiões onde $\vec{B}$ tem curvatura a correção da equação (IV.19) deve ser efetuada para a obtenção de r_s .

IV.2 Copo de Faraday

O copo de Faraday é um dispositivo simples capaz de discriminar a espécie de carga (positiva ou negativa) e ainda determinar o perfil da distribuição de energia

das partículas constituintes do plasma (elétrons, íons) dependendo do grau de sofisticação do analisador de energia. A fig.(IV.6) apresenta alguns tipos de copos relativamente complexos (várias grades). Em plasmas quiescentes ou estacionários, a utilização deste diagnóstico é bastante versátil, por exemplo em estudo de excitação e propagação de ondas de plasmas, determinação do potencial de plasma, na determinação do perfil da distribuição de energia de elétrons ou íons, etc.

Em plasmas pulsados, como produzido no TC1-UNICAMP, não é trivial o uso destes copos de Faraday complexos, utiliza-se um copo mais simples, constituído de apenas dois elementos como na fig.(IV.7).O objetivo principal no nosso caso é medir o fluxo de plasma em fuga e a velocidade do mesmo. Este é o mesmo tipo de copo utilizado no estudo de feixes intensos de íons ou elétrons [41].

O nome do analisador tem origem e se confunde com o nome do detetor em si, tipo copo de Faraday, que tem uma certa geometria peculiar para minimizar os efeitos dos elétrons secundários do mesmo. Este tipo de analisador apresenta alguns aspectos interessantes que motivam a sua utilização:

- 1) Resolução espacial: é bastante boa, pode ser miniaturizado com relativa facilidade e ainda podemos considerar a região “vista” pelo detetor como sendo aquela “enxergada” pela abertura de entrada do analisador, que pode ser muito pequena.
- 2) Podem ser agregados formando uma sonda multicanal.
- 3) Os sinais obtidos são altos (1 – 50V) dando uma boa relação sinal ruído.
- 4) Detetam íons leves e pesados.
- 5) Não é necessário calibrá-los para medidas relativas.
- 6) São de fácil construção.

O copo utilizado no TC1-UNICAMP consiste de uma placa metálica (latão) com um pequeno orifício de entrada, mantida no potencial de terra. Em plasmas quiescentes, normalmente esta placa é mantida no potencial flutuante do plasma ou no potencial de plasma, para minimizar a perturbação pela sonda.

Em plasma pulsado, como o do TC1-UNICAMP, onde a sonda é colocada numa

região longe e fora do solenóide principal do θ -pinch, é comum aterrar-se a placa de entrada. No nosso caso esta placa serve para colimar o fluxo de partículas que atingem o analisador.

O segundo elemento do analisador é o detetor em forma de copo de Faraday. É simplesmente um tarugo de latão escavado em forma de copo, fig.(IV.7). O detetor é polarizado de acordo com o tipo de partículas (negativa ou positiva) que se quer analisar. Por exemplo, se queremos analisar íons positivos, polariza-se o detetor negativamente para barrar o acesso aos elétrons que são repelidos e os íons coletados. O feixe do plasma é constituído normalmente por elétrons e íons mantendo a quase neutralidade do mesmo, a menos que haja algum processo de difusão diferenciada das partículas.

O sinal detetado é lido diretamente em cima de um resistor (normalmente 50Ω) e seu valor é dado por:

$$V_s = J_i AR, \quad (IV.20)$$

onde J_i é a densidade de corrente de íons e A é a área da abertura frontal da primeira placa. No caso onde temos várias grades, há que se considerar a área efetiva do detetor que leva em conta a transparência de cada grade.

O valor do potencial de polarização negativo pode ser expresso como:

$$|V_p| = E_i \left(\frac{m_e}{m_i} \right) + V_s \quad (IV.21)$$

onde E_i é a energia dos íons do feixe em eV , m_e e m_i são as massas do elétron e do íon, respectivamente [42]. Este potencial garante que apenas íons são coletados. Para este tipo de detetor, a principal fonte de perturbação no sinal obtido é devido à elétrons secundários que são desalojados dos condutores envolvidos quando absorvem íons incidentes que cedem energia à elétrons do sólido.

Se a energia absorvida pelos elétrons dos condutores for suficiente para que os mesmos atinjam a superfície do sólido com energia maior que a função de trabalho do material, podem escapar. São os elétrons secundários, em geral estão na faixa de

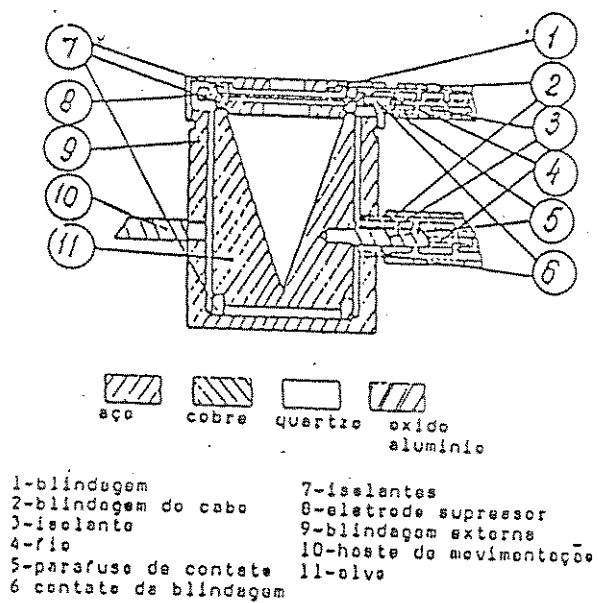
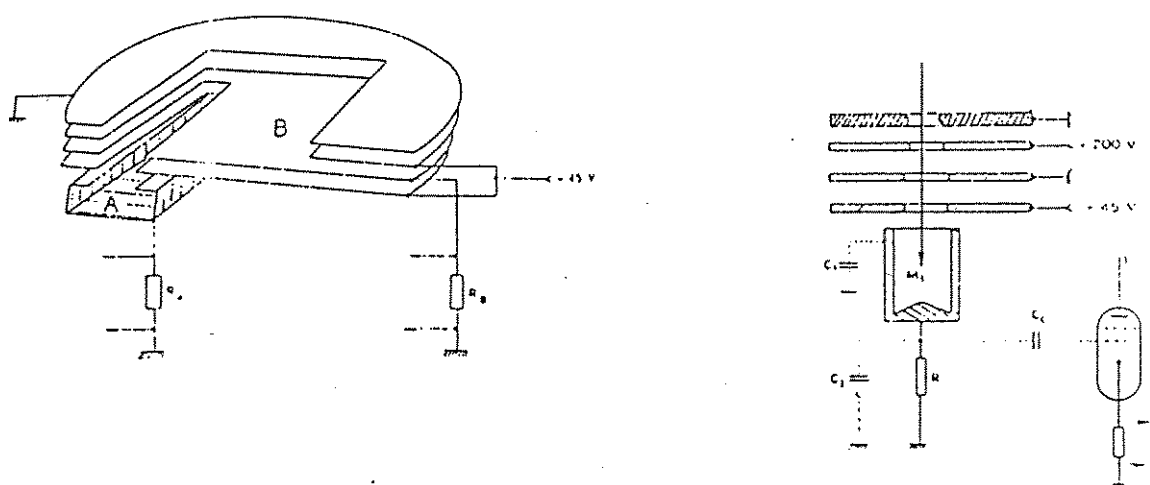


Figura IV.6: Alguns exemplos de analisadores de energia com detetor tipo copo de Faraday

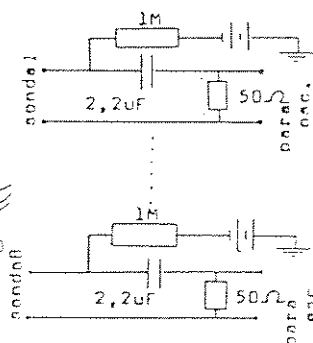
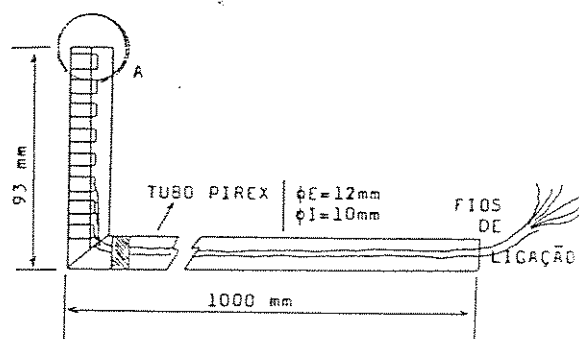
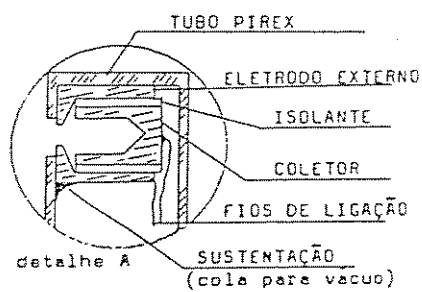


Figura IV.7: Copo de Faraday múltiplo utilizado no TCI-UNICAMP . Em detalhe o detector copo de Faraday.

2eV a 10eV, independente da energia dos íons primários. [43]. Para o nosso caso, o problema foi solucionado satisfatoriamente com a adoção do detetor em forma de copo [41].

IV.3 Espectroscopia no Visível

O plasma na C.C.R., desde a sua formação até o equilíbrio e decaimento é uma fonte intensa de “luz”. A análise espectroscópica desta luz emitida nos fornece informações sobre os emissores da mesma.

O gás utilizado neste trabalho foi o hidrogênio que possui apenas um elétron e um próton. O plasma obtido na C.C.R. tem um grau de ionização bastante elevado e obviamente isto implica que temos poucas informações à respeito do mesmo através do espectro do hidrogênio de transições eletrônicas. Podemos obter apenas informações da população “fria” do plasma, por exemplo, junto à uma parede onde ocorre o esfriamento do plasma, ou ainda informações durante a pré-ionização do gás.

Uma informação do plasma “quente” pode ser obtida pela espectroscopia observando-se as transições de íons de átomos de impurezas presentes no plasma, por exemplo, linhas de íons de carbono presentes no nosso dispositivo, devido ao sistema de vácuo convencional que usa bombas difusoras, ou linhas de íons de silício e oxigênio provenientes do tubo de pirex ou quartzo onde é produzido o plasma. Quando temos sondas internas as partes interagentes com o plasma liberam impurezas que também servem para observações espectroscópicas. Há ocasiões onde impurezas são injetadas com o intuito de serem utilizadas como verdadeiras sondas para o estudo da difusão das mesmas dentro do plasma.

No TC1-UNICAMP a espectroscopia foi utilizada para a medida da temperatura iônica do plasma através da medida do alargamento Doppler das linhas provenientes de transições de íons de carbono CIII e CIV que são átomos de carbono duas vezes e tres vezes ionizados, respectivamente. A escolha das mesmas se deu pelo fato de

aparecem com intensidades elevadas e principalmente por aparecerem isoladas sem o efeito de superposição com outras linhas, facilitando deveras na análise. O princípio utilizado para a determinação da temperatura iônica, o alargamento Doppler pode ser sumarizado da seguinte maneira [44].

O movimento de uma partícula emissora em direção ou a partir de um observador leva à um deslocamento no comprimento de onda da linha emitida. Este é o conhecido deslocamento Doppler das linhas. Num plasma, os movimentos aleatórios das partículas causam um alargamento das linhas como resultado desta “aleatoriedade”, o conhecido alargamento Doppler das linhas espectrais.

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

$$\Delta\lambda = \pm \frac{v_s}{c} \lambda_0 \quad (\text{IV.22})$$

onde λ_0 é o comprimento de onda não deslocado (real) e c a velocidade da luz. Com a hipótese de que o movimento das partículas do plasma é de natureza puramente térmica, obtém-se uma distribuição maxwelliana de velocidades para os emissores (íons e átomos). Esta hipótese é razoável pois experimentalmente só observamos a linha em estudo após o plasma atingir o centro ou seja após a termalização do mesmo. Isto foi feito focalizando-se o sistema óptico no centro do solenóide do θ -pinch.

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

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{v_s}{v}\right)^2\right] \frac{dv_s}{v} \quad (\text{IV.23})$$

onde $v = \sqrt{2RT/M}$ é a velocidade mais provável das partículas, R é a constante do gás e M é o peso atômico e T a temperatura absoluta. Substituindo-se $\Delta\lambda$ para v_s de acordo com a equação (IV.22) e definindo a largura Doppler, $\Delta\lambda_D = v\lambda/c$

obtemos:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] d(\Delta\lambda). \quad (\text{IV.24})$$

Se o plasma for opticamente “fino”, então as intensidades I são proporcionais às concentrações das partículas radiantes N , e em particular a intensidade emitida no intervalo $d(\Delta\lambda)$, ou seja $I(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda)$, é proporcional à fração de partículas dN . Então para um alargamento puramente Doppler obtemos para a intensidade uma distribuição Gaussiana:

$$I(\Delta\lambda) = \frac{I_t}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] \quad (\text{IV.25})$$

onde I_t representa a intensidade total da linha. A intensidade alcança a metade do seu valor máximo quando o expoente tem valor 0,5. A meia largura é a largura entre dois pontos cujas intensidades são a metade da máxima e é dada por:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{1/2} &= 2\sqrt{\ln 2}\Delta\lambda = 1,665\Delta\lambda \\ &= 7,16 \times 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \end{aligned} \quad (\text{IV.26})$$

$\Delta\lambda_{1/2}$ é obtida em $\text{\AA}$ se λ_0 é dada em $\text{\AA}$ e T em $^\circ K$. A partir do perfil experimental da linha espectral obtida determina-se $\Delta\lambda_{1/2}$ e assim a temperatura iônica do plasma.

A luz emitida pelo plasma da C.C.R. foi coletada por um sistema de lentes, dispersa no espectro do carbono por um espectrômetro e analisada por um sistema multicanal (**OMA-Optical Multichannel Analyser**). A montagem experimental utilizada pode ser vista na fig.(IV.8).

O espectrômetro utilizado apresentava as seguintes características:

Espectrômetro “SPEX”: 3/4 metro-CZERNY-TURNER.

Rede de difração: 1200 *estrias/mm*

Blazed à 5000 $\text{\AA}$.

A dispersão linear recíproca do sistema espectrômetro mais OMA era de 0,3 $\text{\AA}/\text{canal}$ em primeira ordem e 0,18 $\text{\AA}/\text{canal}$ em segunda ordem. A detecção da

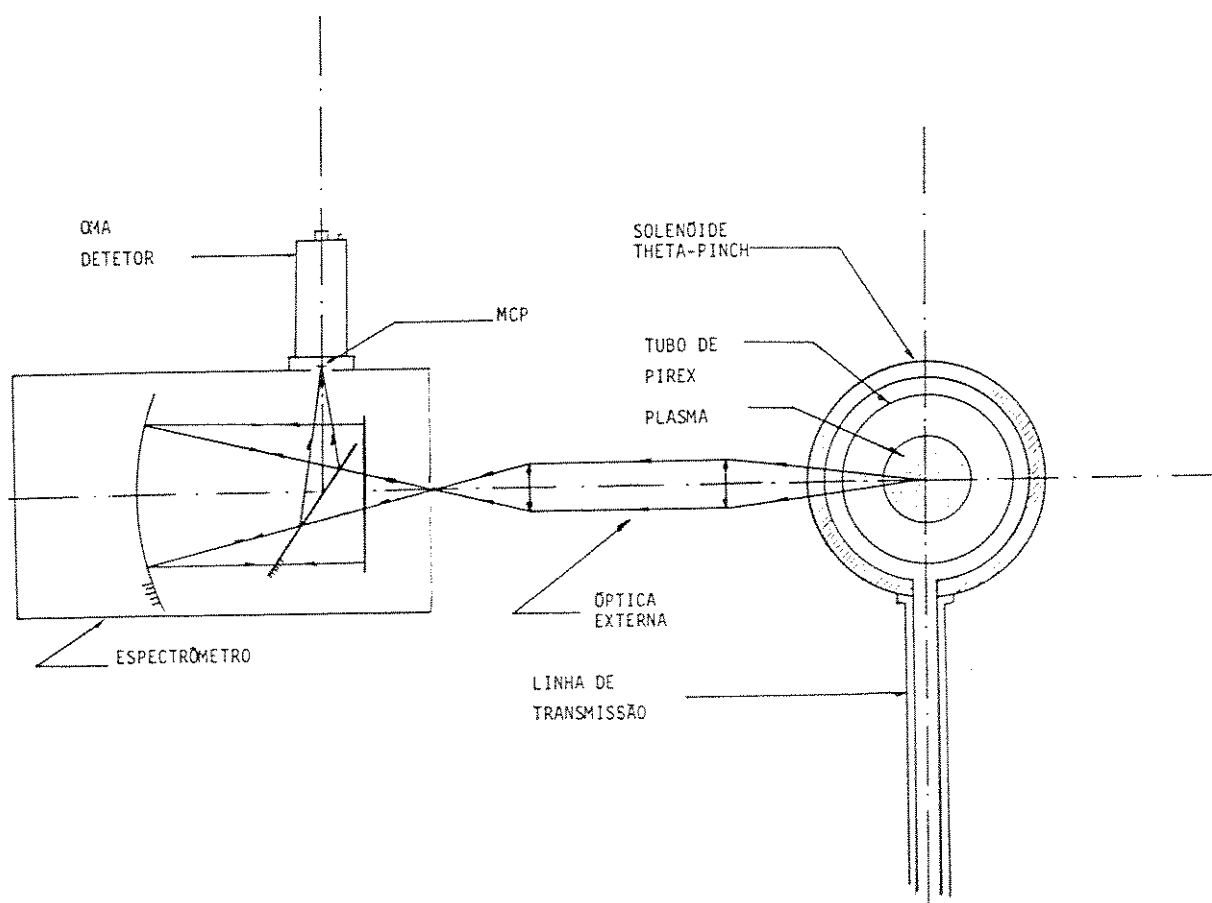


Figura IV.8: Montagem experimental TCI-UNICAMP-OMA

linha foi feita primeiramente com uma fotomultiplicadora que mostra a evolução temporal da mesma. Os perfis das linhas foram obtidas através do analisador óptico multicanal OMA de 500 *canais* e a evolução temporal da temperatura iônica também, operando-se o OMA no modo pulsado (*gated*).

Uma descrição detalhada do OMA é dada no apêndice B.

IV.4 O Sincronismo entre os Sistemas OMA e TC1-UNICAMP

O sincronismo entre o disparo do sistema TC-1 e o ciclo de acumulação na memória do OMA é importante pois: 1-elimina os efeitos mencionados no apêndice B que causam distorções no perfil registrado, 2-o evento a ser registrado é pulsado, ou seja, um pulso luminoso e 3- o sistema θ -pinch em operação é uma grande fonte de ruídos elétricos e magnéticos, e se não fizermos um sincronismo, tais ruídos perturbarão o sistema de leituras do OMA (scanning) e a própria memória durante a acumulação, o que torna a relação sinal ruído muito baixa, o que deve ser evitado.

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

O que nos interessa é fazer com que o fenômeno luminoso ocorra dentro do intervalo de tempo correspondente ao retraço do feixe de elétrons de varredura ($768\mu s$). Isto é possível, pois o evento luminoso total que é a formação e a evolução do plasma no sistema θ -pinch, tem uma duração de alguns microsegundos (período do crowbar do banco principal de capacitores é de $70\mu s$), cabendo perfeitamente dentro do intervalo de retraço.

O retraço do feixe eletrônico de varredura é comandado por uma linha de sinais gerada no console do OMA denominada FRBLANKD1. Então o que queremos é disparar o sistema θ -pinch em sincronismo com estes pulsos. Na parte traseira do console do OMA existe uma saída denominada REMOTE PROGRAM; essa saída dá acesso a um pulso, o DELINHD1 que é produzido em sincronismo com o FRBLANK, quando acionamos o AACCUM. Utilizando o pulso DELINHD1 para o disparo do

θ -pinch, o SINCRONISMO estará estabelecido.

Utilizando esse procedimento, fizemos a captação do sinal no detetor exatamente durante o retraço do feixe eletrônico de varredura. No nosso caso usamos ainda um DELAY1, isto é, o *target* do detetor era lido pelo feixe eletrônico só depois de um tempo igual ao tempo de retraço mais uma vez 32,8ms.

Com o procedimento acima garantimos que a leitura do *target* do detetor fosse feita sem a interferência do θ -pinch. Usamos o modo PRESET HOLD com um preset igual a 3. Um esquema ilustrativo da sequência temporal do sincronismo é mostrado na figura(IV.9) onde por simplicidade usamos um DELAY 1 e um preset igual à 3.

A interface indicada na figura (IV.9), no nosso caso é constituída apenas de um inversor de pulsos. Na experiência, o pulso DELINHD1 (5V) passa primeiro por um inversor cuja saída aciona um acoplador óptico, e a saída deste, um pulso de 15V, aciona os circuitos de disparo do θ -pinch. O acoplador óptico tem por finalidade desacoplar eletricamente os circuitos do disparo do θ -pinch, do console do OMA, evitando-se possíveis ruídos via linha de transmissão e também a proteção do console em si. O diagrama de sincronização pode ser resumido na figura abaixo, (IV.10).

IV.5 Comprovação Experimental do Sincronismo entre os Sistemas TC1-UNICAMP e OMA

Duas fotografias, figs.(IV.11, IV.12) mostram os resultados do sincronismo anteriormente descritos. Na foto (IV.11), o pulso quadrado (traço superior) é o registro do klok do OMA e a largura deste corresponde ao tempo de retraço do feixe eletrônico de leitura do detetor do OMA (768 μ s). O osciloscópio foi disparado por este pulso e vê-se claramente no traço inferior que o disparo do sistema θ -pinch ocorre dentro do tempo de retraço do feixe eletrônico do OMA, e podemos ver as oscilações registra-

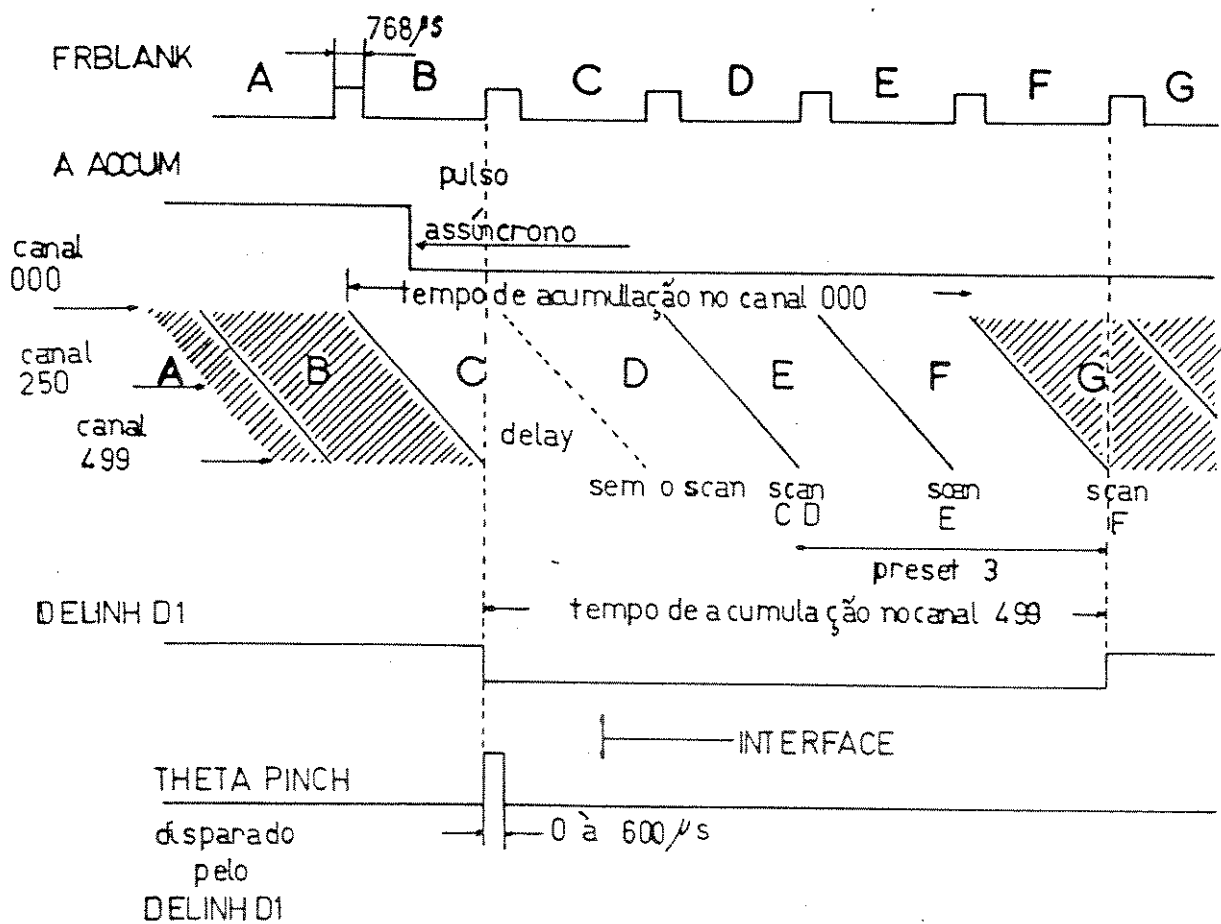


Figura IV.9: Diagrama para a sincronização do sistema TCI-UNICAMP com o OMA

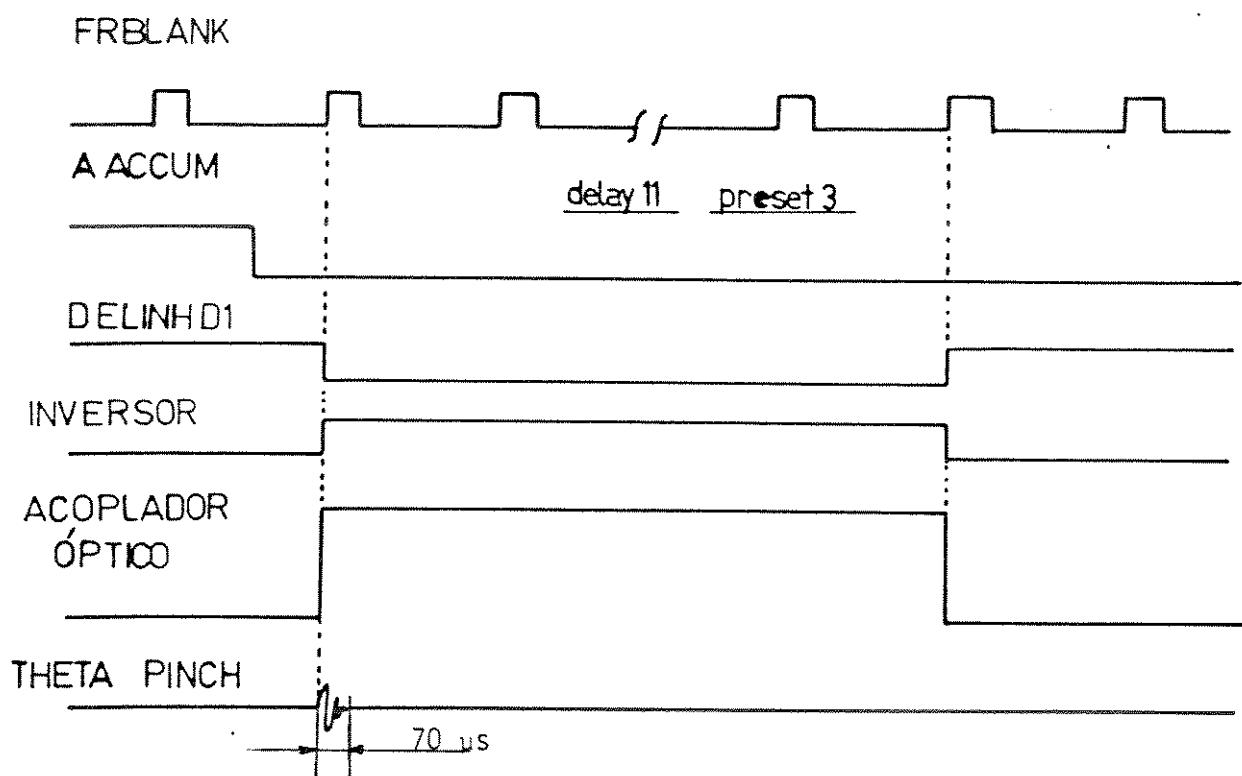


Figura IV.10: Diagrama de sincronização resumida, entre o TCI-UNICAMP e o OMA

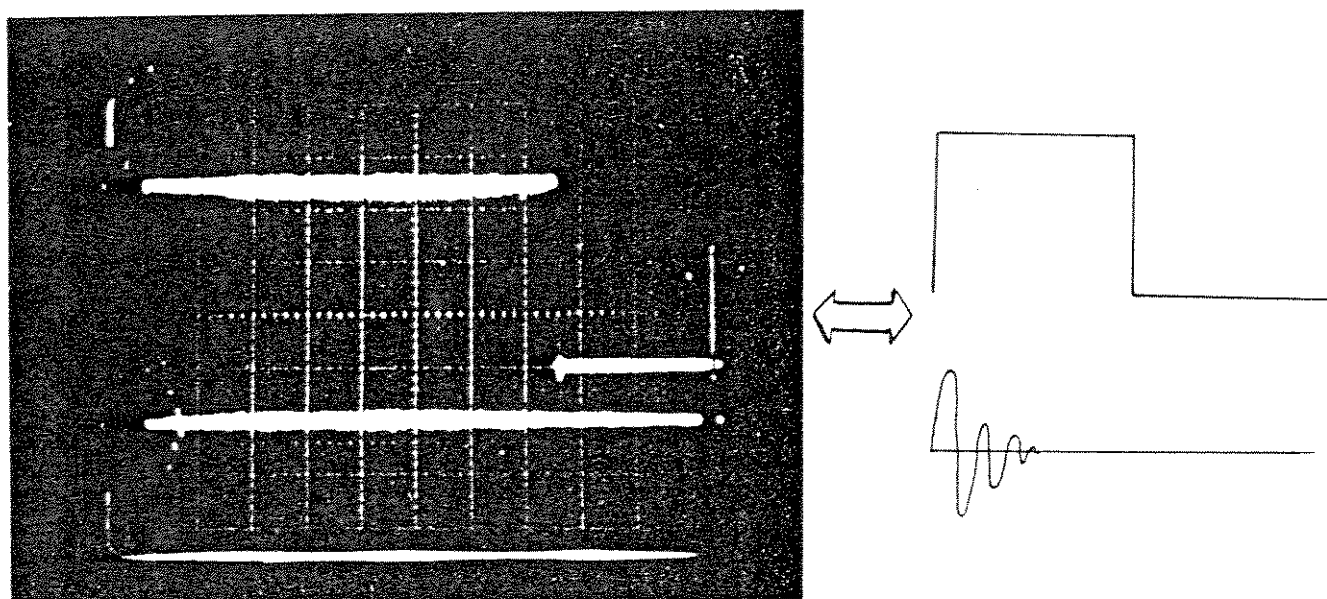
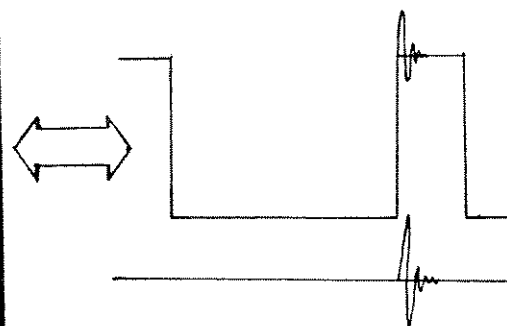
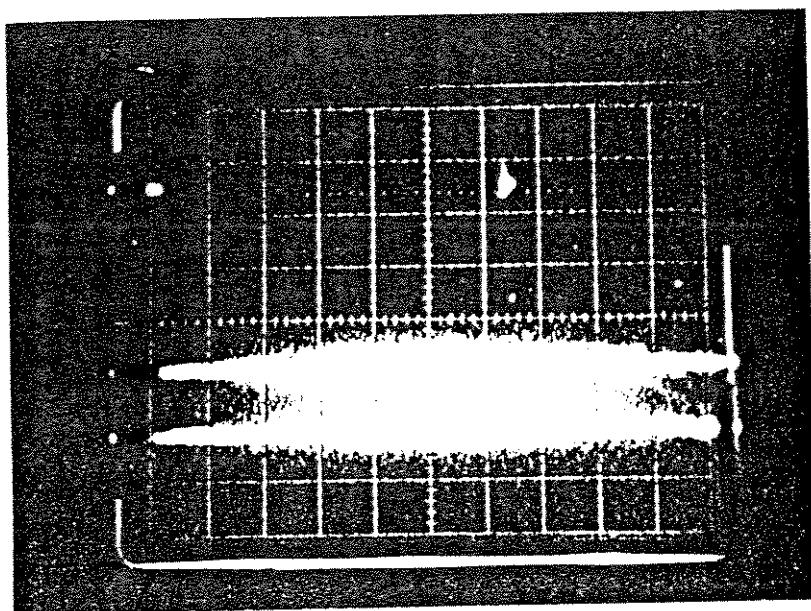


Figura IV.11: Sincronismo entre theta pinch/OMA



Traço Superior (clock do OMA)- Vert.=1V/div - Horiz.=5ms/div
 Traço Inferior (sonda mag.) - Vert.=0,5V/div - Horiz.=5ms/div

Figura IV.12: Sincronismo entre θ -pinch e OMA

IV.6 Procedimento Experimental TC-1-OMA

Para se evitar os ruídos elétricos do θ -pinch e outros efeitos inerentes ao OMA que podem distorcer o perfil da linha em estudo, efetuou-se o sincronismo entre o disparo do sistema θ -pinch e a leitura do OMA.

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

O pulso de saída do desacoplador (15V) aciona uma fonte que gera um pulso de 30V, inicial, que irá disparar um conjunto de 6 geradores de atraso (*time delay*) além da ignitron que comanda o banco de polarização.

O *time delay-1* gera um pulso com um pequeno atraso para disparar a chave de partida do banco de pré-ionização. Num instante conveniente o *time delay-2* dispara a chave do crowbar da pré-ionização. O *time delay-3* gera um pulso que dispara

além da ignitron que comanda o banco de polarização.

O *time delay-1* gera um pulso com um pequeno atraso para disparar a chave de partida do banco de pré-ionização. Num instante conveniente o *time delay-2* dispara a chave do crowbar da pré-ionização. O *time delay-3* gera um pulso que dispara a chave de partida do banco principal de capacitores simultaneamente ao crowbar do sistema de pré-ionização. O *time delay-4* dispara o crowbar do banco principal quando esta descarga atinge o primeiro máximo. O *time delay-5* dispara o gate do OMA num instante escolhido para se observar o espectro de interesse. O *time delay-6* dispara a câmara IMACON também num instante conveniente.

O sinal do detetor do OMA que corresponde a um evento luminoso integrado num intervalo de tempo correspondente à largura do gate (500ns) e que tem início no instante do disparo do gate (*time delay-5*) é armazenado na memória do OMA e posteriormente registrado num registrador (X,T). A IMACON irá registrar o evento num filme polaróide como será visto adiante. Esta sequência de eventos está esquematizada na fig.(IV.13)

No nosso caso, este evento luminoso é a luz proveniente do plasma formado no sistema θ -pinch, que na realidade já está disperso no espectro do carbono pela rede de difração do espectrômetro, CIII e CIV.

A linha de interesse, após as operações pré determinadas no console do OMA é armazenada na memória A. Armazena-se na memória B do OMA o "background" disparando-se o θ -pinch, sem se permitir que a luz proveniente do plasma entre no espectrômetro. Aciona-se o comando que executa a operação A menos B. Obtemos então o sinal sem o "background", e finalmente este sinal é registrado num osciloscópio ou num registrador X,T.

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

Foi feita dessa maneira uma varredura no tempo, obtendo-se os perfis das linhas

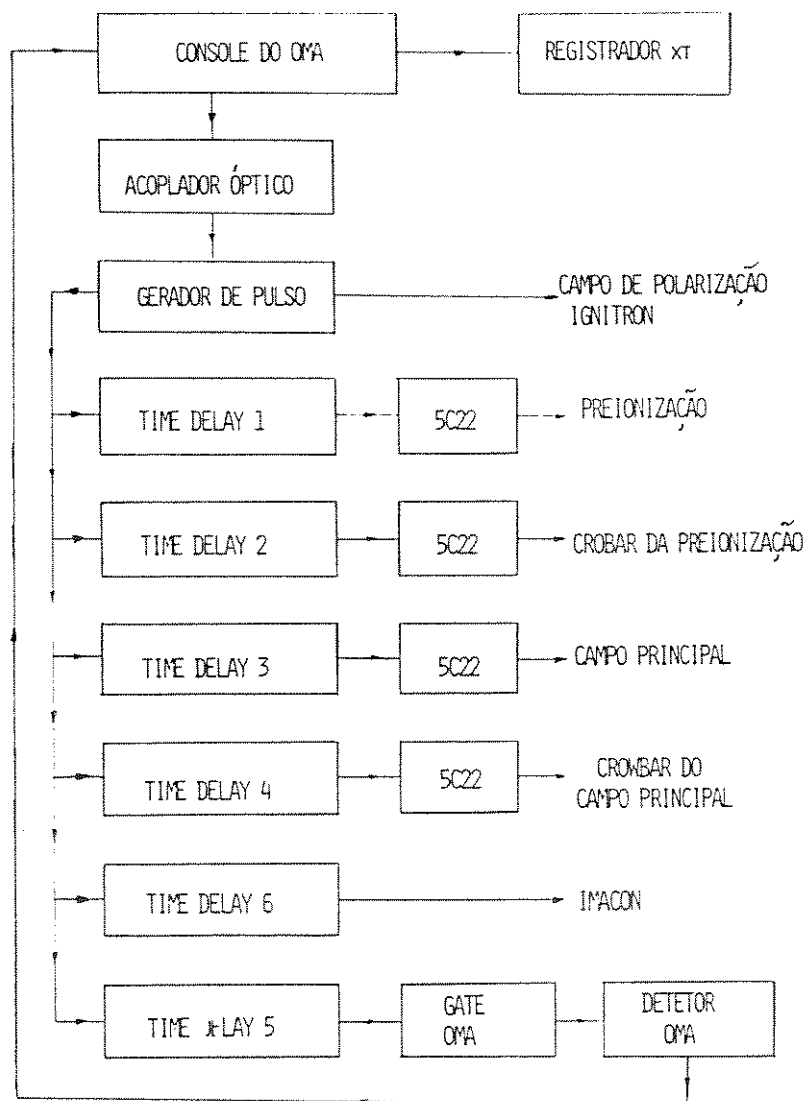


Figura IV.13: Sequência operacional θ -pinch-OA

em vários instantes diferentes (em relação ao momento do disparo do banco principal de capacitores), obtendo-se desta maneira a evolução temporal das linhas do CIII e CIV.

As tomadas dos dados foram feitas observando-se todos os cuidados anteriormente mencionados, ou seja, o sincronismo dos sistemas θ -pinch-OMA e a utilização do gate do intensifier do detetor do OMA.

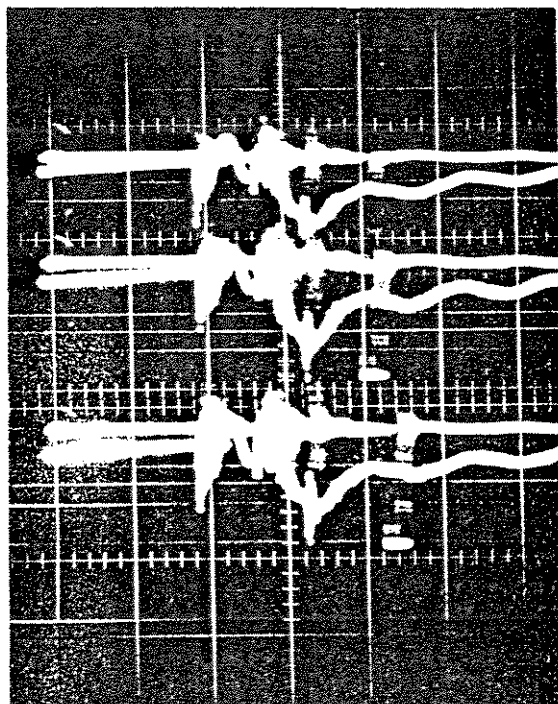
O pulso do gate foi fornecido por uma fonte COBER com as características abaixo:

	corrente out put	potência (pulso)	largura do pulso (microsegundo)
	11 A	24 kW	0,05 – 1000
	3 A	6 kW	0,05 – 5000
	1 A	2 kW	0,05 – 10000
tempo de subida -	30 – 100ns		(à 200V)
ajustável (10 – 90%)	15 – 100ns		(à 500V)
tempo de queda -	35ns ou menos		
razão de repetição-	1 pulso		(à 1MHz)
polaridade -	positiva ou negativa		
jitter -	menos que 5ns		
impedância -	250Ohm	(impedância de carga)	
trigger -	pulso quadrado 10V	(mínimo)	
input power -	115V – 60HZ	fase simples - 8A	

IV.7 Escolha da Amplitude do Pulso do Gate

Para se fazer a escolha do melhor pulso do gate ou melhor, da amplitude, já que a largura já havia sido estabelecida (500ns) efetuou-se o seguinte.

Colocou-se diante da fenda de entrada do espectrômetro uma lâmpada de hélio e selecionou-se uma linha desta última ($\lambda = 5875\text{\AA}$, He I). Com o OMA operando no modo contínuo efetuou-se toda a focalização óptica-eleto-mecânica do sistema, obtendo-se assim as melhores condições de detecção. Feito isso, passou-se a operar o OMA no modo gated mantendo-se todas as condições de focalização já determinadas.



Vertical : 0,5 V/div
Horizontal : 10 μ s/div

Figura IV.14: Monitorização do pulso do "gate" do OMA

Variou-se a tensão do pulso do gate e registrou-se os respectivos perfis de linha do *display scope*, figura (IV.15). Vemos nesta figura os registros no *display scope* da linha de $\lambda = 5875\text{\AA}$ He I da lâmpada de He, para diferentes amplitudes do pulso do gate do OMA. O melhor pulso é aquele que conserva a condição de focalização anteriormente determinada, isto é, é reproduzido no *display scope* o mesmo perfil de linha obtido com o OMA operando no modo contínuo. O pulso que melhor reproduz o perfil obtido no modo contínuo do OMA é o de amplitude -1450V .

Uma sonda magnética foi utilizada para monitorar o pulso do gate. O sinal desta sonda foi registrada juntamente com o sinal do pulso do gate (monitor) num osciloscópio TEKTRONIX (duplo feixe) provido de câmara fotográfica. Um sinal típico é mostrada na figura (IV.14).

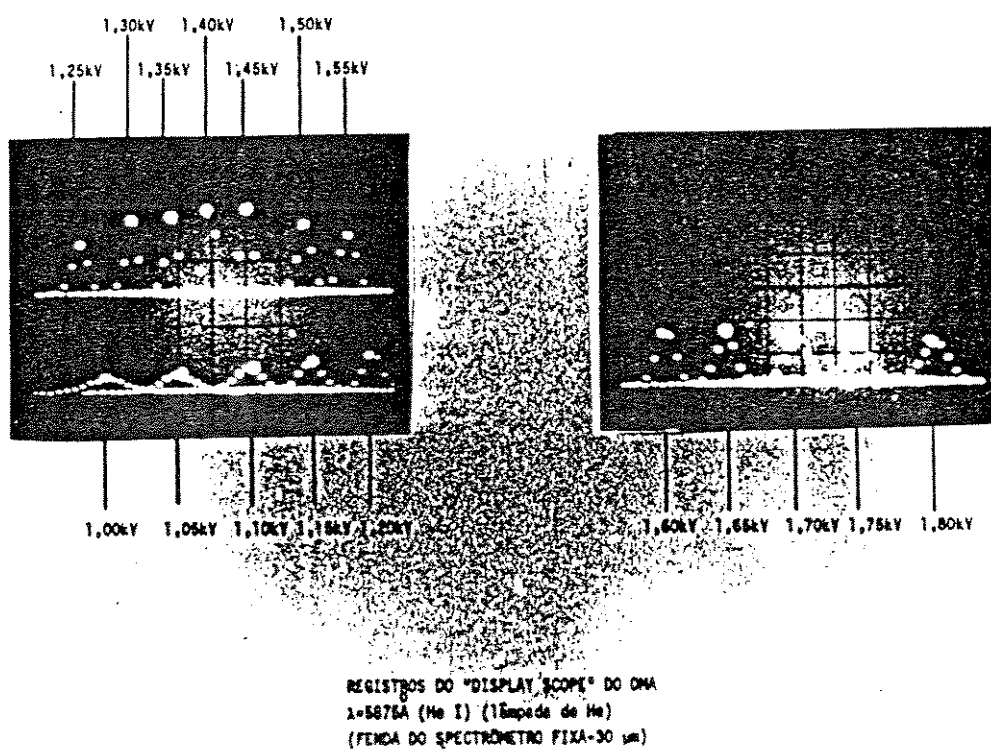


Figura IV.15: Escolha do pulso para "gate" (o melhor pulso tem amplitude -1,15 kV)

IV.8 A IMACON - Image Converter Camera

A IMACON é uma câmera especial capaz de registrar eventos luminosos de curtíssimo tempo sobre filmes comuns POLAROID-ASA - 3000. Esta câmera pode operar em dois modos diferentes: (1) modo *Framing* e (2) modo *Streak*.

IV.8.1 Modo *Framing*

No modo *Framing*, o evento é registrado numa série de quadros (frames) sobre uma chapa polaroid, sendo que cada quadro corresponde à uma exposição de uns poucos nanosegundos do fotocátodo. O tubo de imagem (IMACON tube) tem três pares de placas defletoras no espaço entre o ânodo e a tela (*drift space*) como mostrado na figura (IV.16). O princípio de funcionamento desta câmera pode ser descrita de uma maneira sucinta como se segue:

Ao ser impressionado pela luz, o fotocátodo emite fotoelétrons que são acelerados até o ânodo, o qual é perfurado e permite a passagem do feixe eletrônico assim formado como uma lente eletrostática. O feixe é focalizado sobre uma placa perfurada que é parte constituinte do obturador da câmera. Entre esta placa e o ânodo existe um par de placas dispostas horizontalmente (*shutter plates*) que juntamente com a placa perfurada constitui o obturador propriamente dito.

Atrás desta placa perfurada encontramos mais dois pares de placas dispostas como indicado na figura (IV.16) e são denominadas, respectivamente, placas compensadoras e placas de deslocamento. Atrás destas encontramos uma tela de material fosforescente.

Obturações repetitivas são obtidas pela deflexão do feixe de elétrons, repetitivamente através da abertura na placa de metal situada numa posição centralizada no tubo. (IV.17) Para isso, aplicamos nessas placas *shutter plates* uma onda senoidal. O campo elétrico assim criado defletirá o feixe para cima e para baixo, fazendo com que o mesmo seja obstruído ou não pela placa perfurada.

Para se obter uma imagem estática na tela fosforescente, aplicamos nas placas

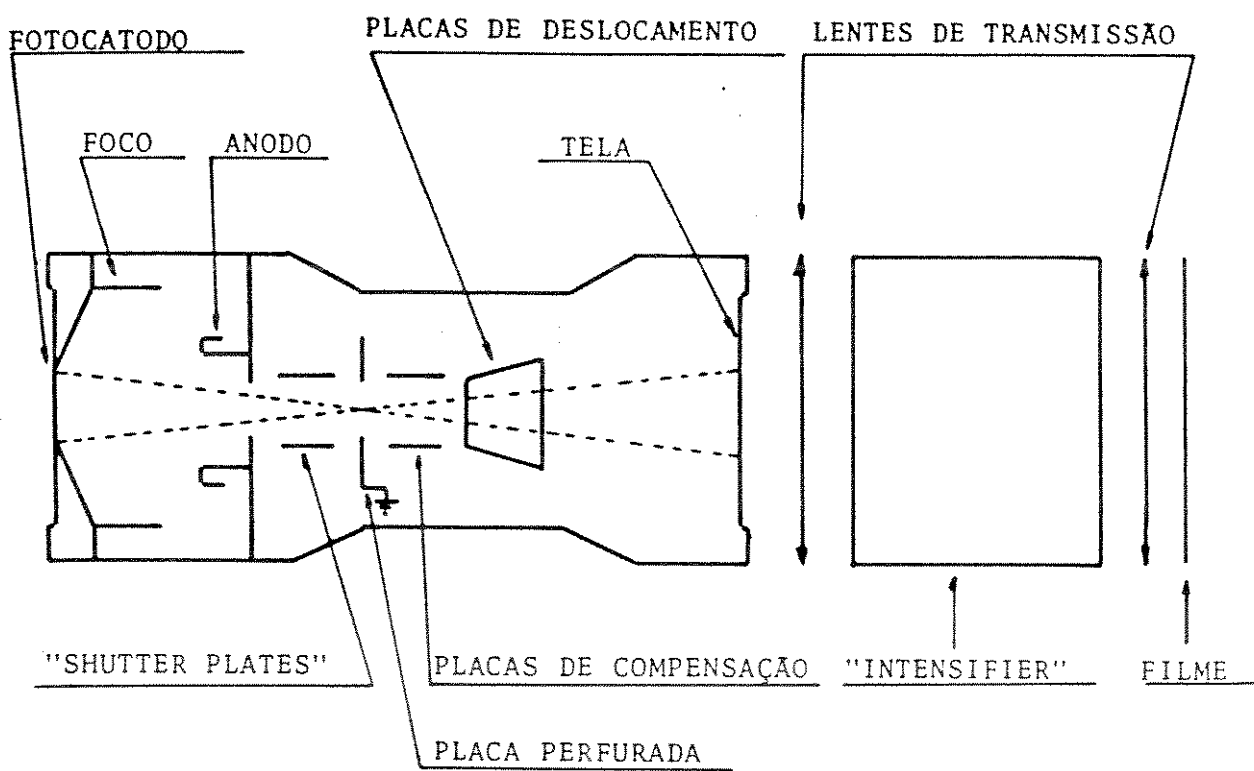


Figura IV.16: Diagrama da IMACON

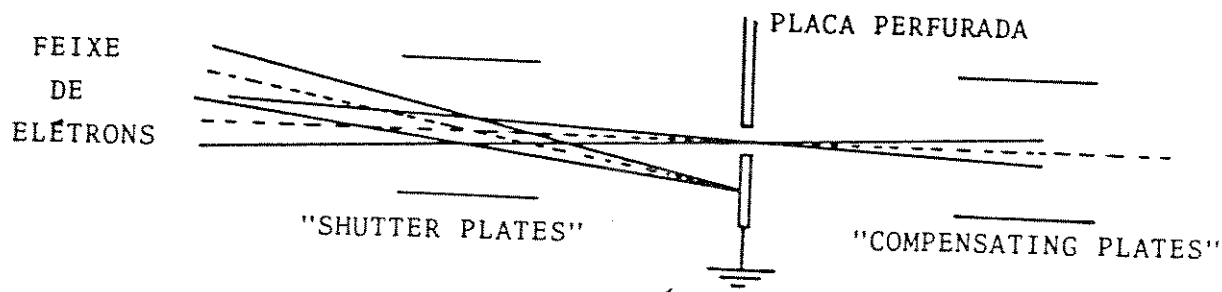


Figura IV.17: O obturador da IMACON

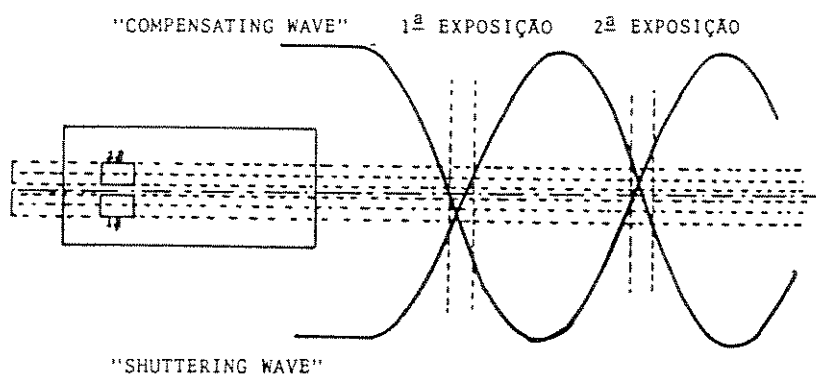


Figura IV.18: Obtenção de uma imagem estática na tela da IMACON

de compensação uma onda senoidal idêntica à anterior com uma pequena diferença de fase em relação àquela outra, com isso, obteremos na tela uma figura do tipo mostrada na fig.(IV.18). Observe-se que nas senóides, numa vizinhança dos pontos de intersecção das mesmas entre si, o efeito resultante sobre o feixe é aproximadamente uma constante, ou seja, nestes pontos as duas senóides podem ser aproximadas por uma reta.

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

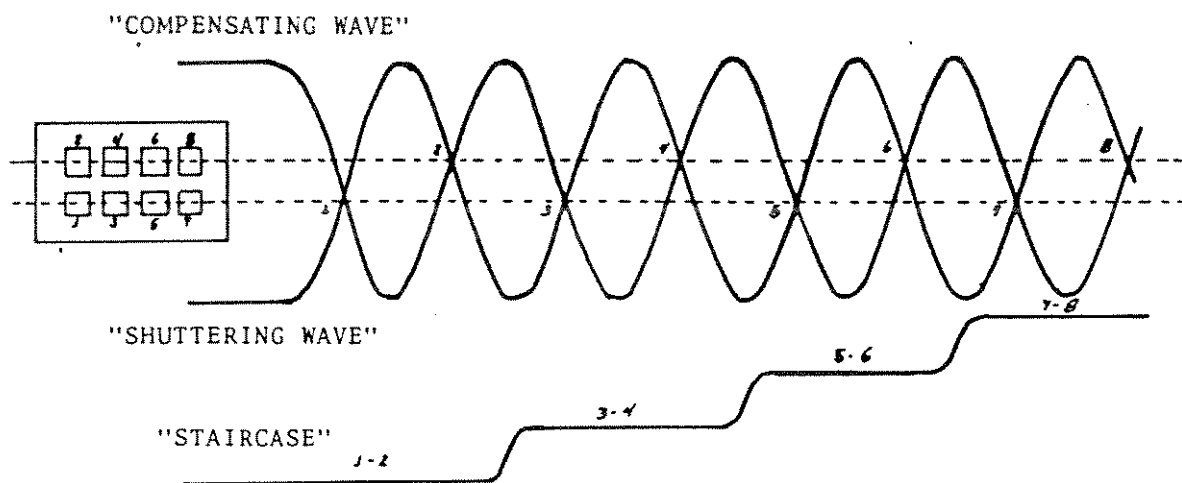


Figura IV.19: Obtenção do modo "framing" da IMACON

posição deslocada para cima.

Nestas condições teremos apenas dois quadros (frames), um em baixo e outro em cima, sobre a tela, vide a fig. (IV.18). Podemos obter um deslocamento na horizontal destes dois frames, evitando-se sobreposições de imagens na tela, bastando para isso a aplicação de um sinal com a forma de degrau de uma escada (staircase) nas placas de deslocamento. Obtemos finalmente uma imagem na tela fosforescente semelhante à figura seguinte, fig(IV.19).

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

O número de frames variará com a frequência das senóides aplicadas nas placas de compensação e shutter e também com o número de passos do sinal staircase, sendo esta variação de 8 a 50 frames por chapa. Dispomos no laboratório de 4 *plug ins* para o modo framing com as seguintes velocidades: 5×10^6 frames/seg; 2×10^6 frames/seg; 10^6 frames/seg; 5×10^5 frames/seg. O tempo de exposição de cada frame é igual à $1/5$ do tempo interframe e para os nossos *plug-ins* temos:

velocidade	tempo interframes	tempo de cada frame
5×10^6 frames /seg.	$0,2 \times 10^{-6}$ seg.	40ns
2×10^6 frames /seg.	$0,5 \times 10^{-6}$ seg.	100 ns
1×10^6 frames /seg.	$1,0 \times 10^{-6}$ seg.	200 ns
5×10^5 frames /seg.	$0,2 \times 10^{-5}$ seg.	400 ns

IV.8.2 O modo *streak*

Neste modo mantemos as placas *shutter plates* e as de compensação em fase entre si, e no lugar de um sinal staircase, aplicamos uma rampa nas placas de deslocamento. Desta maneira teremos na horizontal a representação do tempo, e a evolução do evento luminoso ficará representada nesta mesma direção. Quando trabalhamos em física de plasma, usando o IMACON no modo streak, utilizamos uma fenda na frente da lente coletora da câmara. Dispomos em nosso laboratório de um *plug in streak*, variável de $1\mu s$ à $10\mu s$ por centímetro.

IV.9 Procedimento Experimental TC-1-IMACON

A câmara IMACON era comandada pelo *time delay-6* (fig(IV.13)) dentro da mesma sequência descrita naquele tópico. O pulso que dispara a IMACON era monitorado por um osciloscópio juntamente com o sinal de uma sonda magnética para podermos escolher o instante exato para o registro. A montagem experimental pode ser visto na fig(IV.20).

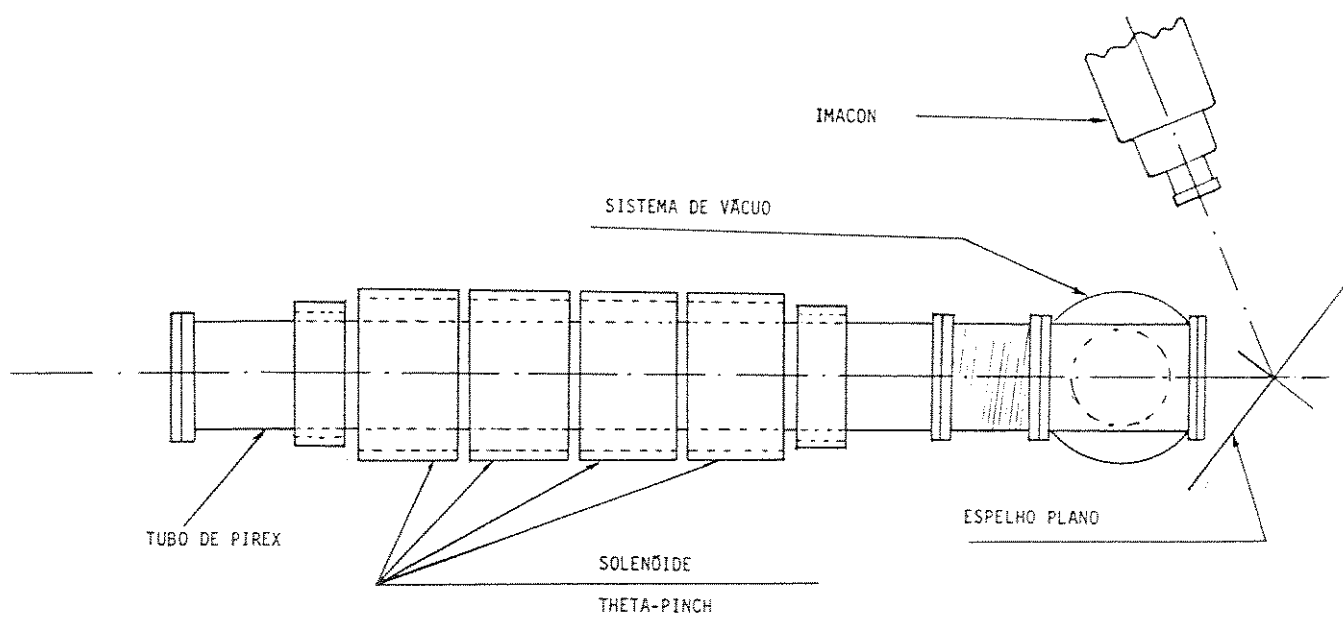


Figura IV.20: Montagem TC1-UNICAMP-IMACON

IV.10 Sonda Piezoelétrica ou Sonda de Pressão

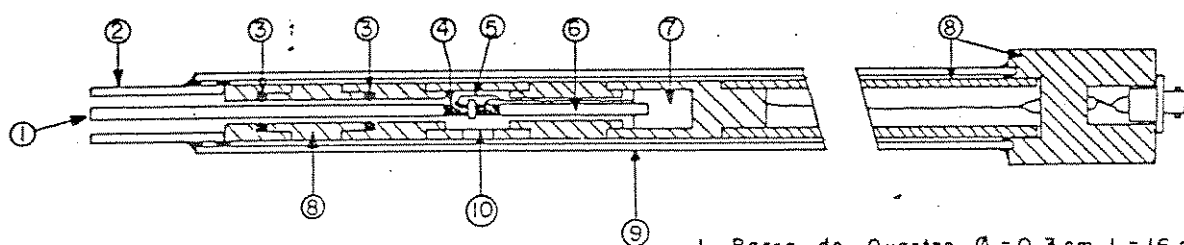
A sonda de pressão é constituída de duas barras condutoras acústicas e um PZT colocado entre elas, fig(IV.21) [45]. O objetivo da barra colocada na frente é atrasar o sinal a ser detetado pelo PZT para evitar ruídos eletromagnéticos oriundos da descarga dos bancos de capacitores no instante em que o pulso de compressão estiver passando através do PZT. Este atraso depende do material e do comprimento da barra. A barra colocada atrás do PZT é para evitar reflexões do pulso de compressão na interface com o PZT. Idealmente falando, o pulso que se propaga na primeira barra atravessa o PZT e continua a se propagar pela segunda barra até o final desta refletindo neste ponto de volta para o PZT.

O tempo útil para a medida com a sonda de pressão é o tempo gasto pelo pulso para se propagar do PZT ao final da segunda barra e retornar ao PZT. Para se aproximar desta condição ideal, há a necessidade de um perfeito casamento de impedância acústica nas interfaces entre as barras e o PZT para não haver reflexões significativas nas mesmas.

Na sonda utilizada no TC-1, a região da interface é construída conforme a fig.(IV.22). O ponto crítico na construção de uma sonda como esta reside no detalhe do contato mecânico entre as barras e o PZT que tem o compromisso de um bom casamento de impedância acústica e um alinhamento perfeito entre as barras e o PZT pelo mesmo motivo anterior. Outro ponto é o contato ôhmico entre o PZT e os fios para a saída dos sinais. Esta dificuldade é agravada pela necessidade de um encapsulamento do sistema barra-PZT para garantir uma incidência axial aos pulsos de compressões e rarefações. Obviamente há necessidade de isolarmos acusticamente o encapsulamento do sistema barra-PZT e isto é conseguido dentro de um nível aceitável através de o-ring de Viton como mostrado na fig.(IV.21).

A rigidez da cola utilizada, etc, acabam influenciando deveras no casamento de impedância acústica. A estrutura da sonda tem 130 *cm* de comprimento e a sua extremidade da entrada é constituída de um tubo de alumina que tem por finalidade

SONDA PIEZOELETRICA



- 1- Barra de Quartzo $\varnothing = 0,3 \text{ cm}$ $L = 16 \text{ cm}$
- 2- Alumina $\varnothing = 1 \text{ cm}$ $L = 7 \text{ cm}$
- 3- Anéis de borracha $\varnothing_1 = 0,29 \text{ cm}$ $\varnothing_2 = 0,64 \text{ cm}$
- 4- Tinta condutora
- 5- PzT-5A $\varnothing = 0,4 \text{ cm}$ $L = 0,09$
- 6- Barra de Quartzo $\varnothing = 0,3 \text{ cm}$ $L = 15 \text{ cm}$
- 7- Nylon
- 8- Latão
- 9- Pirex $\varnothing = 1,2 \text{ cm}$ $L = 127 \text{ cm}$
- 10- Janela de Acesso

Figura IV.21: Sonda de pressão ou piezoelétrica

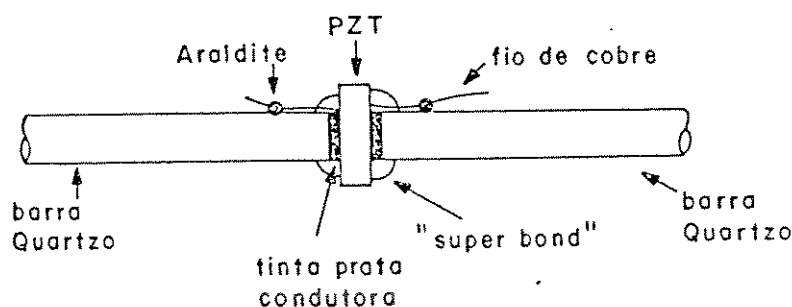


Figura IV.22: Sonda de pressão: interface entre as barras de quartzo condutoras acústica e o PZT

a colimação das perturbações que atingem a sonda além de ser um material de alta resistência à impactos.

As barras de quartzo utilizadas, bem como o próprio PZT, para efeito de análise de propagação de compressões mecânicas são consideradas isotrópicas e são caracterizadas por dois parâmetros importantes. Um que relaciona a pressão exercida no material com a variação do comprimento (longitudinal), o módulo de Young e o outro que relaciona a variação do comprimento com a constrição radial, chamado raio de Poisson. Estes parâmetros estão relacionados através da lei de Hooke. A lei de Hooke estabelece que a força aplicada a certos materiais elásticos é proporcional a variação do comprimento, dentro de certos limites de variações (limite elástico),

$$F \propto \Delta L \quad (\text{IV.27})$$

onde ΔL é a variação do comprimento L do material. A força é proporcional à área

da seção reta e portanto

$$F = Y A \frac{\Delta L}{L} \quad (\text{IV.28})$$

$$\frac{F}{A} = Y \frac{\Delta L}{L} \quad (\text{IV.29})$$

e Y é o coeficiente de proporcionalidade que só depende das propriedades do material é o módulo de Young. Quando temos alguma variação de comprimento imposta sobre um corpo ocorre uma variação nas dimensões perpendiculares.

A lei de Hooke também pode incluir esta variação:

$$\frac{\Delta d}{d} = -v \frac{\Delta L}{L} \quad (\text{IV.30})$$

onde d e Δd são o diâmetro e a sua variação, respectivamente, e v é o raio de Poisson. As grandezas Y e v são características dos materiais.

A sonda de pressão aqui descrita utiliza o PZT-5A da “Clevite Corporation, Cleveland Ohio” e as barras são de quartzo fundido. A tabela (IV.1) mostra as propriedades elásticas importantes.

material	Y dina/cm^2	v	ρ g/cm^3	$c(Y/\rho)^{1/2}$ cm/seg	$Z(Y\rho)^{1/2}$ g/segcm^2
PZT-5A	$10,60 \times 10^{11}$	0,29	7,75	$3,70 \times 10^5$	$2,80 \times 10^6$
Quartzo	$7,20 \times 10^{11}$	0,16	2,20	$5,70 \times 10^5$	$1,30 \times 10^6$

onde c é a velocidade acústica e Z impedância acústica. O ponto de Curie do PZT-5A é 365°C e a sua área é de $1,30 \times 10^{-5} \text{ m}^2$, espessura $L = 0,9 \times 10^{-3} \text{ m}$. O ponto de fusão do quartzo é de 1800°C . O atraso devido à barra de quartzo é dado por $t = L/c$ onde $c = \sqrt{Y/\rho}$ com t sendo o atraso na barra condutora acústica, e c a velocidade de propagação do pulso de compressão. Para o quartzo temos um atraso de $1,75 \mu\text{s/cm}$ [46]. Temos para a sonda um atraso total de $28 \mu\text{s}$ pois a barra tem 16 cm de comprimento. Este atraso é suficiente para livrar a medida dos ruídos elétricos dos disparos dos bancos de capacitores do TC1-UNICAMP.

O tempo útil de medida da sonda será então de $52\mu s$ pois a segunda barra de quartzo tem $15cm$ de comprimento; mais que suficiente para o nosso experimento. A resolução temporal pode ser dada por [46]

$$\tau = 1,96v^{2/3}\left(\frac{L}{a}\right)^{1/3}\frac{a}{c} \quad (IV.31)$$

onde a é o raio da barra condutora acústica para a sonda (barra de quartzo). E espera-se que $\tau = 0,74\mu s$ (sem considerar a junção PZT-barra). O tempo de resposta do PZT é de $0,24\mu s$.

Para a incidência normal do pulso de compressão na interface barra-PZT, podemos definir a taxa de reflexão na interface como [47]:

$$\frac{P_{\perp r}}{P_{\perp i}} = \frac{(r-1)}{(r+1)} \quad (IV.32)$$

onde $r = Z_2/Z_1$ com Z_2 e Z_1 as impedâncias acústicas do PZT e quartzo respectivamente. Sendo a impedância acústica definida como $Z = (Y\rho)^{1/2}$, temos $Z_2 = 2,8 \times 10^6 (g/cm^2 seg)$ e $Z_1 = 1,3 \times 10^6 (g/cm^2 seg)$ e ficamos com $Z_2/Z_1 = 2,15$ e $P_{\perp r}/P_{\perp i} = 0,36$. O que significa que 64 % do pulso de compressão será transmitida ao PZT.

A sonda de pressão foi calibrada através de ondas de choque geradas em tubo de choque [45] e a curva de calibração está na fig. (IV.23). A pressão medida pela sonda é dada por [48].

$$P_s = \rho K(T_i + T_e) + \rho mv^2 \quad (IV.33)$$

O primeiro termo é a pressão “térmica” do plasma e pode ser obtida de β . O segundo termo é a pressão cinética do movimento axial.

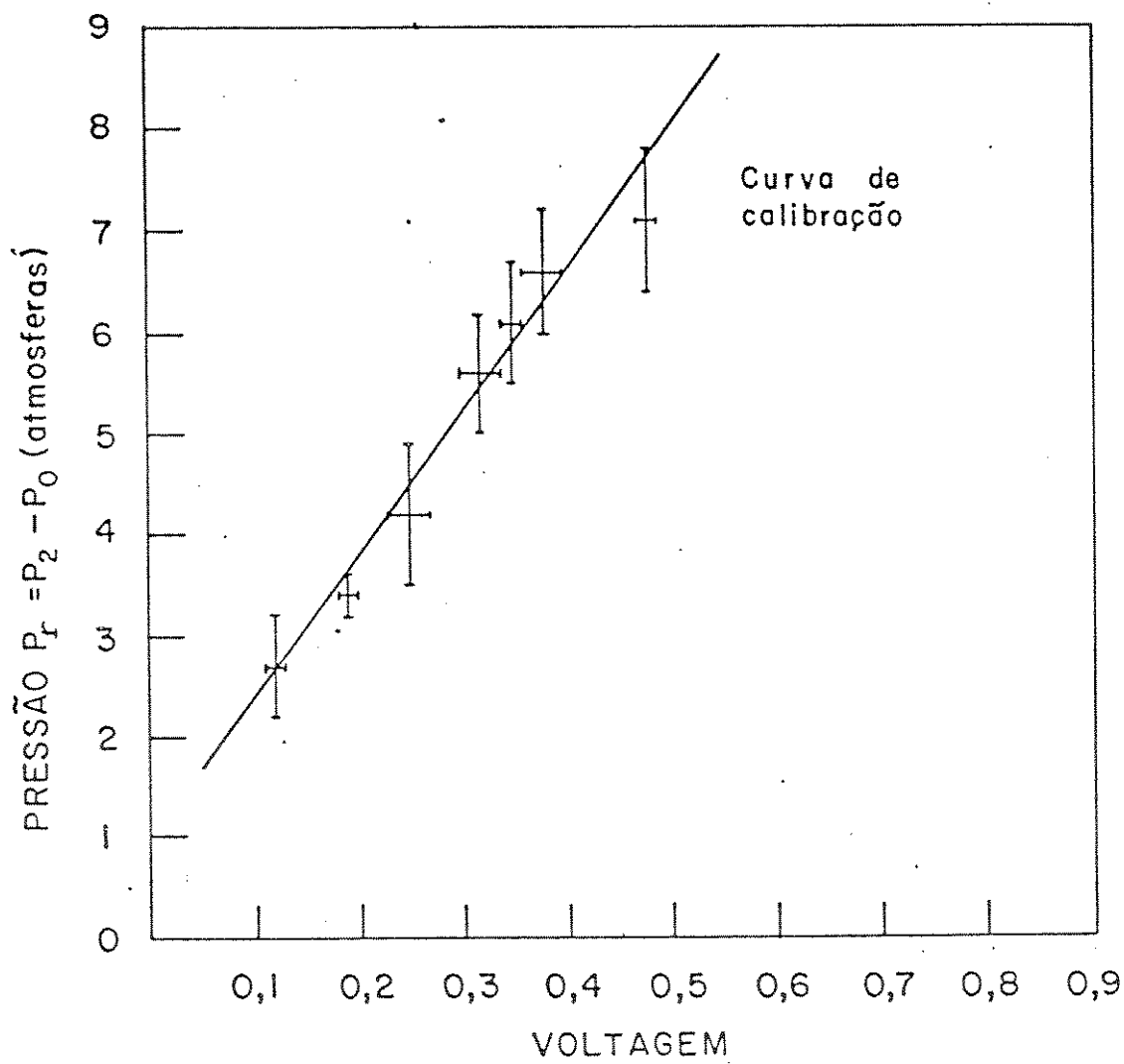


Figura IV.23: Curva de calibração da sonda piezoelétrica

Capítulo V

ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS

No capítulo III foi feita uma descrição teórica da configuração de campo reverso onde foram apresentados vários resultados teóricos e semi-empíricos que relacionam grandezas físicas como o raio da separatriz, campos magnéticos, temperaturas, etc. e outros parâmetros característicos desta configuração de plasma, formando um conjunto de relações que o caracterizam.

Para o TC-1, apresentamos os resultados importantes da análise dos dados obtidos pelos métodos de diagnósticos descritos no capítulo IV.

V.1 Espectroscopia no Visível

Como foi descrito no capítulo anterior, utilizou-se a montagem da fig.(IV.8) para a análise da luz emitida pelo plasma.

O espectro obtido foi registrado pelo OMA , armazenado e posteriormente extraído em gráficos por um registrador (X,t). Um perfil típico pode ser visto na fig.(V.1), onde vemos a linha H_{α} do átomo de hidrogênio. É bem conhecido que o perfil experimental obtido encerra em si a sobreposição de todos os efeitos físicos e instrumentais capazes de provocar o alargamento do mesmo, ou seja, é a convolução de todos estes efeitos. Torna-se portanto importante identificarmos os prováveis

mecanismos de alargamento presentes no experimento.

O objetivo primordial deste diagnóstico é a determinação da temperatura iônica através da medida do alargamento Doppler das linhas e para tal devemos isolar a contribuição deste mecanismo de alargamento de outros presentes.

Alguns processos de alargamento potencialmente importantes podem ser citados:

a) Alargamento natural: este é devido ao princípio da incerteza, ou seja, à vida média do estado excitado. Está sempre presente em todas as linhas. O valor típico é da ordem de $10^{-4}\text{\AA}$ e veremos que é desprezível para o nosso caso.

b) Separação Zeeman: é devida à separação dos níveis atômicos de energia causada pela presença de um campo magnético externo.

Devida à natureza do experimento em questão onde estão presentes campos magnéticos poderia ser um mecanismo importante, porém veremos que a sua contribuição também é desprezível.

O efeito Zeeman pode ser estimado pela equação (V.1) abaixo.[49]

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \cong 10^{-9}\lambda^2 B \quad (V.1)$$

onde $\lambda_{\frac{1}{2}}$ é a largura à semi-altura da linha, λ o comprimento de onda da linha em ($\text{\AA}$) e B o campo magnético em (kG). No TC-1 o campo máximo é da ordem de $4,7kG$ e portanto $\lambda_{\frac{1}{2}} \cong 0,10\text{\AA}$ onde foi suposto $\lambda = 4,7 \times 10^3\text{\AA}$.

c) Um outro mecanismo importante é o alargamento Stark. É devido ao efeito Stark que é a separação de uma linha espectral simples em componentes discretas causadas pelas interações dos átomos com campos elétricos. O alargamento é devido a colisões coulombianas e a sua descrição quantitativa não é trivial, sendo para tal necessários conhecimentos de física atômica e naturalmente das técnicas em mecânica quântica.

O alargamento Stark pode ser dado por [50]

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^s = 2,50 \times 10^{-9} \alpha_{\frac{1}{2}} n_e^{2/3} \quad [\text{\AA}] \quad (V.2)$$

onde $\alpha_{1/2}$ é definida a partir de função $S(\alpha)$ onde S é a intensidade da linha em função de α , sendo

$$\alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_0} \quad (\text{V.3})$$

onde F_0 é denominado fator de *Holtmark*

$$F_0 = 1,25 \times 10^{-9} n_e^{2/3} \quad (\text{V.4})$$

A função $S(\alpha)$ é normalizada $\int S(\alpha) d\alpha = 1$.

Finalmente $\alpha_{1/2}$ é o valor tal que $S(\alpha)$ atinge a metade de seu valor máximo. O alargamento Stark é importante quando a densidade é alta.

Verificou-se experimentalmente que para as linhas de CIII e CIV analisadas este efeito é pequeno porém, para a linha de nitrogênio (NII) $\lambda = 4674,9\text{\AA}$ este efeito é mensurável como será visto adiante.

d) Alargamento Instrumental: Este alargamento é devido ao arranjo experimental que analisa a luz. Sabemos que a largura mínima da raia obtida pelo sistema depende da dispersão dos espelhos, da rede de difração utilizada e do sistema de detecção do sinal (no caso OMA).

Obviamente este alargamento está presente nos perfis de linhas inclusos nos nossos dados. Para o presente experimento, o alargamento instrumental é devido exclusivamente ao sistema de detecção pois é muito maior que o do espectrômetro. A dispersão linear recíproca do espectrômetro utilizado em primeira ordem é de $10\text{\AA}/mm$.

Como mencionado no capítulo IV, o detetor do OMA é constituído de 500 canais, sendo que a largura de cada canal é da ordem de $25\mu m$. Portanto em primeira ordem temos $0,25\text{\AA}/canal$ (teórico) e $0,3\text{\AA}/canal$ medido. Para definirmos uma linha necessitamos no mínimo de 3 canais (1 central e 2 nas bases). Definimos a largura à meia altura mínima de uma linha como sendo de 2 canais ou seja $0,6\text{\AA}$. Portanto o alargamento do sistema é de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^I = 0,6\text{\AA}$.

Foi feita uma varredura temporal da temperatura dos íons fig.(V.2) à partir dos perfis das linhas da impureza carbono (CIV, CIII).

A metodologia empregada foi a seguinte:

- 1) Verificou-se que os perfis medidos são gaussianos (linhas de CIII e CIV).
- 2) O perfil de uma linha afetada pelo efeito Stark é lorentziano e portanto devido ao fato do perfil medido ser gaussiano, inferiu-se que o alargamento Stark poderia ser desprezado.

3) O perfil medido é então a convolução dos alargamentos devidos aos efeitos Doppler e instrumental, ambos gaussianos.

Para a determinação da temperatura iônica há que se explicitar o alargamento Doppler à partir do perfil medido fazendo-se a convolução inversa do mesmo.

Sendo duas gaussianas, a separação dos dois efeitos pode ser feita como se segue:

$$f(x) = C \exp[-(\frac{x}{\beta_2})^2] \quad (V.5)$$

onde

$$\beta_2^2 = \beta_2'^2 + \beta_2''^2 \quad (V.6)$$

ou seja β_2 é o parâmetro do perfil medido e se supusermos que β_2' se refere ao alargamento instrumental podemos determinar o parâmetro associado ao alargamento Doppler β_2'' .

Para uma gaussiana, a largura à meia altura é dada por:

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = \beta_2 \sqrt{\ln 2} \quad (V.7)$$

portanto

$$\beta_2 = \frac{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\ln 2}} \quad (V.8)$$

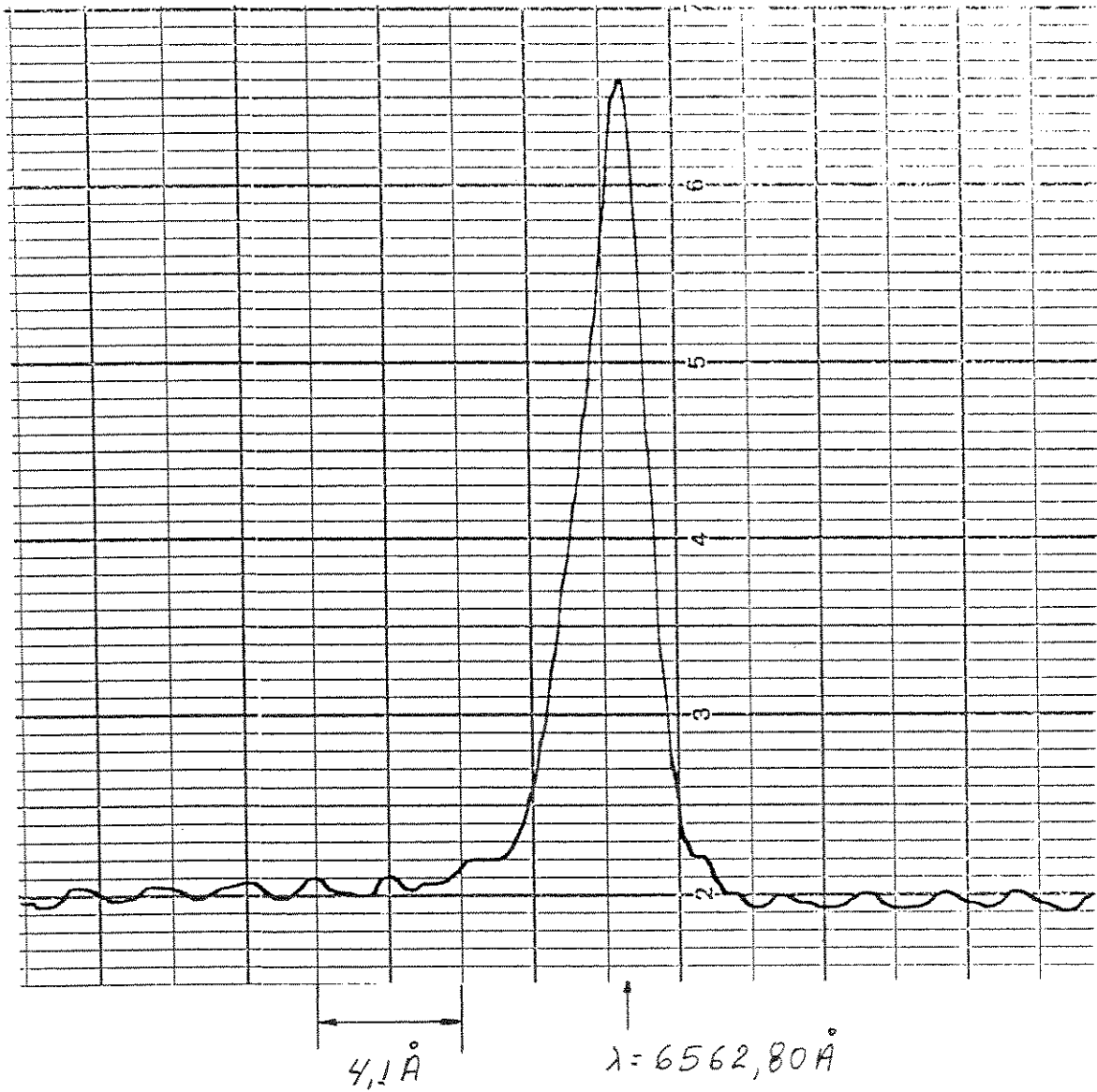


Figura V.1: Perfil típico da linha do átomo de hidrogênio - $H_\alpha (\lambda = 6562,80 \text{ \AA})$

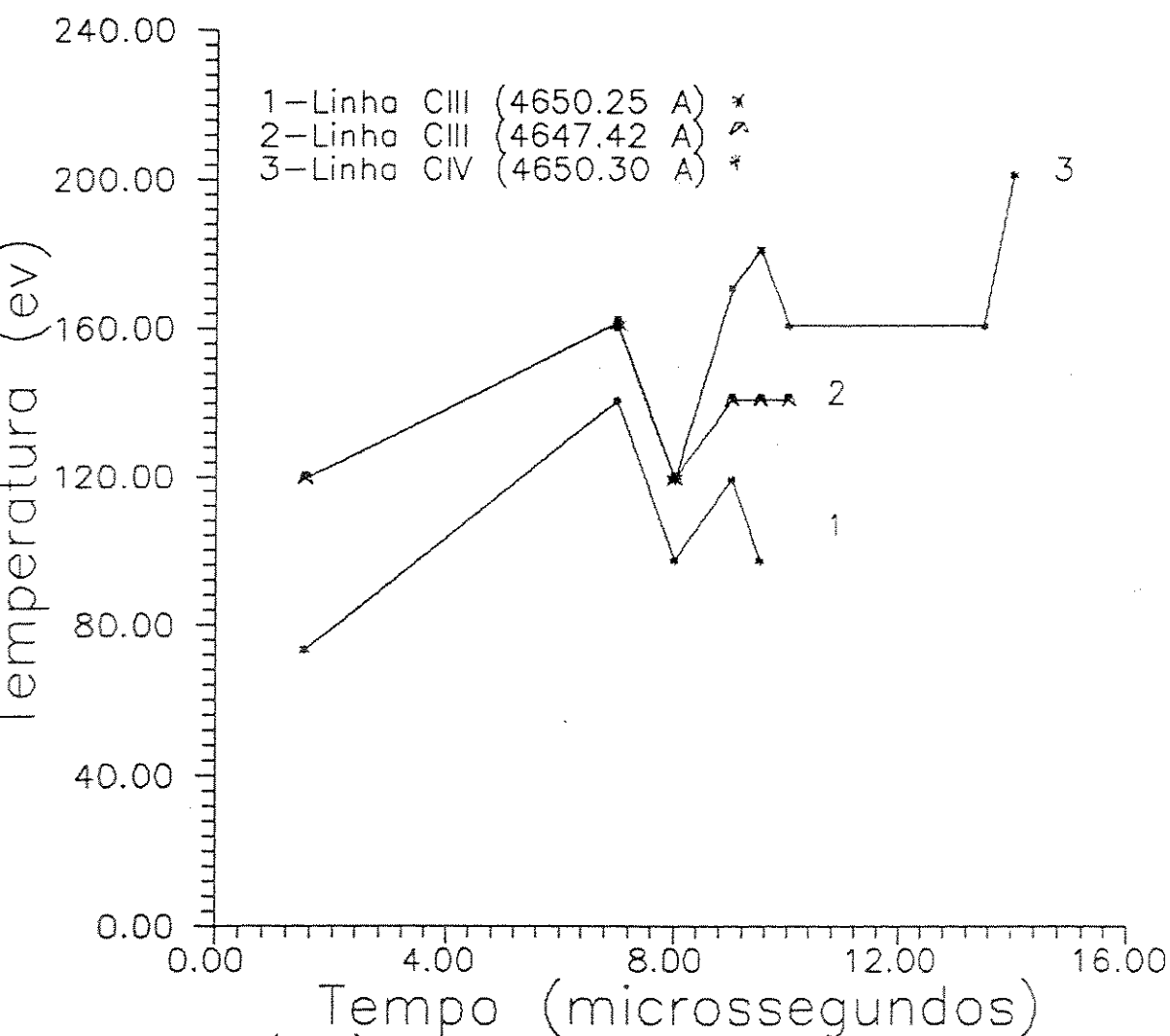


Figura (V-2)—Varredura Temporal da Temperatura dos Ions no Plasma

Para o alargamento instrumental temos: $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^I = 0,66\text{\AA}$ ou seja $\beta_2^I = 0,66/\sqrt{\ln 2} = 0,79\text{\AA}$. Finalmente da eq.(V.6)

$$\beta_2^D = [(\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\sqrt{\ln 2}})^2 - (0,79)^2]^{1/2}$$

$$\text{e } \Delta\lambda_{1/2}^D = \sqrt{\ln 2}\beta_2^D$$

A temperatura iônica pode ser determinada a partir da eq.(IV.26)

$$T_i = \frac{(\Delta\lambda_{1/2}^D)^2}{\lambda_0^2} A \times 1,6 \times 10^8 \text{ [eV]} \quad (\text{V.9})$$

onde A no caso de carbono é 12, $\Delta\lambda_{1/2}^D$ e λ_0 em $\text{\AA}$ e T_i em eV. As linhas para CIV, CIII, CIII, respectivamente, 4658,30 $\text{\AA}$, 4650,25 $\text{\AA}$ e 4647,42 $\text{\AA}$ foram medidas em diferentes instantes durante a existência da configuração C.C.R. no TC1-UNICAMP e uma varredura temporal da temperatura iônica foi obtida, fig.(V.2).

Para uma estimativa da densidade eletrônica introduziu-se no sistema um pouco de ar juntamente com o hidrogênio e obteve-se o perfil da linha $\lambda_0 = 4674,94 \text{\AA}$ do íon do nitrogênio (NII) cujos parâmetros Stark estão calculados na referênci [50] por H. R. Griem. Sabemos que o perfil Stark é lorentziano, ou seja, da forma,

$$f(\lambda) = C \frac{1}{1 + (\frac{\lambda}{\beta_1})^2} \quad (\text{V.10})$$

O perfil medido é então a convolução entre gaussiana e lorentziana e a sua deconvolução pode ser feita numericamente. Para o nosso caso pôde ser feita usando-se um método gráfico, utilizando-se os resultados de Van Hust e Reesinck [51], fig.(V.3) onde obtemos β_1 e β_2 através de h e b medidos sobre o perfil experimental como indicado na fig.(V.4).

Do perfil medido (figura(V.5)) obteve-se $b = 4,09\text{\AA}$, $h = 2,04\text{\AA}$ $h/b = 2,00$ do gráfico fig.(V.3), $\beta_1/h = 0,128$ então $\beta_1 = 0,26\text{\AA}$. Da eq.(V.2) obteve-se a densidade eletrônica $n_e = 8,0 \times 10^{12}(\beta_1/\alpha_{1/2})^{3/2}$ onde $\alpha_{1/2}$ está tabelado em [50] por H.R. Griem. ($\alpha_{1/2} = 0,010$) tem-se portanto $n_e = 1,06 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Resultado coerente com outros experimentos similares em C.C.R. .

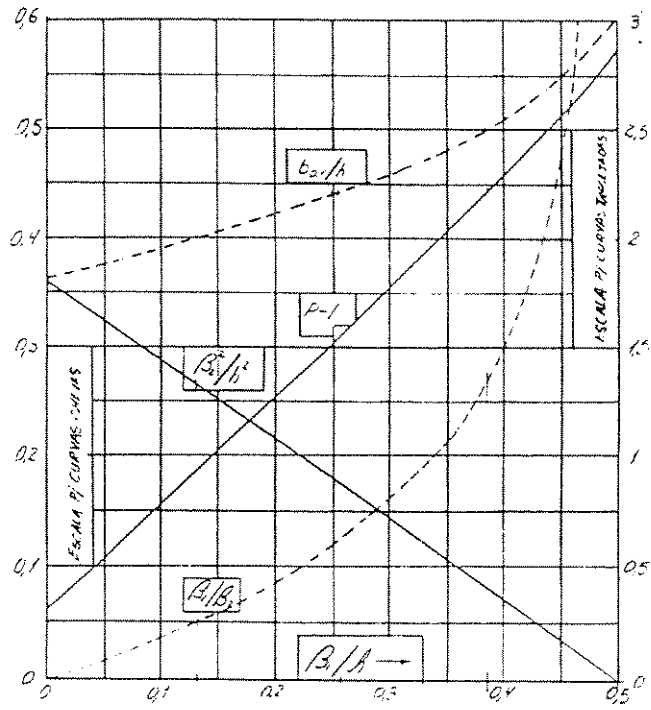


Figura V.3: Gráfico para a separação dos efeitos lorentziano e gaussiano do perfil resultante da convolução entre estes dois perfiz.

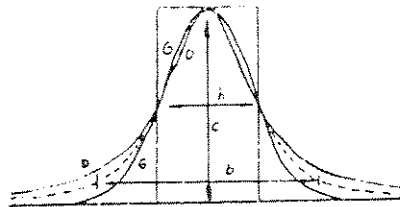


Figura V.4: Perfil da linha com os dois efeitos sobrepostos (linha tracejada) ilustrando o significados dos parâmetros b, h e c necessários para a utilização do gráfico para a deconvolução .

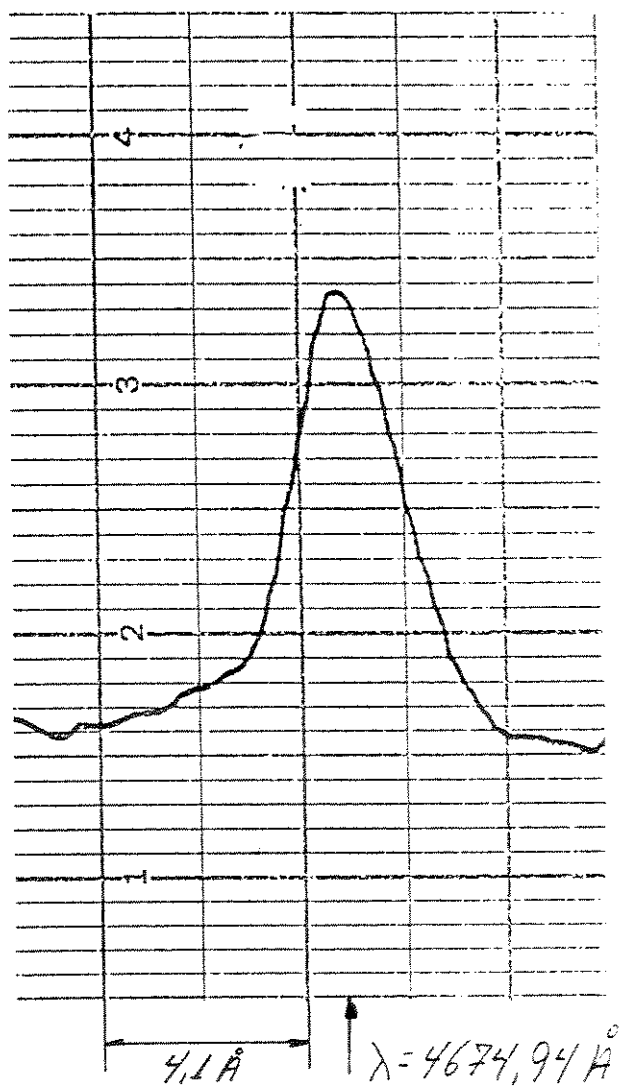


Figura V.5: Perfil típico da linha do íon NII ($\lambda = 4674,94 \text{ \AA}$).

A linha H_α ($\lambda = 6562,80\text{\AA}$) do hidrogênio foi utilizada para avaliar-se a temperatura dos íons do plasma produzido pelo sistema de pré-ionização e obteve-se:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2,05\text{\AA}, \quad \beta_2 = 2,46\text{\AA} \quad \beta_2^D = 2,3\text{\AA}$$

dando $\Delta\lambda_{1/2}^D = 1,92\text{\AA}$ que resulta numa temperatura de $T_i = 13,6\text{eV}$. Como sabemos H_α é uma transição de um elétron ligado ou seja é uma linha do átomo de hidrogênio e por isso não fornece exatamente a temperatura média do plasma a não ser que haja um equilíbrio termodinâmico entre os íons e os átomos neutros.

Na realidade, H_α fornece a temperatura de uma população fria do plasma, principalmente, em regiões próximas à paredes onde ocorre a recombinação dos elétrons e íons e posterior transição atômica.

V.2 Sondas Magnéticas

Foi construída uma sonda magnética múltipla, fig.(V.6), constituída de 12 sondas calibradas (bobinas) de 10 espiras cada, de seção quadrada de lado 2mm . As sondas foram orientadas para a medida de B_z sendo o eixo- Z a orientação axial do solenóide do TC-1.

Um mapeamento do campo magnético no TC-1 foi realizado através desta sonda e o resultado está apresentado na fig.(V.7). Este mapeamento foi realizado com o

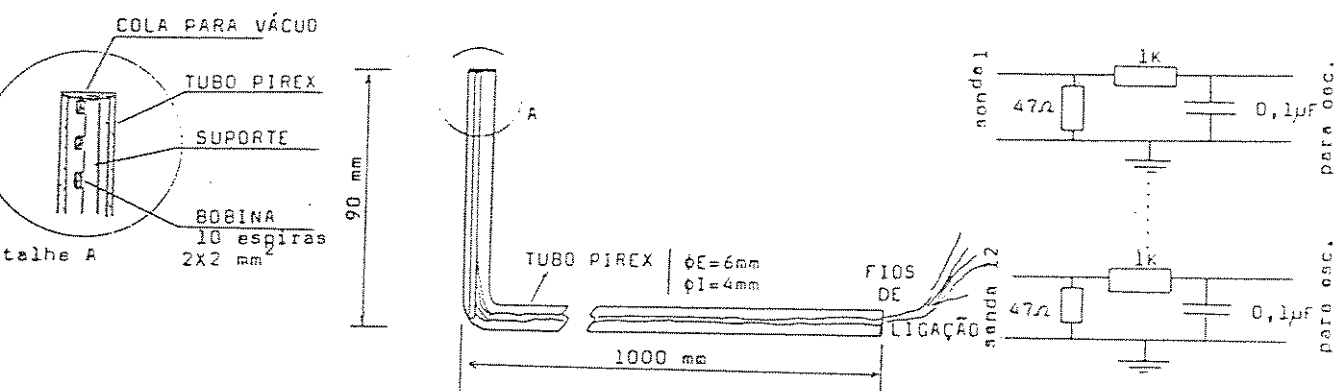


Figura V.6: sonda magnética múltipla.

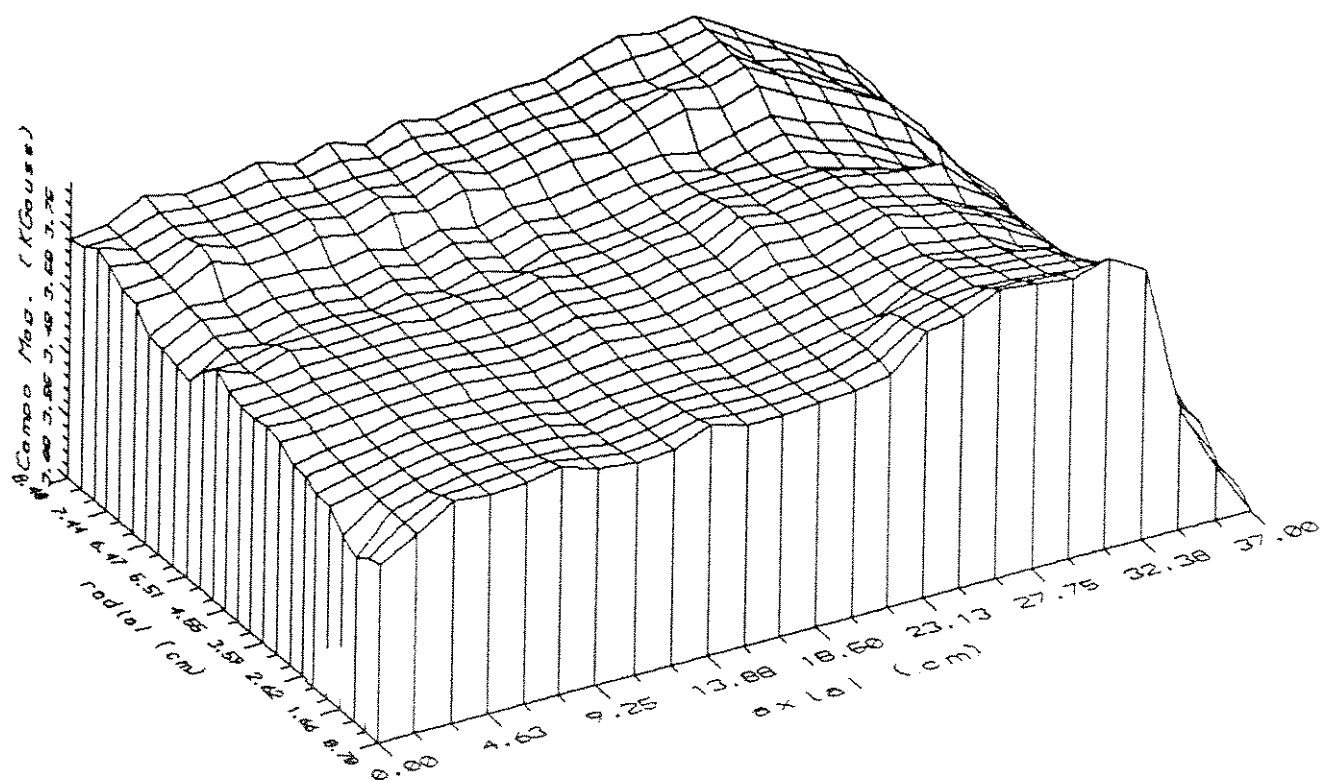


Figura V.7: Mapeamento magnético do sistema TCI-UNICAMP sem plasma.

campo no vácuo, pois com plasma a perturbação da sonda é muito intensa tornando sem sentido o resultado em termos do estudo da C.C.R..

O mapeamento foi realizado a partir do centro axial do solenóide até uma das extremidades ou seja até a região do espelho magnético. Observe se o campo magnético com maior intensidade na região do espelho magnético.

O processo de reconexão magnética inicial deverá ocorrer nesta região .

V.3 Sonda de Fluxo Excluído

Do ponto de vista experimental, um dos diagnósticos mais importante na caracterização de uma C.C.R. é a sonda de fluxo excluído. Este arranjo de sondas magnéticas, descrito no capítulo anterior é o mais versátil diagnóstico na caracterização de uma C.C.R.. Fornece-nos inúmeras informações à respeito da evolução de uma C.C.R. desde a sua formação até o equilíbrio.

Como foi descrito no cap.IV, vários parâmetros importantes podem ser obtidos à partir deste diagnóstico e são apresentados à seguir.

Através das sondas magnéticas de fluxo excluído obteve-se a evolução temporal do raio de separatriz para diferentes pressões de operação que podem ser vistas nas figuras (V.8), (V.9), (V.10), (V.11) obtidas pela relação (IV.18).

Obteve-se ainda a evolução do parâmetro $\langle \beta \rangle$ através da relação (II.27) e são apresentadas nas figs. (V.12), (V.13), (V.14) e (V.15).

Os principais parâmetros obtidos estão na tabela (V.1) a seeguir:

Pressão <i>mTorr</i>	B_{l0} <i>kGauss</i>	E_* <i>kV/cm</i>	B_* <i>kGauss</i>	t_r μs	t_A μs	G_{l0}
3,50	0,154	0,041	0,519	2,60	0,70	0,300
4,50	0,123	0,026	0,445	3,30	0,43	0,276
7,50	0,350	0,027	0,507	0,90	1,90	0,069
10,00	0,570	0,060	0,820	0,70	1,40	0,700
12,50	0,315	0,0561	0,837	0,40	2,80	0,380

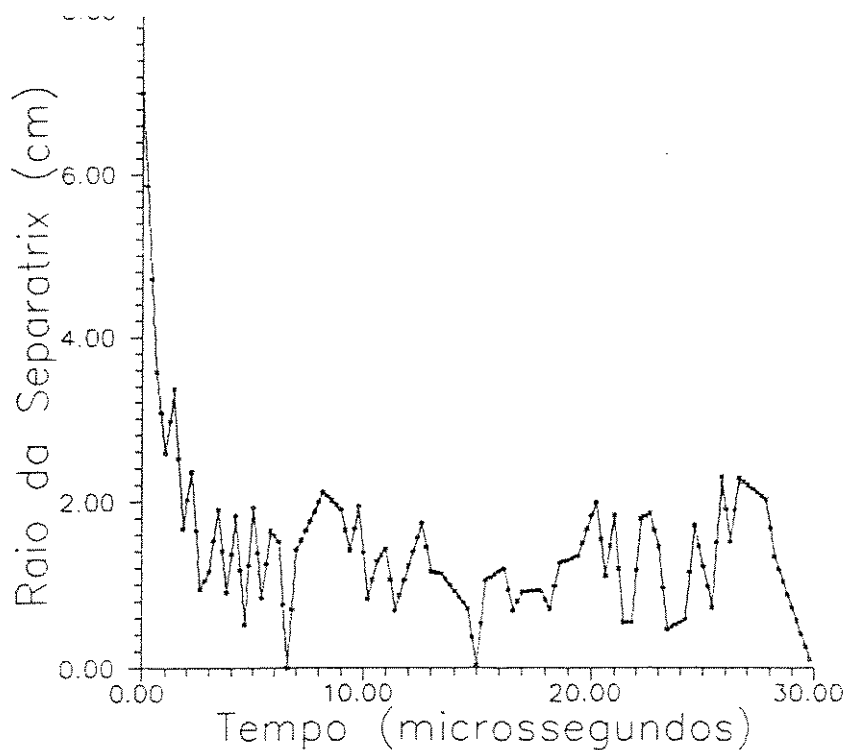


Figura V.8: Evolução temporal do raio de separatrix - hidrogênio à 3,5 mtorr na posição axial 5,4cm.

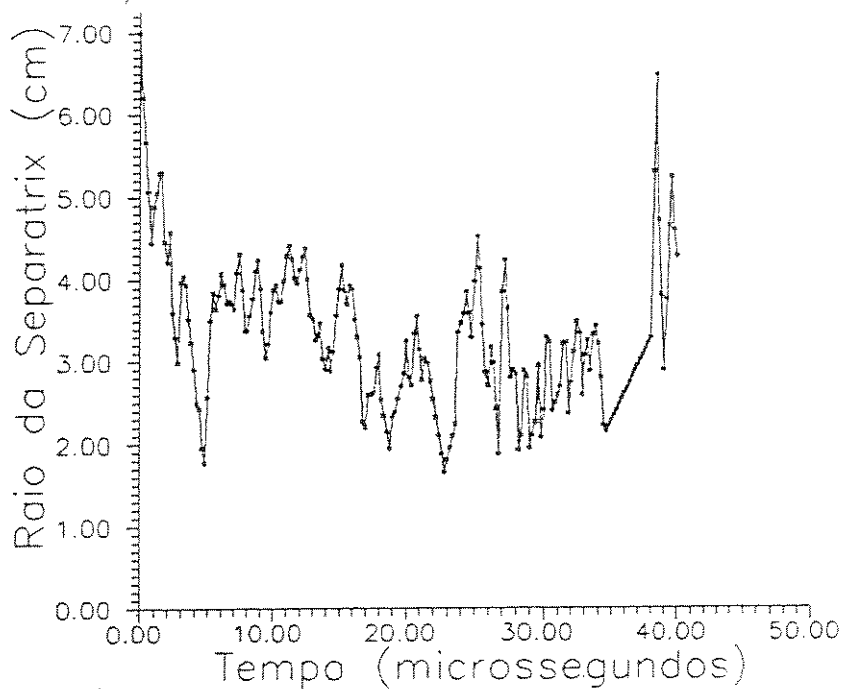


Figura V.9: Evolução temporal do raio de separatrix - hidrogênio à 4,5 mtorr na posição axial 5,4cm.

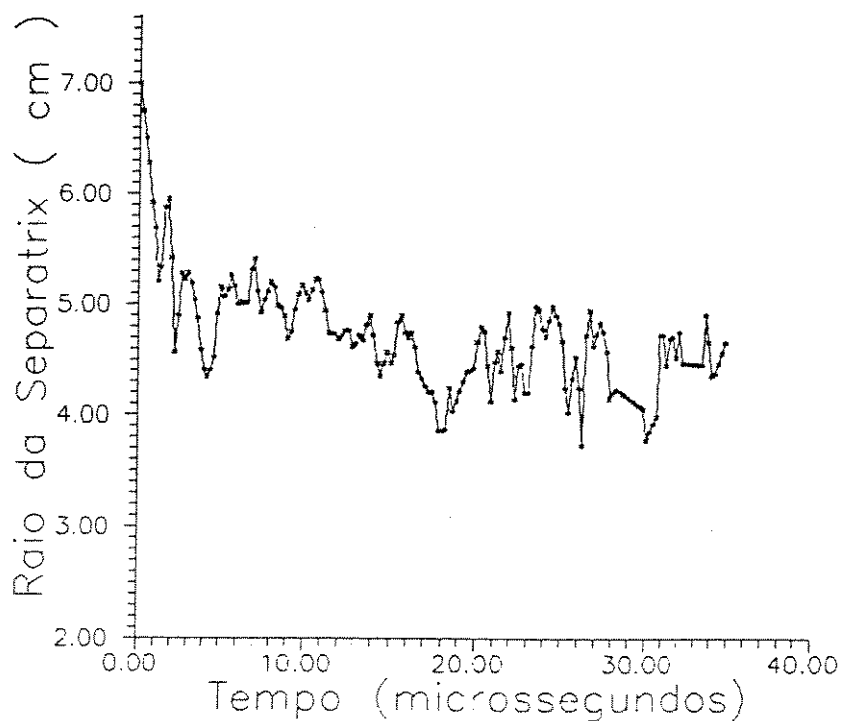


Figura V.10: Evolução temporal do raio de separatrix - hidrogênio à 7.5 mtorr na posição axial 5,4cm.

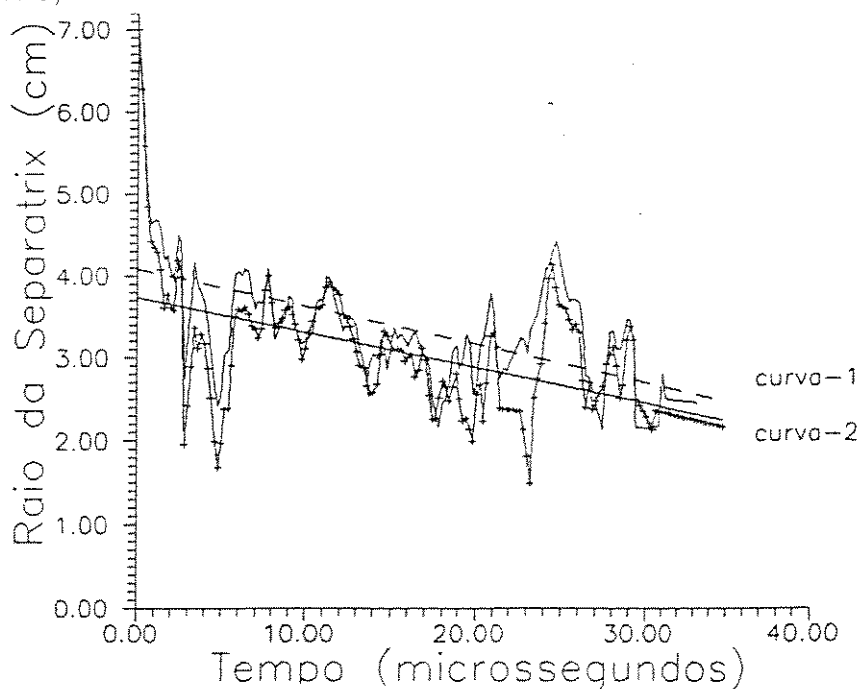


Figura V.11: Evolução temporal do raio de separatrix - hidrogênio à 10 mtorr na posição axial: curva1 5,4cm e curva2 16,4cm.

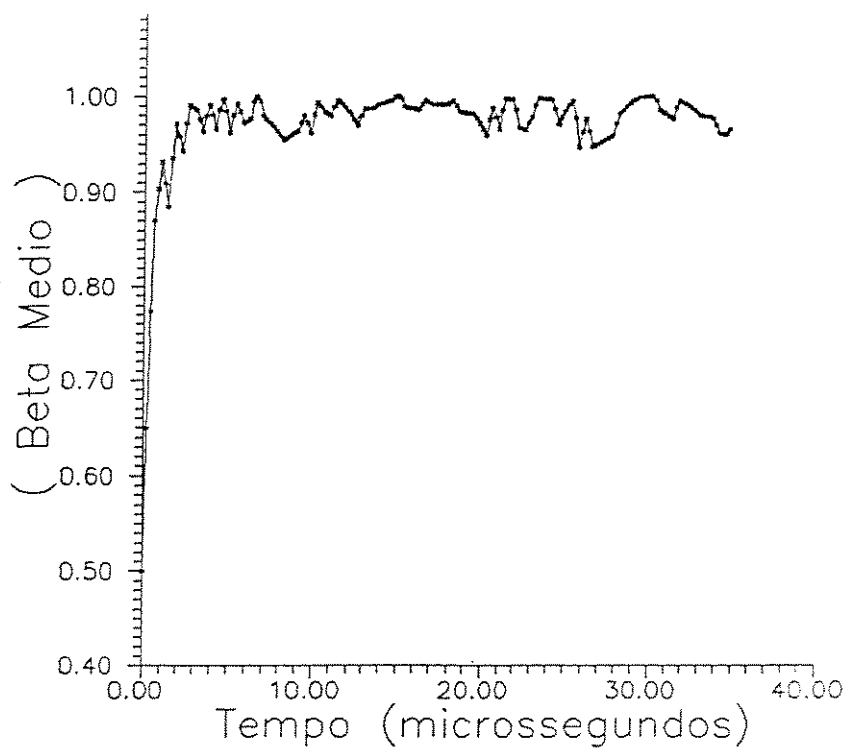


Figura V.12: Evolução temporal de $\langle \beta \rangle$ - hidrogênio à 3,5 mtorr na posição axial 5,4cm.

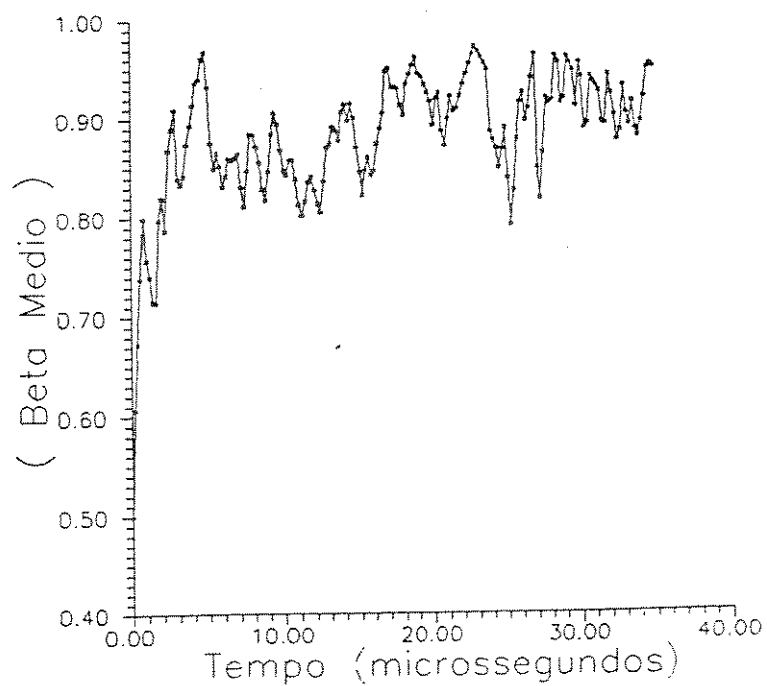


Figura V.13: Evolução temporal de $\langle \beta \rangle$ - hidrogênio à 4,5 mtorr na posição axial 5,4cm.

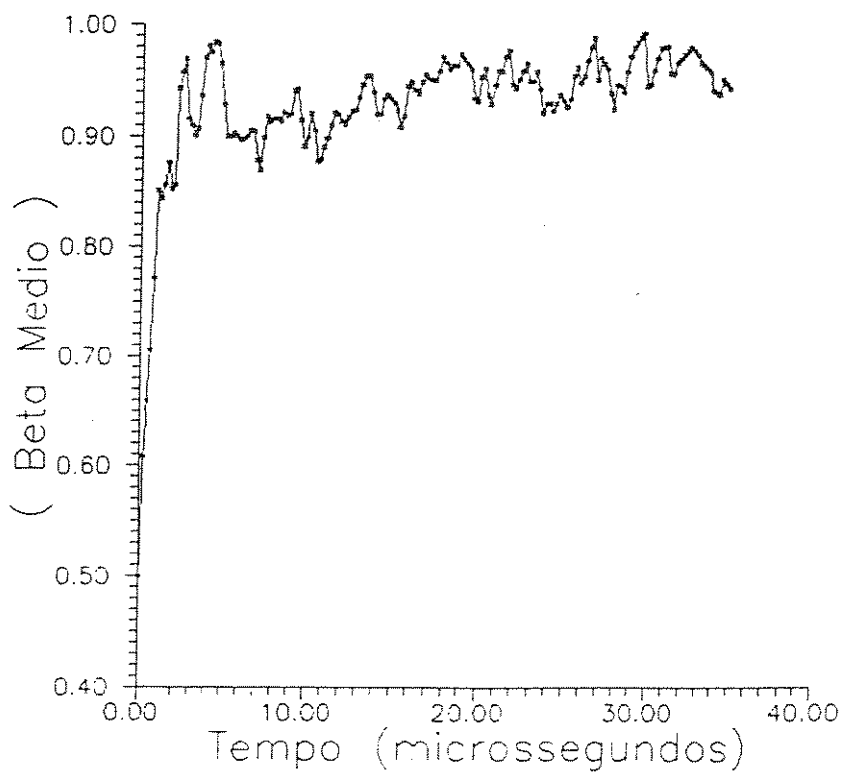


Figura V.14: Evolução temporal de $\langle \beta \rangle$ - hidrogênio à 7,5 mtorr na posição axial 5,4cm.

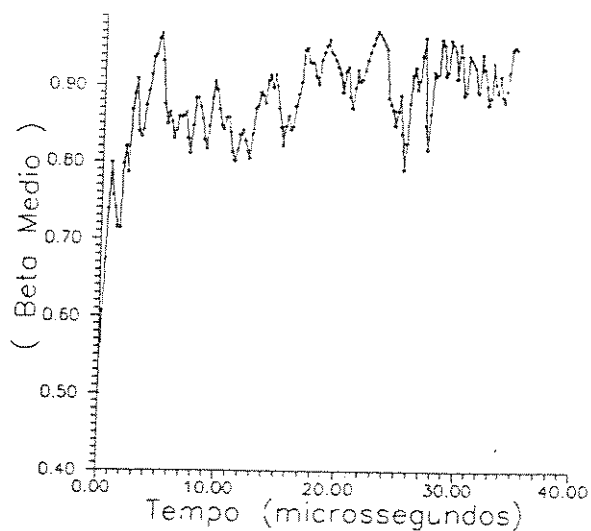


Figura V.15: Evolução temporal de $\langle \beta \rangle$ - hidrogênio à 10 mtorr na posição axial 5,4cm.

No TC1-UNICAMP foram colocadas 16 sondas locais distribuídas azimutalmente em 4 posições axiais e 5 sondas de 1 loop para a medida do fluxo total distribuídas axialmente como ilustrado na fig.(V.16).

Este arranjo de sondas nos possibilitou uma análise da dinâmica da configuração através da inovação da análise da fase relativa entre os sinais das sondas. A fase relativa entre os sinais das sondas locais distribuídas azimutalmente numa dada posição axial ($Z = 5,4\text{ cm}$) nos fornece uma idéia mais precisa do tempo de duração da configuração. A fig.(V.11) nos mostra que para o caso de $10,0\text{ mTorr}$ de hidrogênio o raio da separatriz nos dá um tempo de duração da configuração de $43\mu\text{s}$, porém, observando-se a fase relativa entre as sondas magnéticas locais distribuídas azimutalmente em $Z = 5,4\text{ cm}$ para a mesma descarga mostrada na fig.(V.17) a configuração tem um tempo de vida de aproximadamente $36\mu\text{s}$.

A análise das fases relativas nos mostra que a partir de $20,0\mu\text{s}$ ocorre uma “instabilidade” ou seja um movimento da coluna de plasma radialmente até a destruição da configuração. A configuração permanece “estável” no intervalo de $5\mu\text{s}$ à $20\mu\text{s}$.

As figuras: (V.18), (V.19) e (V.20) nos mostram as fases relativas entre cada par das 4 sondas em $Z = 5,4\text{ cm}$ indicadas na fig. (V.21) e nos sugere que a coluna de plasma (C.C.R.) movimenta-se ao longo do diâmetro indicado na fig.(V.21) pois as sondas s_1 e s_4 estão praticamente em fase ao passo que as sondas $[s_1, s_2]$ e $[s_1, s_3]$ estão fora de fase em algum intervalo de tempo.

A fase relativa das sondas locais nos proporcionou a observação de movimentos radiais da coluna (C.C.R.). Observemos agora a informação contida na fase relativa entre as sondas de fluxo excluído localizadas em duas posições axiais diferentes ($Z = 5,4\text{ cm}$) e ($Z = 16,4\text{ cm}$), ou seja, a fase relativa entre os raios da separatriz medidos nestas duas posições axiais.

Para definirmos a fase, adotemos dois eixos cartesianos (perpendiculares entre si) como na fig.(V.22). Coloquemos os valores do raio da separatriz em $Z = 16,4\text{ cm}$ no eixo vertical (X) e os valores do raio da separatriz em $Z = 5,4\text{ cm}$ no eixo horizontal

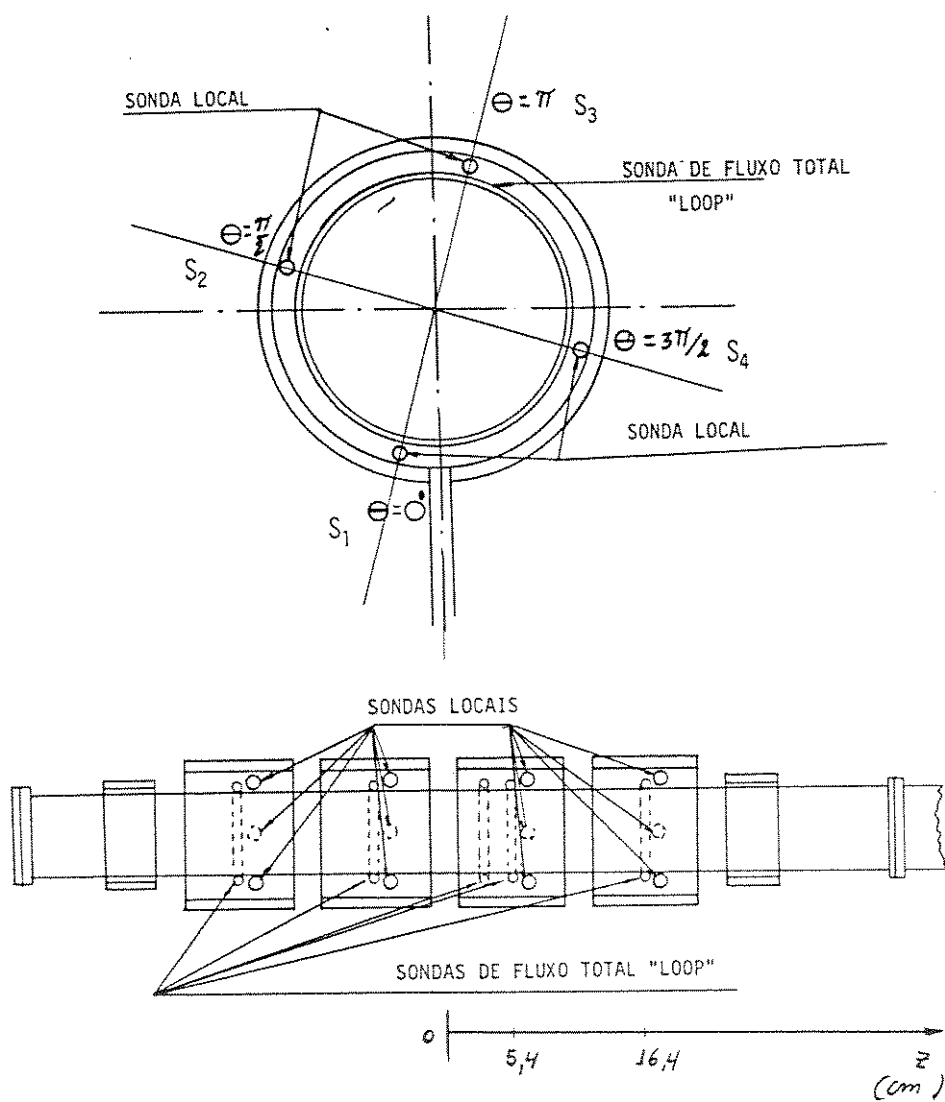


Figura V.16: Diagrama da distribuição das sondas magnéticas constituintes das sondas de fluxo excluído no TC1-UNICAMP .

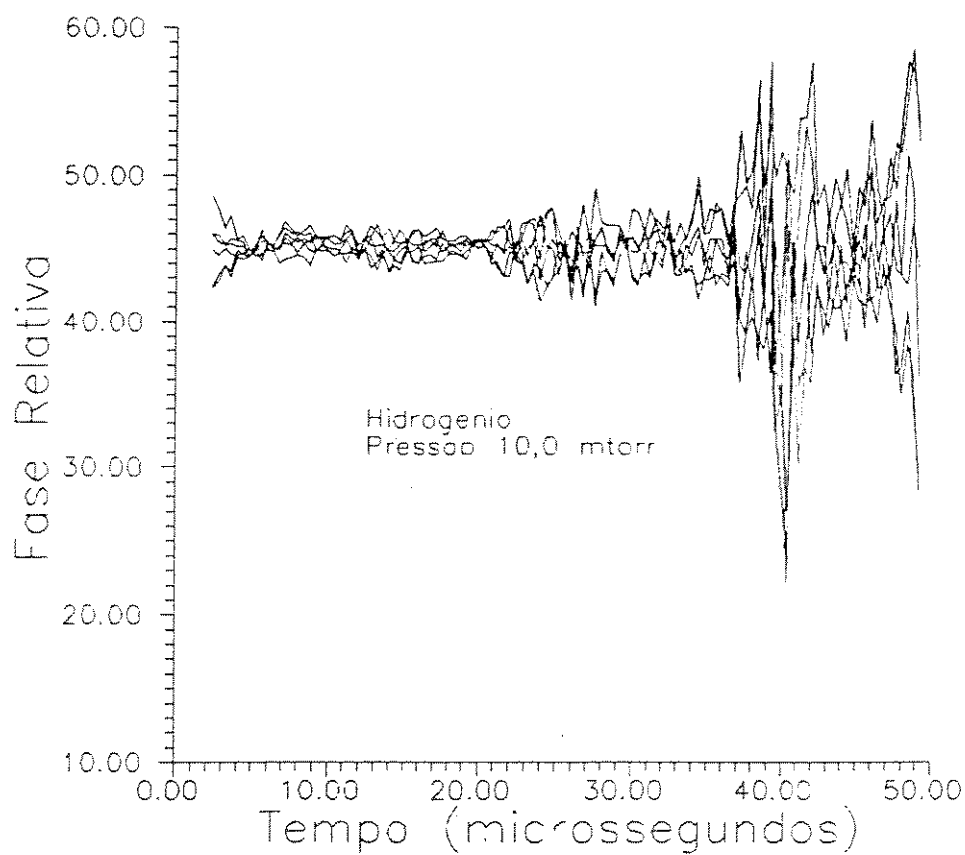


Figura V.17: Variação temporal da fase relativa entre 4 sondas magnéticas localizadas em $z=5,4\text{cm}$ e distribuídas em quatro posições azimutais (superposição de todas as combinações entre as 4 sondas).

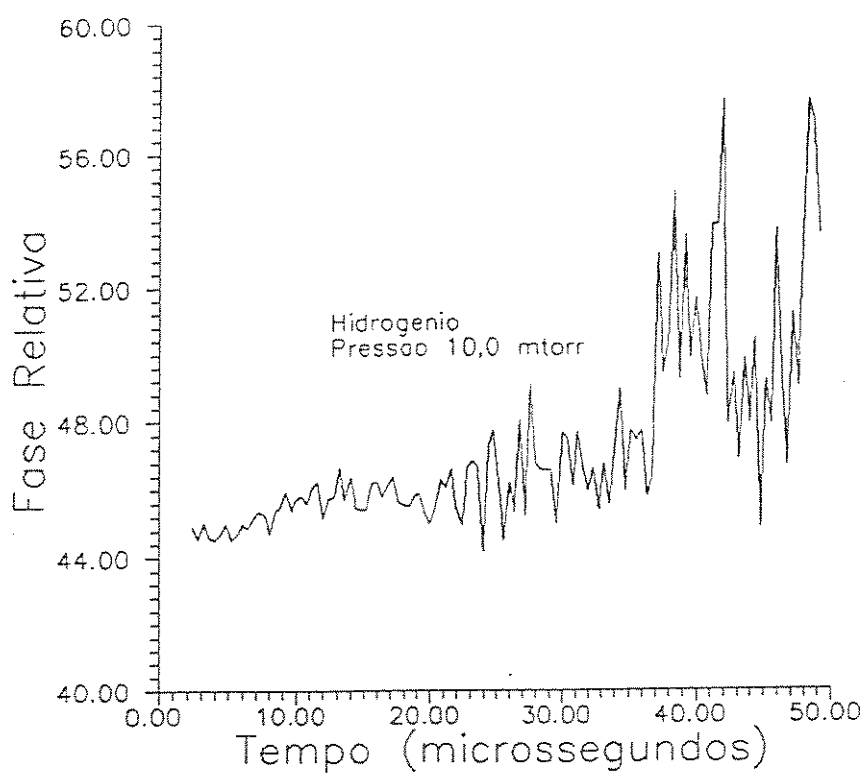


Figura V.18: Variação temporal da fase relativa entre 2 sondas magnéticas localizadas em $z=5,4\text{cm}$ e distribuídas azimultaneamente, s_1 em $0,0$ graus e s_2 em $90,0$ graus (ângulo de fase = $\text{atan}(s_2/s_1)$)

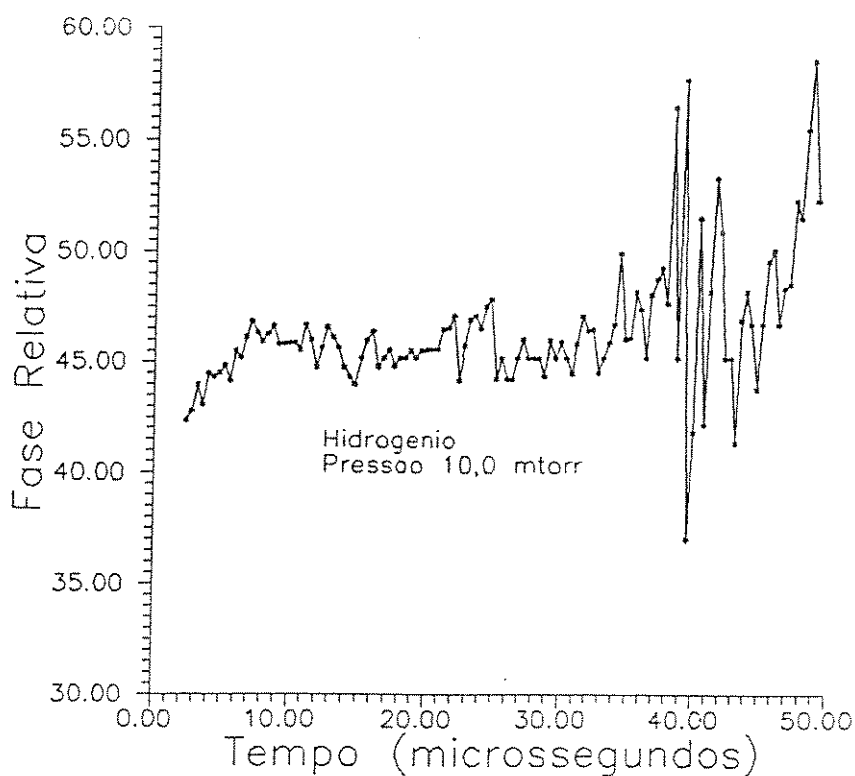


Figura V.19: Variação temporal da fase relativa entre 2 sondas magnéticas localizadas em $z=5,4\text{cm}$ e distribuídas azimultaneamente, s_1 em $0,0$ graus e s_3 em $180,0$ graus.

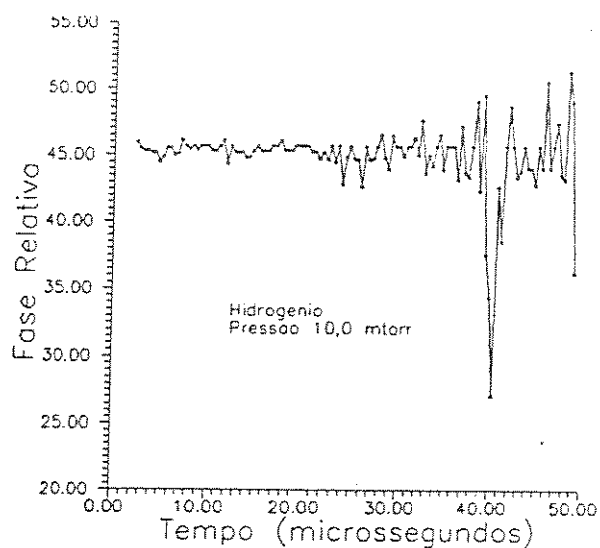


Figura V.20: Variação temporal da fase relativa entre 2 sondas magnéticas localizadas em $z=5,4\text{cm}$ e distribuídas azimultaneamente, s_1 em $0,0$ graus e s_4 em $270,0$ graus.

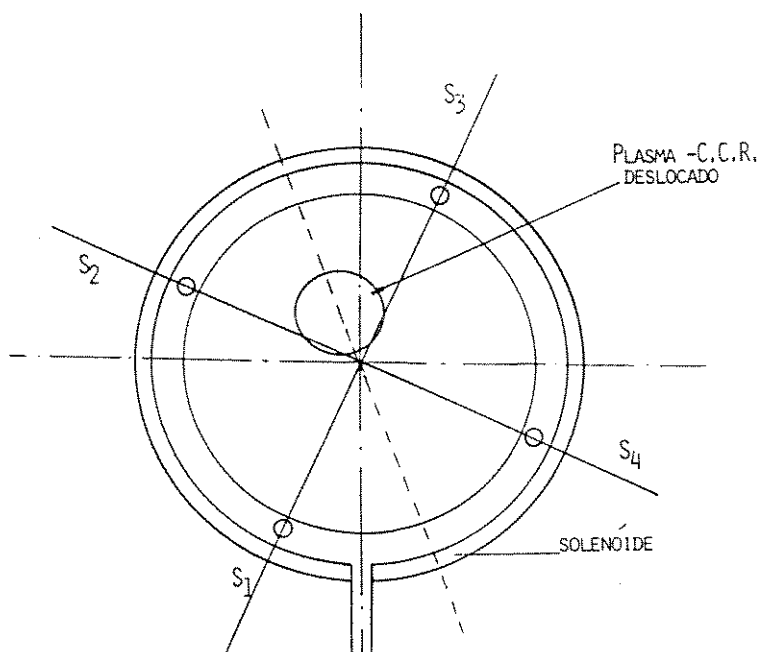


Figura V.21: Distribuição azimutal das sondas locais numa posição axial fixa, por exemplo $z=5,4\text{cm}$ mostrando a coluna de plasma deslocada do centro geométrico do tubo de descarga do TC1-UNICAMP.

(Y). Cada par (X, Y) corresponde ao mesmo instante e nos fornece no plano (X, Y) um ponto. Este ponto e a origem definem uma reta cujo ângulo em relação ao eixo horizontal nos dá o ângulo de fase neste instante.

Sabemos que a C.C.R. formada no TC-1 é um toróide alongado e que na posição central $Z = 0$ o raio da separatriz é máximo ou seja maior que numa região próxima à extremidade da C.C.R.. A sonda em $Z = 5,4\text{cm}$ está numa região em que supostamente o raio da separatriz é máximo pois está próxima ao centro do solenóide do θ -pinch e a sonda em $Z = 16,4\text{cm}$ está mais próxima da extremidade ou seja próxima da região do espelho do θ -pinch e consequentemente o raio da separatriz medido por esta sonda será necessariamente menor ou igual ao raio da separatriz medido em $Z = 5,4\text{cm}$ para uma configuração de campo reverso “normal”. Portanto para uma C.C.R. “normal” o ângulo de fase é menor ou igual a 45° como na fig.(V.22).

Para a pressão de 10mTorr de hidrogênio na fig.(V.24) e $7,5\text{mTorr}$ na fig.(V.27) vemos que $\alpha > 45^\circ$ no início da descarga. Isto só é possível se houver uma ruptura da coluna (C.C.R.) em duas outras como na fig.(V.26).

Nas figs.(V.23) e (V.25) $\alpha < 45^\circ$ como era de se esperar para um caso “normal”. As duas situações ocorrem no TC-1, aleatoriamente, sem controle para a

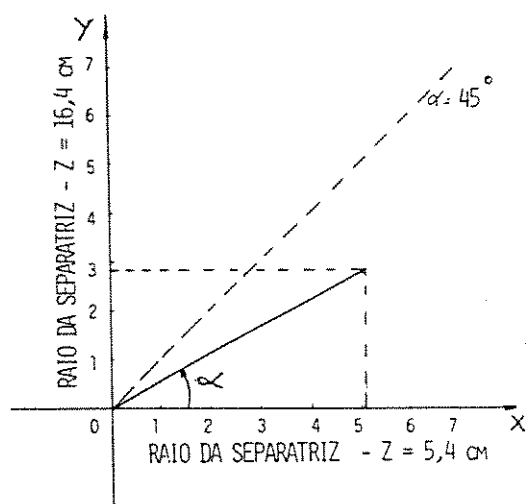


Figura V.22: Definição do ângulo de fase (α) adotado para análise da dinâmica do plasma

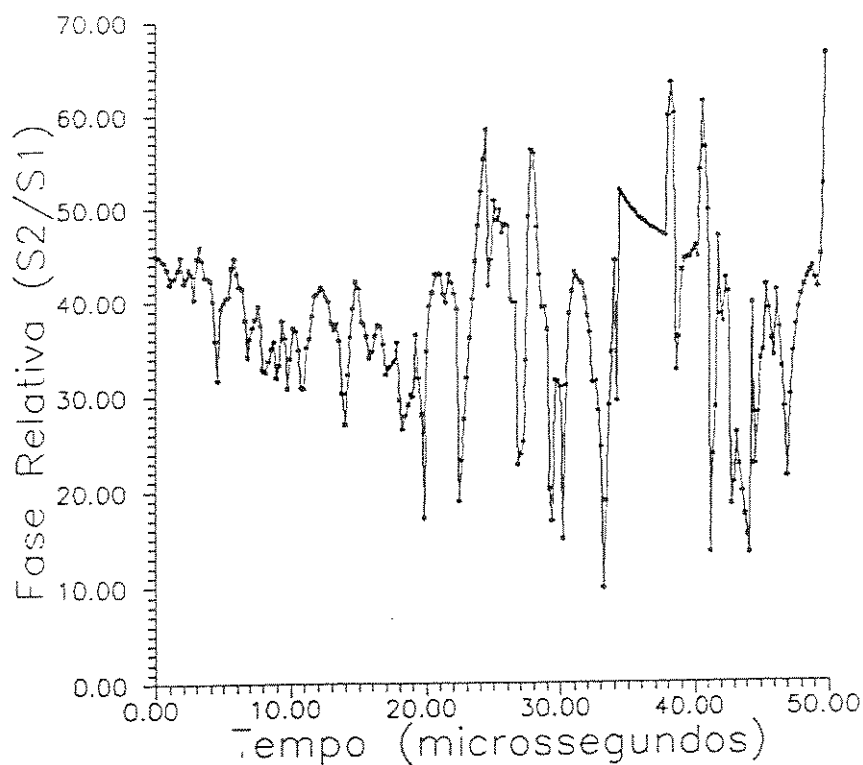


Figura V.23: Fase relativa entre sinais de duas sondas de fluxo excluído s_1 e s_2 localizadas respectivamente em $z=5,4\text{cm}$ e $z=16,4\text{cm}$ (Hidrogênio - 10mtorr).

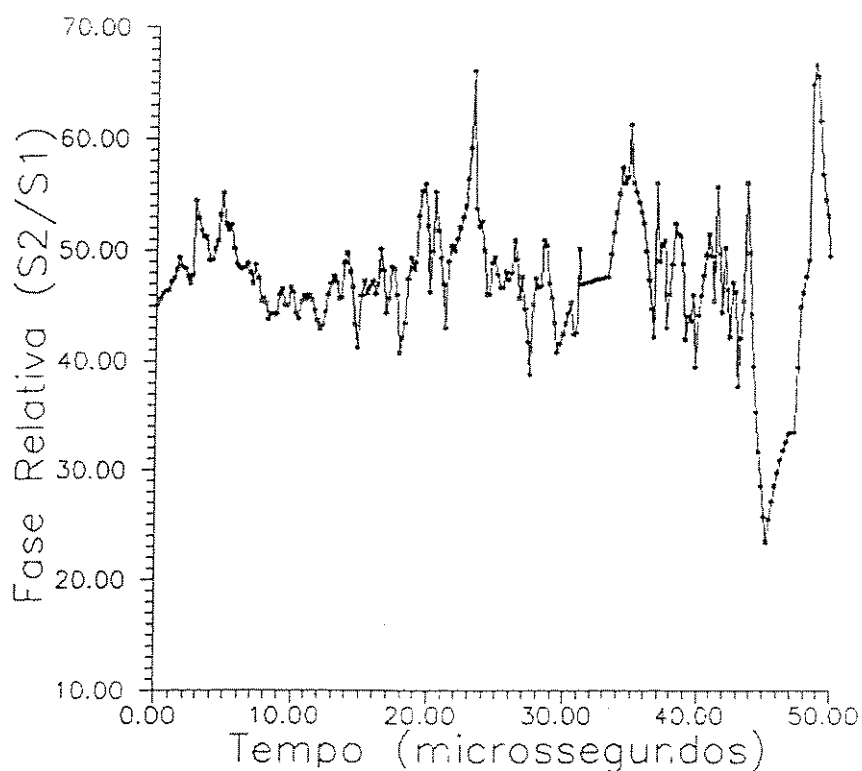


Figura V.24: Fase relativa entre sinais de duas sondas de fluxo excluído s_1 e s_2 localizadas respectivamente em $z=5,4\text{cm}$ e $z=16,4\text{cm}$ (Hidrogênio - 10mtorr).

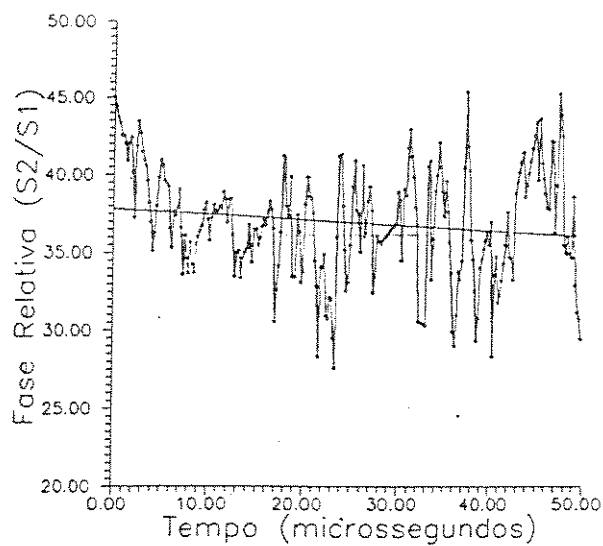


Figura V.25: Fase relativa entre sinais de duas sondas de fluxo excluído s_1 e s_2 localizadas respectivamente em $z=5,4\text{cm}$ e $z=16,4\text{cm}$ (Hidrogênio - 7,5mtorr).

temporização das descargas adotada.

Provavelmente uma temporização com um campo de polarização mais baixo nos forneça um ponto de operação mais repetitivo, em função de outros parâmetros como a pressão do gás.

A fase relativa entre os raios da separatriz nos dá informação sobre o movimento axial da configuração, como a contração da mesma. No caso de uma configuração “normal”, a sonda da extremidade é sensível à variação do raio devido ao movimento axial da configuração.

Segundo observações citadas no capítulo III, quando ocorre contração axial da C.C.R. há uma expansão radial simultânea. Ambos os processos levam à uma diminuição no ângulo de fase, como foi definido. As figs.(V.23) e (V.25) mostram este efeito de uma maneira bem nítida.

Quando não há movimento axial era de se esperar um ângulo de fase constante com o tempo ou pelo menos um ângulo médio constante. Nas figs.(V.23) e (V.25) vemos que existe uma variação média o que indica a contração axial da C.C.R..

No final do cap.II apresentamos um modelo simplificado onde consideramos a lei adiabática para a compressão e o modelo de “sharp boundary” e obtivemos a eq.(II.47) que fornece uma relação entre o comprimento axial da configuração (2b) com parâmetros radiais.

A partir desta relação podemos obter a variação do comprimento axial com o tempo:

$$\frac{db}{dt} = \frac{db}{dX_{sc}} \times \frac{dX_{sc}}{dt}$$

onde :

$$\frac{db}{dX_{sc}} = 2,8b_m \frac{X_{sc}^{1,8}}{2 - X_{sc}^2} + 2b_m \frac{X_{sc}^{3,8}}{(2 - X_{sc}^2)^2}$$

e

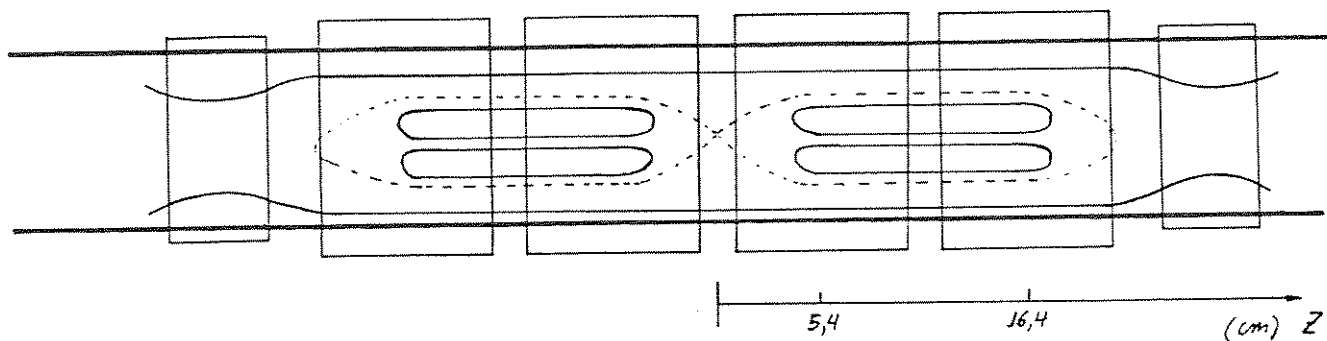


Figura V.26: Uma configuração possível da C.C.R. formada no TC1-UNICAMP de acordo com a análise da fase relativa entre os raios da separatriz em $z=5,4\text{cm}$ e $z=16,4\text{cm}$.

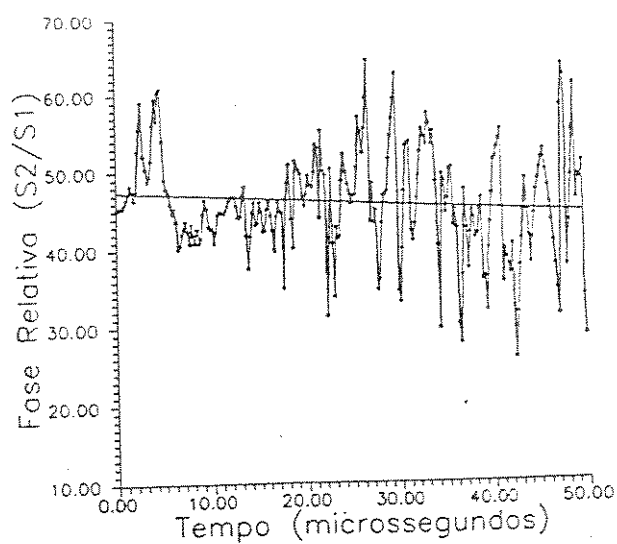


Figura V.27: Fase relativa entre sinais de duas sondas de fluxo excluído s_1 e s_2 localizadas respectivamente em $z=5,4\text{cm}$ e $z=16,4\text{cm}$ (Hidrogênio - 7,5mtorr).

$$\frac{dX_{sc}}{dt} = \frac{1}{r_c} \frac{dr_s}{dt}$$

Sendo b_m o semi comprimento máximo da configuração que para o TC1-UNICAMP pode ser considerado como sendo o semi comprimento do solenóide ($b_m = 21,5$ cm), r_s o raio da separatriz, r_c o raio do solenóide e X_{sc} a razão entre o raio da separatriz e o raio do solenóide.

Pode-se estimar a velocidade do movimento axial da configuração em cada instante pela taxa de variação temporal de b .

O caso típico de operação com hidrogênio (10mtorr) é mostrado na figura(V.28) que foi obtida substituindo-se os valores experimentais de r_s (raio da separatriz na posição $z = 5,4$ cm) na relação para db/dt . Pode-se notar que até aproximadamente $8\mu s$ há uma oscilação intensa em torno do zero, indicando uma oscilação axial da configuração. No intervalo de 8 até aproximadamente $20\mu s$ há uma diminuição na amplitude da oscilação indicando uma situação mais quiescente da mesma.

A dinâmica acima descrita pode ser melhor visualizada integrando-se a relação para db/dt ponto a ponto, utilizando os mesmos valores para r_s , obtendo-se a evolução temporal do semi comprimento axial da configuração. Este resultado é mostrado na figura(V.29), onde podemos notar com melhor precisão a dinâmica descrita anteriormente. Há uma grande contração axial para valores de b entre 21,5cm e 14,0 cm, num intervalo de tempo de zero a $2,0\mu s$, ocorre, também, uma oscilação em torno de $b = 14,4$ cm no intervalo de tempo entre $2,0\mu s$ e $5,0\mu s$ e uma situação de "equilíbrio dinâmico" ocorre em torno de $b = 15,3$ cm no intervalo entre $6,0\mu s$ e $23,2\mu s$.

Por outro lado, a velocidade de implosão radial pode ser definida como $r_t/t_{imp} = v_r$ onde r_t é o raio do tubo e t_{imp} é o tempo de implosão e para as pressões acima temos : 10,0mTorr, 7,5mTorr, 4,5mTorr, 3,5mTorr, respectivamente, as velocidades $v_r = 1,4 \times 10^6$ cm/seg, $v_r = 1,60 \times 10^6$ cm/seg, $v_r = 1,6 \times 10^6$ cm/seg, $v_r = 2,8 \times 10^6$ cm/seg. Observe-se que as velocidades radiais e axiais são com-

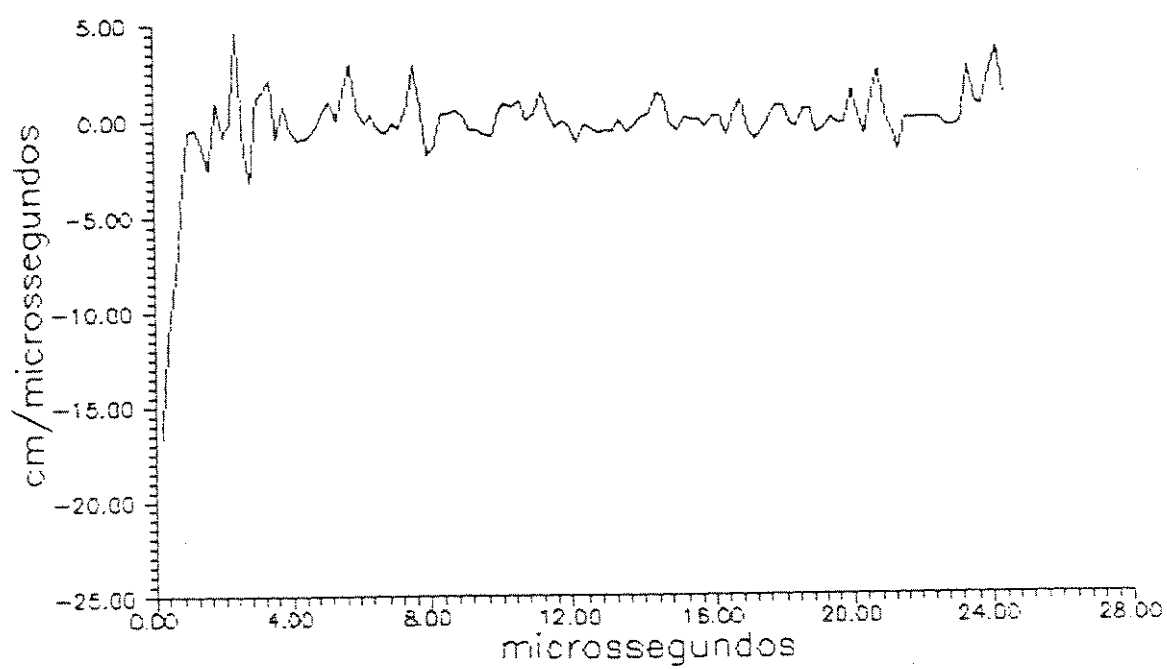


Figura V.28: Evolução temporal da variação do semi comprimento da C.C.R. em relação ao tempo

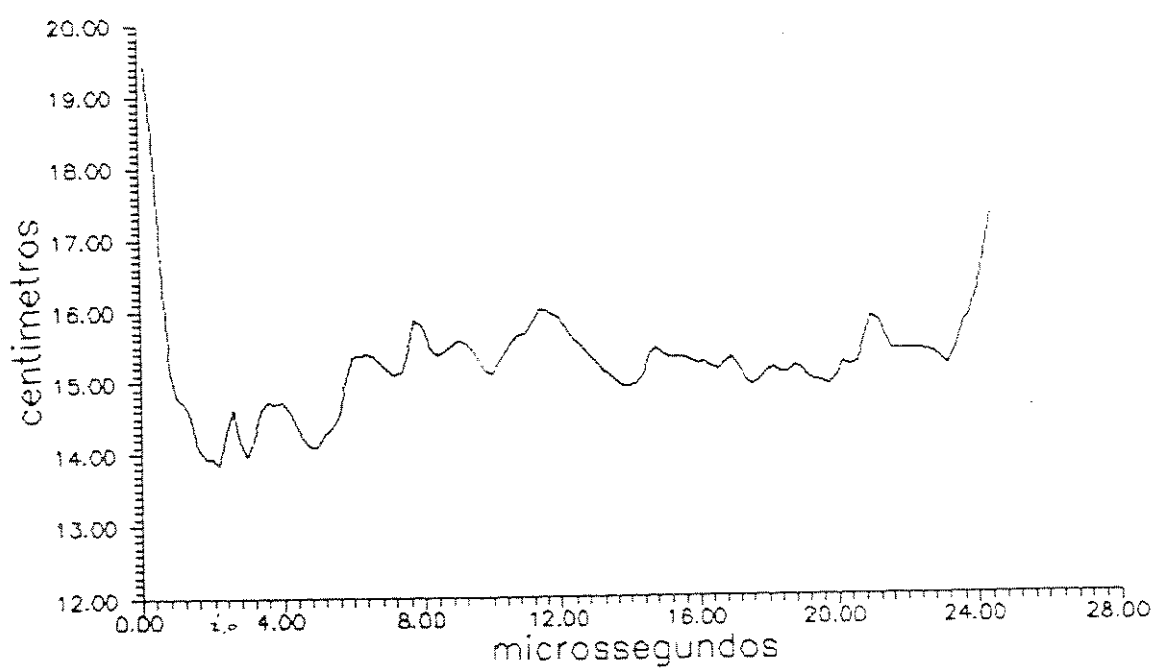


Figura V.29: Evolução temporal do semi-comprimento da C.C.R. (b)

paráveis, da mesma ordem de grandeza.

V.4 Copo de Faraday

Descreveu-se no capítulo IV o copo de Faraday para o diagnóstico da fuga de partículas pelas extremidades. Foi realizado um mapeamento radial e axial do fluxo de partículas através de uma sonda múltipla e tal mapeamento é mostrado nas figs.(V.30), (V.31) e (V.32), em três instantes diferentes.

Para uma boa média, foram realizadas de 4 a 5 disparos para cada posição axial e desta maneira o mapeamento resultante tem um erro estimado máximo em torno de 7%. Na fig.(V.30) vemos o mapeamento num instante correspondente a $1\mu s$ antes do campo magnético total atingir o máximo. Observe-se a posição radial das sondas, a coordenada $8cm$ na direção radial corresponde à região próxima à parede interna do tubo de pirex, o centro do tubo está aproximadamente em $r = 4,0cm$.

A coordenada $z = 0$ é a posição axial imediatamente fora do espelho do θ -pinch e $z = 15,0cm$ é a posição axial $15cm$ afastada do espelho, para fora do solenóide do θ -pinch. No perfil da fig.(V.30) vemos uma estrutura central em $z = 15cm$ e $r = 4,0cm$ e duas estruturas fora do centro que sugere uma configuração anular, supondo simetria azimutal. À medida que aproximamos de $z = 0$ a estrutura passa a ser um jato cilíndrico uniformemente distribuído ao longo do diâmetro do tubo.

Lembremos que o plasma na posição $z = 15cm$ deixou a região do espelho num instante correspondente ao tempo de vôo das partículas de $z = 0$ a $z = 15cm$. Antecipando um resultado que será determinado adiante, o tempo de vôo medido foi de $1,7\mu s$. Portanto o plasma em $z = 15cm$ corresponde ao plasma no instante final da implosão ($7,5mTorr$), razão da estrutura “anular”.

Na fig.(V.31), temos o perfil no instante de campo máximo. Vemos uma estrutura bem definida com o centro radial ligeiramente deslocado. O deslocamento radial do perfil é coerente com o detetado pelas sondas locais distribuídas azimutalmente (método das fases). O centro da coluna está em $r = 5,0cm$.

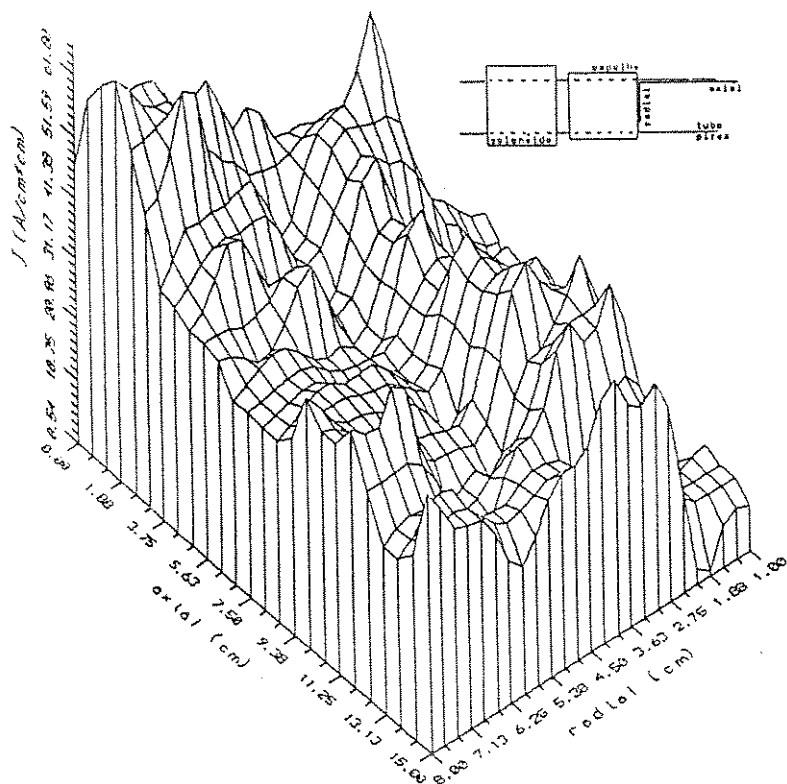


Figura V.30: Mapeamento da fuga das partículas pelas extremidades do TCI-UNICAMP à $1\mu s$ do campo magnético máximo, com o copo de Faraday multi canal

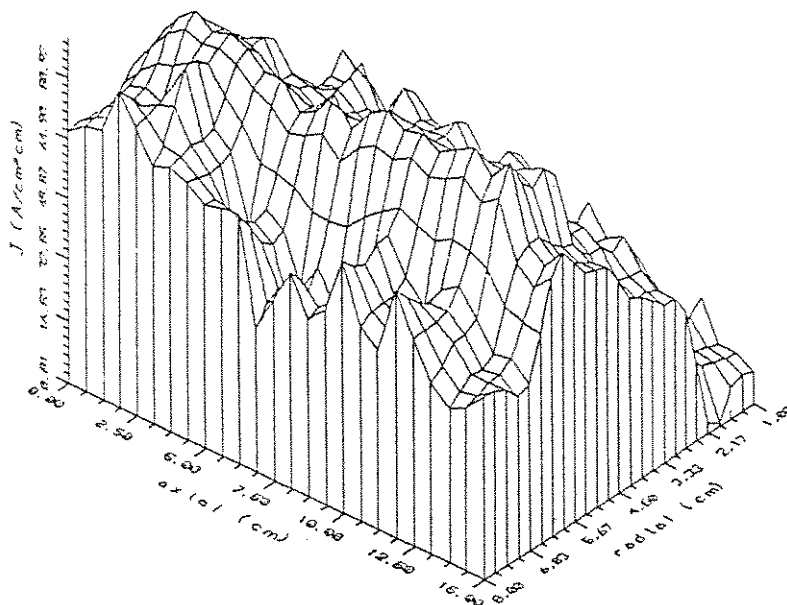


Figura V.31: Mapeamento da fuga das partículas pelas extremidades do TCI-UNICAMP no instante de campo magnético máximo, com o copo de Faraday multi canal.

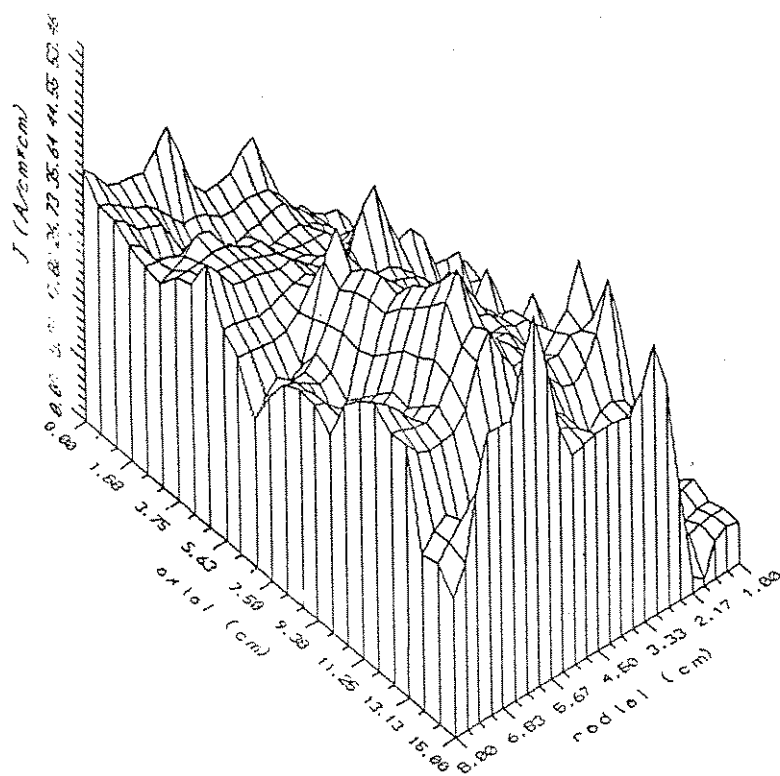


Figura V.32: Mapeamento da fuga das partículas pelas extremidades do TC1-UNICAMP à $3\mu s$ depois do máximo do campo magnético, com o copo de Faraday multicanal.

Convertendo para as coordenadas cilíndricas habituais, onde $r = 4,0cm$ (centro do tubo) passa a ser $r = 0,0cm$ o deslocamento passa a ser de $r = 1,0cm$ para um ângulo azimutal θ próximo de 180° .

Comparando com o sinal da sonda de fluxo excluído da fig.(V.9) no instante quando o campo magnético é máximo, o sinal da sonda de fluxo excluído nos mostra uma situação de “equilíbrio”, raio constante, coerente com o sinal do copo que nos mostra uma estrutura de fuga bem definida.

Lembremos que o campo magnético na região $z = 15cm$ é não uniforme (fora do solenóide). Convertamos também a coordenada cilíndrica Z para o sistema de coordenadas cilíndricas anteriormente adotada, ou seja, $Z = 0$ (origem) no centro axial do solenóide. Portanto $Z = 15cm$ corresponde na realidade à $Z = 47,5cm$

Na fig.(V.32) vemos o perfil no instante $3\mu s$ após o máximo do campo magnético, que em relação ao instante do disparo do banco principal corresponde aproximadamente à $8\mu s$. Observe-se que para $Z = 32,5cm$ (em relação ao centro do solenóide,

imediatamente após o espelho). O plasma em fuga ocupa o tubo todo, indicando uma perda maior de partículas.

A corrente média na região do espelho é de $5A/cm^2$ [41], como a área transversal do tubo é $154cm^2$, a corrente total é de $770A$ considerando íons de hidrogênio, cuja carga é de $4,8 \times 10^{-10}$ statcoulomb teremos $4,8 \times 10^{15}$ íons $/\mu s$ em fuga.

Considerando a densidade de íons de $1,06 \times 10^{15}cm^{-3}$ estimado pela espectroscopia, teremos uma estimativa do tempo necessário para a fuga de todas as partículas (íons) que é de aproximadamente $30\mu s$ que concorda aproximadamente com o resultado da análise das fases das sondas magnéticas locais $t \cong 36\mu s$.

A velocidade de fuga das partículas foi determinado através do tempo de voo das partículas entre duas posições axiais, obtido pelo uso de um copo de Faraday simples (fig.(V.33)).

A sonda foi primeiramente posicionada na extremidade do solenóide (saída do espelho) $Z = 32,5cm$ e após, em $Z = 44,8cm$, os sinais da sonda correspondentes à estas posições estão na fig.(V.33) onde observamos um atraso relativo de $1,2\mu s$, que nos dá uma velocidade de escape de $1,0 \times 10^7cm/seg$.

A sonda estava polarizada com uma tensão negativa de $60V$ e o plasma foi obtido a partir de $10,5mTorr$ de hidrogênio.

V.5 Sonda Piezoelétrica

A sonda piezoelétrica foi utilizada exclusivamente para a determinação da velocidade de escape utilizando a mesma sistemática do copo de Faraday.

O sinal obtido está na fig.(V.34) e o tempo de voo calculado foi de $2,2\mu s$ para um $\Delta Z = 20cm$ resultando numa velocidade de fuga de $9,1 \times 10^6cm/s$, confirmando o resultado obtido com o copo de Faraday.

11403 DIGITIZING OSCILLOSCOPE
date: 20-APR-92 time: 10.06.00

(exp 3.2.dig 3.0.dig 3.10)
Instrument ID# 6010678

Tek



Cursors

DefWfm

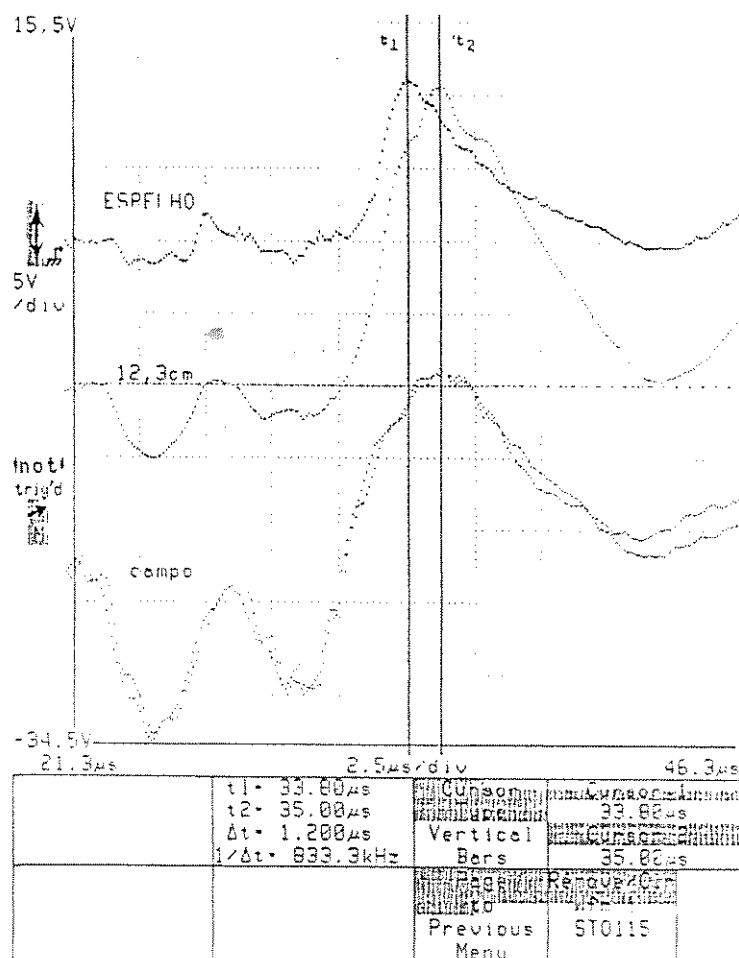


Figura V.33: Sinais de um copo de Faraday simples em duas posições axiais diferentes para a medida do tempo de vôo das partículas em fuga no TCI-UNICAMP

11403 DIGITIZING OSCILLOSCOPE
date 27-JUN-92 time 10:20 19

(exp 3 2.0 div 3 8.000 3 10)
Instrument ID# B010670

Tek



Cursors

DefWim

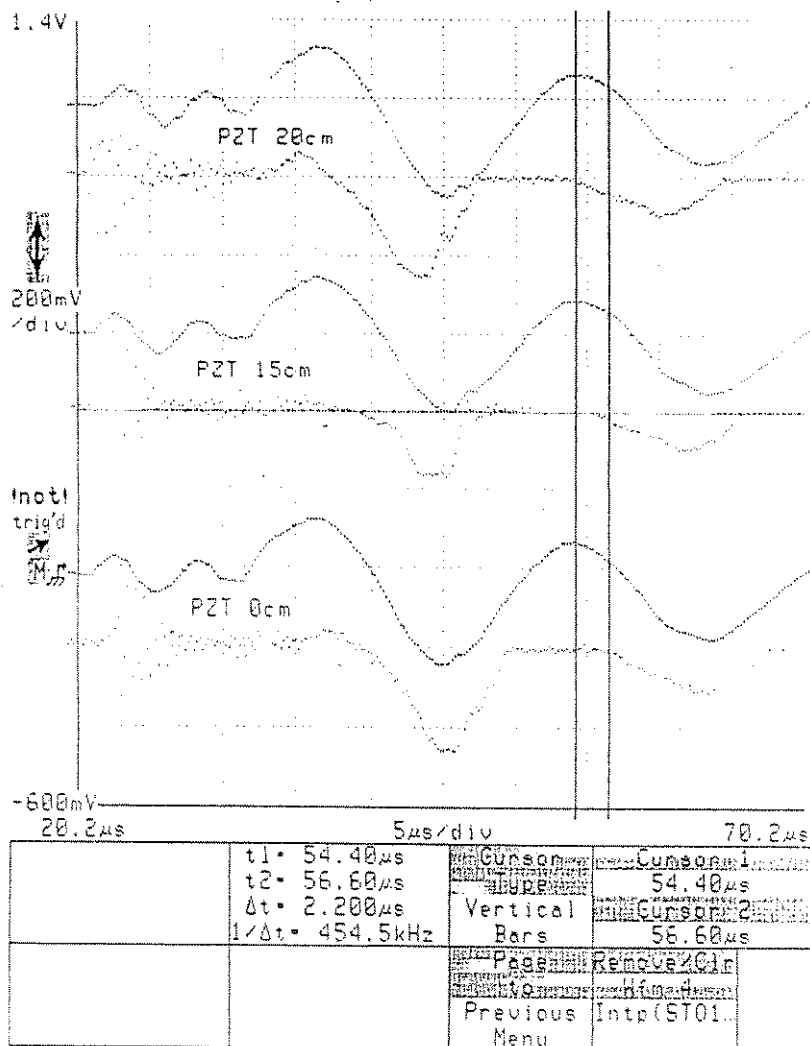


Figura V.34: Sinais da sonda piezoelétrica em posições axiais diferentes para a medida do tempo de voo das partículas em fuga no TC1-UNICAMP.

V.6 IMACON

Os dados obtidos através da câmara IMACON descrita no cap. IV nos fornecem informações sobre a dinâmica radial do plasma.

Para o caso de $10mTorr$ de hidrogênio obtivemos um raio médio no equilíbrio de aproximadamente $2,6cm$ que concorda bem com os dados da sonda de fluxo excluído, fig (V.11). Para $7,5mTorr$ de hidrogênio vimos dos dados da sonda de fluxo excluído que há uma contração axial forte até $10\mu s$, fig (V.25). Dos dados da IMACON, fig.(V.35) vemos que para a pressão de $7,5mTorr$, a partir de $3,4\mu s$ ocorre a formação da configuração quadrada e posteriormente uma forte perda radial de partículas. Este dado nos fornece um forte indício de que a configuração quadrada de plasma está intimamente associada à contração axial, principalmente, observando que as velocidades de implosão radial e compressão axial são comparáveis.

Observe-se também o mapeamento feito com o copo de Faraday, fig.(V.32), na posição axial $Z = 38,1cm$ em relação ao centro do solenóide, o perfil da coluna de fuga correspondente ao instante de $6,0\mu s$ apresentando uma coluna de plasma ocupando toda a seção transversal do tubo o que indica que já havia um processo de perda de partículas que podemos associar à perda radial com os dados da IMACON.

A perda radial fica melhor evidenciada na figura(V.36), onde vemos o plasma formado registrado pela IMACON com um "plugin" mais lento ($1,0/times 10^6$ frames /seg) para a mesma pressão do hidrogênio ($7,5 mtorr$). Vemos também o perfil quadrado bem definido.

A fig.(V.37) dado da IMACON nos dá um tempo para o *lift off* (começo da implosão radial) de $1,4\mu s$ e um tempo de implosão de $3,6\mu s$ para $7,5mTorr$ que concorda com os dados da sonda de fluxo excluído.

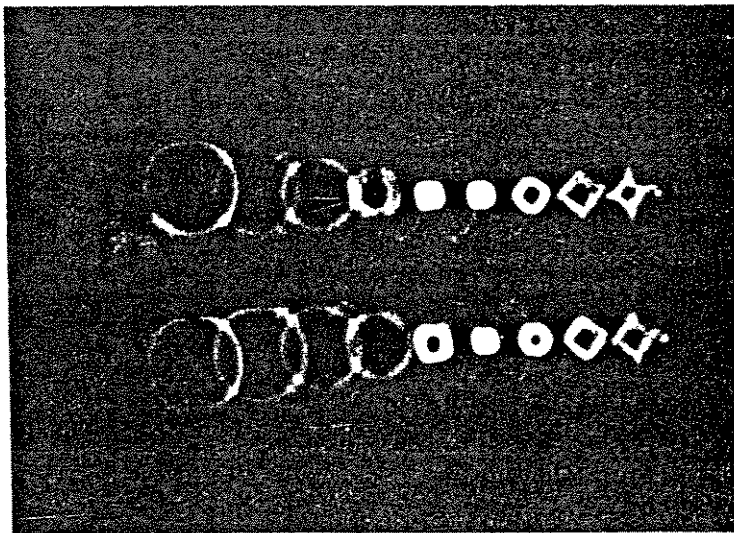


Figura V.35: Formação da configuração quadrada - 7,5 mtorr de hidrogênio. Plug-
ging 5×10^6 frames /seg (tempo inter-frames $0,2 \mu\text{s}$ e tempo de exposição de cada
frame 40 nseg). O perfil quadrado está bem definido no 15º frame ($3,4 \mu\text{s}$)

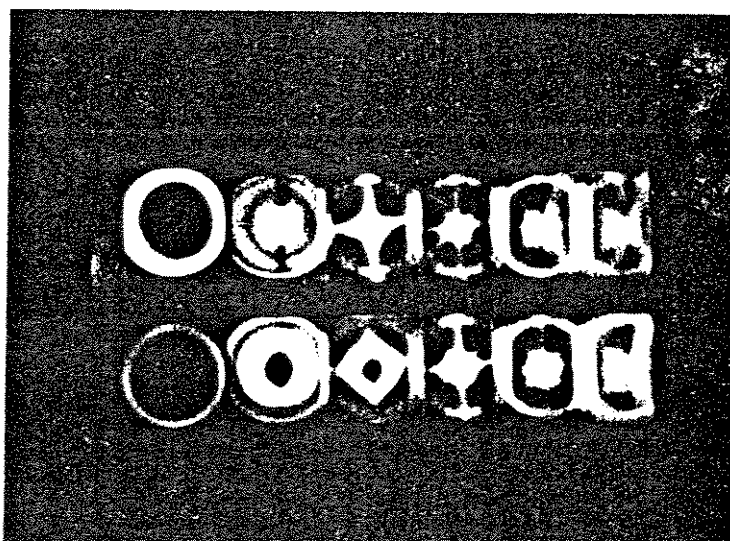


Figura V.36: Plasma de perfil quadrado registrado pela IMACON (plugging $1,0 \times 10^6$ frames /scg).

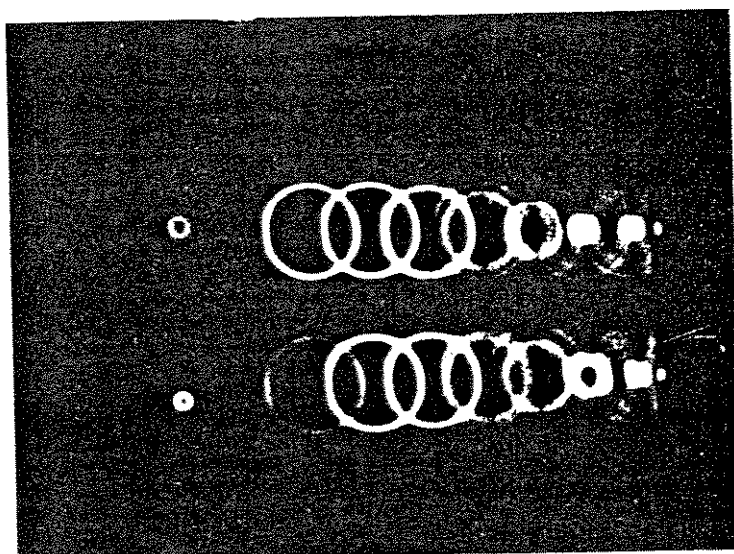


Figura V.37: Registro da IMACON (plugging $5,0 \times 10^6$ frames /seg). O tempo para o início da implosão radial ("liftoff") $1,48 \mu s$. Note o plasma da preionização no início (lado esquerdo).

Capítulo VI

CONCLUSÕES E SUGESTÕES FUTURAS

As técnicas de diagnósticos utilizadas neste trabalho, uma vez dominadas, mostraram-se eficientes na caracterização da C.C.R.. O método das “fases” desenvolvido para a análise dos dados obtidos por um arranjo de sondas magnéticas constituintes das sondas de fluxo excluído é poderoso no diagnóstico de plasma do tipo C.C.R. Podemos afirmar com certeza que com um arranjo conveniente de sondas magnéticas juntamente com um sistema de aquisição de dados compatível, o método das fases nos traz mais informações sobre o plasma que o perfil ou intensidade do campo magnético em si e podemos extrapolar o método da análise das fases para outros parâmetros do plasma como foi feito com o raio da separatriz para o estudo da dinâmica do plasma.

Podemos concluir que a temporização dos bancos de capacitores adotada favorece a formação de um plasma com perfil quadrado para a pressão de $7,5mTorr$, e que há forte indício de que a contração axial é a responsável pela predominância deste modo ($n=4$).

Fica então a sugestão para a elaboração de um modelo teórico com a inclusão da contração axial com velocidade comparável à do movimento radial de implosão no estudo da estabilidade da C.C.R. formada no TC1-UNICAMP.

A alta temperatura crescente obtida entre $t = 10,0\mu s$ e $14\mu s$ pode estar associada à termalização do processo de contração axial ou à turbulências devidas a algum processo intrínseco.

Observe-se porém a coerência no comportamento das três linhas medidas. A temperatura medida pela linha $\lambda = 4650.25\text{\AA}$ do CIII é inferior à medida pela linha $\lambda = 4647\text{\AA}$ CIII que por sua vez é inferior à temperatura medida pelo linha $\lambda = 4650.30\text{\AA}$ do CIV, num dado instante. A temperatura máxima obtida foi de 201 ev.

A partir dos parâmetros medidos e calculados da tabela (V.1) foram testadas algumas relações como a eq.(II.12) que se refere à perda de fluxo durante a formação da C.C.R. e pode ser visto no gráfico da fig.(II.11) o comportamento do TC1-UNICAMP1 concordando com o modelo teórico.

Testou-se ainda o modelo para o aquecimento do plasma. Calcularam-se as temperaturas devido ao aquecimento por choque após a implosão radial T_I e a temperatura final, incluídos os aquecimentos radial, resistivo e axial T .

Obteve-se para o TC1-UNICAMP.

Pressão <i>mTorr</i>	T_I <i>eV</i>	T <i>eV</i>	T_I/T
7,50	36,6	80,0	2,17
10,0	48,4	107,0	2,2
12,5	40,0	62,0	1,6

A razão T/T_I está plotada no gráfico da fig.(II.5) apresentando uma boa concordância com o modelo. A temperatura de equilíbrio estimada pelo modelo é menor que a medida. Porém há que se ressaltar o fato de que as temperaturas medidas através das linhas dos íons de carbono (CII e CIV) podem estar mascaradas por processos turbulentos intrínsecos.

De um modo geral, foi possível caracterizar a C.C.R. e a própria máquina TC1-UNICAMP e a partir deste trabalho podemos modificar a máquina TC1-UNICAMP

no sentido de otimizá-la.

Um diagnóstico importante que deve ser implementado é a interferometria para uma determinação precisa da densidade do plasma (laser de CO_2) e o espalhamento Thomson (laser de rubi) para a determinação da densidade eletrônica e temperatura.

Um estudo detalhado dos processos de perda de partículas deve ser realizado pois até o momento não existe um modelo que o explique satisfatoriamente. Os modelos existentes subestimam o tempo de confinamento de partículas em relação ao tempo medido experimentalmente.

Fica a sugestão para a elaboração de um modelo que inclua o gradiente axial da pressão magnética já que o movimento axial mostrou-se importante na dinâmica geral da C.C.R..

Apêndice A

Considerações sobre Equilíbrio

Definimos como estados de equilíbrio as soluções das equações MHD ideais que não dependem do tempo ($\partial/\partial t \equiv 0$) e admitem ainda $\nabla P \neq 0$ em alguma região.

Temos então dois tipos de equilíbrio: *i*) Estático quando $\partial/\partial t \equiv 0$ e $\vec{v} \equiv 0$; *ii*) Equilíbrio estacionário quando $\partial/\partial t \equiv 0$ e $\vec{v} \neq 0$.

Portanto as equações de MHD ideais ficam sendo

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla P + \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{c} \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\vec{v} \cdot \nabla (P \rho^{-5/3}) = 0 \quad (\text{A.6})$$

Usando-se a identidade vetorial $\nabla(\vec{A} \cdot \vec{C}) = \vec{A} \times \nabla \times \vec{C} + \vec{C} \times \nabla \times \vec{A} + \vec{A} \cdot \nabla \vec{C} + \vec{C} \cdot \nabla \vec{A}$ nas eq.(A.2) e (A.3) obtemos:

$$\rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{\vec{B} \cdot \nabla \vec{B}}{4\pi} \quad (\text{A.7})$$

onde $[\nabla(B^2/8\pi)]$ é o gradiente da pressão magnética e $(\vec{B} \cdot \nabla \vec{B}/4\pi)$ é uma tensão magnética devida à curvatura das linhas de $\vec{B}$.

Define-se um parâmetro bastante utilizado

$$\beta = \frac{8\pi \langle P \rangle}{\langle B^2 \rangle} \quad (\text{A.8})$$

onde a média é tomada sobre o volume todo do plasma.

É comum também definir-se β com valores locais de P e $\vec{B}$. O β dá uma medida da eficiência do confinamento do plasma pelo campo magnético. Os valores típicos de β estão no intervalo de zero a unidade.

É usual classificar-se as configurações de plasma de acordo com os valores de β . Se $\beta < 0,1$ denomina-se a configuração como de baixo β . Se $\beta \geq 0,1$ configuração de alto β .

A.1 Equilíbrio estático

Para o caso de equilíbrio estático ($\partial/\partial t = 0$ e $\vec{v} = 0$) a equação para o momento se torna:

$$\nabla P = \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{c} \quad (\text{A.9})$$

Vê-se diretamente de (A.9) que $\vec{J} \cdot \nabla P = 0$ e que $\vec{B} \cdot \nabla P = 0$. Isto quer dizer que as linhas de corrente e as linhas de $\vec{B}$ estão sobre superfícies de pressão. As superfícies de pressão constantes são denominadas superfícies magnéticas.

Suponha-se que sobre uma superfícies de $P = \text{cte}$, $\vec{B} \neq 0$ sempre, lembrando-se que as linhas de $\vec{B}$ não podem se cruzar e que $\vec{J}$ deve ser tangente à superfície eq.(A.9), conclui-se então que se a superfície é fechada (no espaço tridimensional), ela não pode ser simplesmente conexa (como uma superfície esférica), mas deve ser multiplamente conexa [1].

Do ponto de vista experimental, para melhor visualizar este fato, imagine-se o ato de se enrolar um elástico em torno de uma esfera. É impossível fazê-lo sem que se cruzem as espiras. Este ato de se enrolar um elástico sem que se cruzem as espiras é absolutamente trivial se a superfície for um “torus”.

Teoricamente a superfície toroidal é a mais simples superfície multiconexa, razão pela qual esta topologia é utilizada para confinamento magnético.

Os sistemas de confinamento magnético podem ser divididos em duas grandes classes:

a) Sistemas nos quais a geometria do campo magnético é devida essencialmente à condutores externos. São as chamadas armadilhas magnéticas e subdividem-se em duas subclasses.

a1) Sistemas abertos: as linhas de $\vec{B}$ estendem-se até o infinito e o confinamento não é tridimensional pois o plasma pode escapar ao longo de $\vec{B}$. Exemplos típicos: cúspides e espelhos magnéticos.

a2) Sistemas fechados: as linhas de $\vec{B}$ estão confinadas num volume limitado. Exemplo típico: stellarator.

Estes sistemas **(a1)** e **(a2)** são de baixo β .

b) A segunda classe de sistemas de confinamento é aquela na qual a geometria do campo magnético é devida não só aos condutores externos mas também às correntes que fluem no plasma.

Esta classe também pode ser subdividida em esquemas abertos e fechados, podem ser de baixo ou alto β . Podem ser descritos pela teoria MHD ideal. Como exemplo temos respectivamente o Tokamak e os Pinches.

A.2 Equilíbrio de Sistemas Toroidais

Estes sistemas apresentam superfícies magnéticas fechadas e portanto não têm perdas de partículas ao longo de $\vec{B}$. São os mais prováveis candidatos à reatores à fusão termonuclear controlada (magnética) e podem ter baixo β como nos tokamaks e alto β como nos pinches toroidais e Torus Compactos.

A abordagem do estudo do equilíbrio de sistemas toroidais se faz sob as seguintes hipóteses.

Considere-se um equilíbrio toroidal axissimétrico, com o eixo Z de simetria e

com uma rotação dada por $\vec{v} = \Omega(r, z)r\hat{e}_\phi = v_\phi(r, z)\hat{e}_\phi$.

Considere-se ainda que a condutividade térmica ao longo das linhas do campo magnético seja maior que na direção perpendicular e que a temperatura do plasma $T = T_e + T_i$ seja constante ao longo das linhas de $\vec{B}$, i. e., $\vec{B} \cdot \nabla T = 0$.

Estas hipóteses são justificadas pois observa-se em tokamaks e Θ -pinches de campo reverso rotações azimutais e a hipótese na temperatura é razoável pois a mobilidade das partículas ao longo de $\vec{B}$ é muito maior que na direção transversal.

Pelas hipóteses tem-se uma velocidade não nula e portanto trata-se de um equilíbrio estacionário.

Devido à simetria axial e $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ podemos expressar $\vec{B}$ como:

$$\vec{B}(r, z) = \frac{2I(r, z)}{cr} \hat{e}_\phi - \frac{\hat{e}_\phi \times \nabla \Psi(r, z)}{2\pi r} \quad (\text{A.10})$$

onde I e Ψ têm que ser determinados.

Podemos notar que a componente azimutal do potencial vetor ($\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$) está relacionada à Ψ . A menos de um “gauge” arbitrário

$$\begin{aligned} A_\phi &= \frac{\Psi}{2\pi r} \quad \text{e} \\ \Psi(r, z) &= 2\pi \int_0^r dr' r' B_z(r', z') \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

onde Ψ é interpretado como o fluxo magnético poloidal.

Analogamente I é o fluxo de corrente poloidal,

$$I(r, z) = 2\pi \int_0^r dr' r' J_z(r', z')$$

Fazendo $v_\phi(r, z) = \Omega(r, z)r$ onde Ω é a velocidade angular, a lei de Faraday fica sendo

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -\nabla \times \left(\frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) = 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= \nabla \times \left[\frac{\Omega r}{c} \hat{e}_\phi \times \left(\frac{\hat{e}_\phi \times \nabla \Psi}{2\pi r} \right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

temos então

$$\nabla\Omega \times \nabla\Psi = 0 \quad (\text{A.13})$$

que é o Jacobiano de transformação $(r, z) \Rightarrow (\Omega, \Psi)$ (lei de Isorrotação) [2].

Em geral $\Omega = \Omega(\Psi)$, portanto a superfície de Ψ constante gira rigidamente em torno de Z (pode haver rotação diferencial entre superfícies).

Da eq.(A.10) obtem-se:

$$\vec{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \left(-\frac{\hat{e}_r}{2\pi r} \frac{\partial\Psi}{\partial Z} + \hat{e}_\phi \frac{2I}{cr} + \frac{\hat{e}_Z}{2\pi r} \frac{\partial\Psi}{\partial r} \right)$$

portanto

$$\vec{J} = \frac{c}{4\pi} \left(-\frac{\hat{e}_r}{cr} \frac{\partial I}{\partial Z} - \frac{\hat{e}_\phi}{2\pi r} \nabla^* \Psi + \frac{\hat{e}_Z}{cr} \frac{\partial I}{\partial r} \right) \quad (\text{A.14})$$

onde

$$\nabla^* = r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

é o operador de Grad-Shafranov.

Usando a eq.(A.14) na equação de balanço de momento

$$\begin{aligned} \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} + \nabla P &= \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{c} \\ -\rho \Omega^2 r \hat{e}_r + \nabla P &= -\frac{1}{16\pi^3 r^2} (\nabla^* \Psi) \nabla \Psi - \frac{I}{\pi c^2 r^2} \nabla I + \frac{\nabla I \times \nabla \Psi}{4\pi r^2 c} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

mas $\nabla I \times \nabla \Psi = 0 \Rightarrow I(\Psi)$ portanto a superfície $I = cte \Rightarrow \Psi = cte$ resulta em $\nabla I = \frac{\partial I}{\partial \Psi} \nabla \Psi$. Por hipótese temos também que $\vec{B} \cdot \nabla T = 0$, $\nabla \Psi \times \nabla T = 0$, o que resulta em $T = T(\Psi)$.

Supondo ainda um gás ideal $P = nKT(\Psi)$, obtemos

$$\left(\nabla^* \Psi + \frac{8\pi^2}{c^2} \frac{dI^2}{d\Psi} \right) \nabla \Psi = -16\pi^3 r (\nabla P - \rho \Omega^2 r \nabla r) \quad (\text{A.16})$$

O termo da direita da eq.(A.16) fica:

$$16\pi^3 r(\nabla P - \rho \Omega^2 r \nabla r) = 16\pi^3 r^2 \left\{ n \nabla \left[KT \ln \frac{\rho}{\rho_0} - (m_e + m_i) \frac{\Omega^2 r^2}{2} \right] + n \left[K(1 - \ln \frac{\rho}{\rho_0}) \frac{dT}{d\Psi} + r^2 \Psi \frac{d\Omega}{d\Psi} (m_e + m_i) \right] \nabla \Psi \right\} \quad (\text{A.17})$$

onde m_e e m_i são as massas do elétron e íons, respectivamente, e ρ_0 uma constante.

As eqs.(A.16 e (A.17) multiplicadas por $\nabla \Psi$ resultam em

$$\left\{ \nabla \left[KT \ln \frac{\rho}{\rho_0} - (m_e + m_i) \frac{\Omega^2 r^2}{2} \right] \right\} \times \nabla \Psi = 0$$

Define-se

$$\Phi(\Psi) = KT \ln \frac{\rho}{\rho_0} - (m_e + m_i) \frac{\Omega^2 r^2}{2}$$

e tem-se

$$\rho = \rho_0 \exp \left[\frac{\Phi}{KT} + \frac{(m_e + m_i) \Omega^2 r^2}{2KT} \right] \quad (\text{A.18})$$

Introduzindo-se a função

$$g = \frac{\rho_0 KT}{(m_e + m_i)} \exp\left(\frac{\Phi}{KT}\right) = P \exp \left\{ -\frac{(m_e + m_i) \Omega^2 r^2}{2KT} \right\} = g(\Psi) \quad (\text{A.19})$$

Obtem-se a expressão final para o balanço de momento,

$$\begin{aligned} \nabla^* \Psi = & -16\pi^3 r^2 \exp \left\{ \frac{(m_e + m_i) \Omega^2 r^2}{2KT} \right\} \left[\frac{dg}{d\Psi} + g(m_e + m_i) r^2 \frac{d}{d\Psi} \left(\frac{\Omega^2}{KT} \right) \right. \\ & \left. - \frac{8\pi^2}{c^2} \frac{dI^2}{d\Psi} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

A solução desta equação pode descrever o equilíbrio de um plasma toroidal com rotação.

O problema inicial consistia de 8 equações não lineares acopladas para 8 incógnitas ρ , P , $\vec{v}$ e $\vec{B}$. Com as hipóteses de simetria axial e velocidade azimutal, o número de incógnitas reduz a 5 (ρ , P , Ω , Ψ , I).

Para resolver o problema, as 5 equações resultantes têm sido reduzidas à uma única equação em Ψ mais 4 hipóteses sobre as outras variáveis.

Faz-se então hipóteses sobre a dependência funcional de ρ , Ω , T , e I com Ψ , lembrando que ρ , e P estão relacionados à g e T .

Já que o número de hipóteses possíveis é indeterminado, o número de possíveis estados de equilíbrio é infinito.

A equação (A.20) vale para regiões dentro do plasma. O contorno do plasma pode ser uma região de vácuo e não uma parede perfeitamente condutora. Neste caso, na região de vácuo vale a relação $\nabla^*\Psi = 0$, e as soluções devem ser contínuas na interface plasma-vácuo.

Considere-se agora um caso mais simples de um equilíbrio estático. Neste caso consideramos o limite $\Omega \rightarrow 0$ na eq.(A.20)

$$\nabla^*\Psi = -16\pi^3 r^2 \frac{dP}{d\Psi} - \frac{8\pi^2}{c^2} \frac{dI^2}{d\Psi} \quad (\text{A.21})$$

$$\lim_{\Omega \rightarrow 0} g = \lim_{\Omega \rightarrow 0} P \exp \left\{ -\frac{(m_e + m_i)\Omega^2 r^2}{2KT} \right\} = P(\Psi) \quad (\text{A.22})$$

A eq.(A.21) é a equação de Grad-Safranov que descreve três situações:

1.) $dI^2/d\Psi = 0$. Não há corrente poloidal no plasma e B_ϕ pode ser zero ou um campo de vácuo devido por exemplo a um fio no centro do sistema ($B_\phi \propto 1/r$).

2.) $dP/d\Psi = 0$ e $dI^2/d\Psi \neq 0$. Este tipo de campo é chamado *force-free*, $\vec{J} \parallel \vec{B}$ é uma boa aproximação para plasmas de baixo β como nos RFP e em algumas situações astrofísicas.

3.) $|16\pi^3 r^2 dP/d\Psi| \cong |\frac{8\pi^2}{c^2} dI^2/d\Psi| \gg |\nabla^*\Psi|$. A corrente é essencialmente poloidal e experimentalmente a situação ocorre nos tokamaks de alto β onde o plasma é diamagnético em relação ao campo magnético toroidal.

Finalmente uma classe de configuração denominada "Torus Compacto" pode ser estudado pela equação de Grad-Shafranov.

Nesta configuração B_ϕ se anula no contorno do plasma. Isto quer dizer que não há condutores externos ligados ao toróide.

Em geral, o plasma estende-se até o eixo de simetria e o contorno é uma superfície simplesmente conexa sobre a qual $\vec{B}$ se anula em algum lugar, como na figura (A.1).

A separatriz ou superfície $\Psi = 0$ separa as regiões de Ψ fechadas das abertas. Em geral supomos que a separatriz separa a região de vácuo e o contorno do plasma.

Os “torus” compactos podem ser divididos em duas classes:

1.) $I^2 \neq 0$. $\vec{B}$ tem componentes toroidal e poloidal e a configuração é chamada Spheromak e tem $\beta \approx 0, 1$.

2.) $I^2 = 0$. $\vec{B}$ é puramente poloidal. A configuração é denominada Configuração de Campo Reverso (C.C.R.) ou (FRC) do inglês.

O estudo experimental desta configuração é o objeto central desta tese.

A.3 Configuração de Campo Reverso

Um modelo simples de CCR é obtido quando P é linear com Ψ e a separatriz é um elipsóide de revolução de semi-eixos a paralelo a r e b paralelo ao eixo Z . Neste caso, $I^2 = 0$ e $P = 3B_0/16\pi^2(1/b^2 + 4/a^2)\Psi$, com B_0 sendo uma constante. A solução para Ψ é dada por

$$\Psi = \frac{3\pi B_0}{2} r^2 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} - \frac{z^2}{b^2}\right) \quad (\text{A.23})$$

Esta solução mostrada na fig.(A.2) é conhecida na literatura como o modelo de vortex de Hill. Corresponde à situação onde $J_\phi \propto r$ e portanto a corrente não se anula na separatriz. Esta solução tem a vantagem de ser usada no cálculo da estabilidade e transporte.

Usando as coordenadas esféricas é possível encontrar-se solução analítica para o problema exterior à separatriz que se ajusta no modelo do vortex de Hill na separatriz.

Para o caso onde a separatriz é uma esfera de raio a a solução externa de $\nabla^* \Psi = 0$

que se ajusta à eq.(A.23) na separatriz é

$$\Psi_{ext} = -\pi B_0 r^2 \left(1 - \frac{a^3}{(r^2 + z^2)^{3/2}} \right) \quad (\text{A.24})$$

Para $r^2 + z^2 \gg a^2$ vê-se que $\Psi_{ext} \rightarrow -\pi B_0 r^2$ que é o fluxo devido à um campo magnético longitudinal $\vec{B} = -B_0 \hat{e}_z$.

O primeiro termo da eq.(A.24) é a contribuição de condutores externos e o segundo é a contribuição do plasma. Nota-se que a contribuição do plasma ao campo total é equivalente ao campo de um dipolo magnético $\pi B_0 r^2 a^3 / (r^2 + z^2)^{3/2}$.

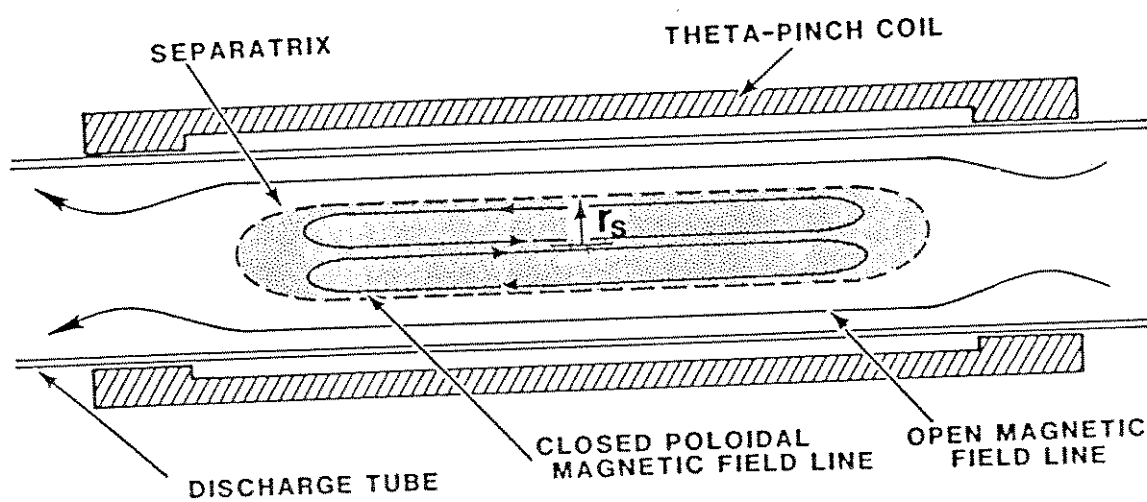


Figura A.1: Configuração da superfície magnética da C.C.R..

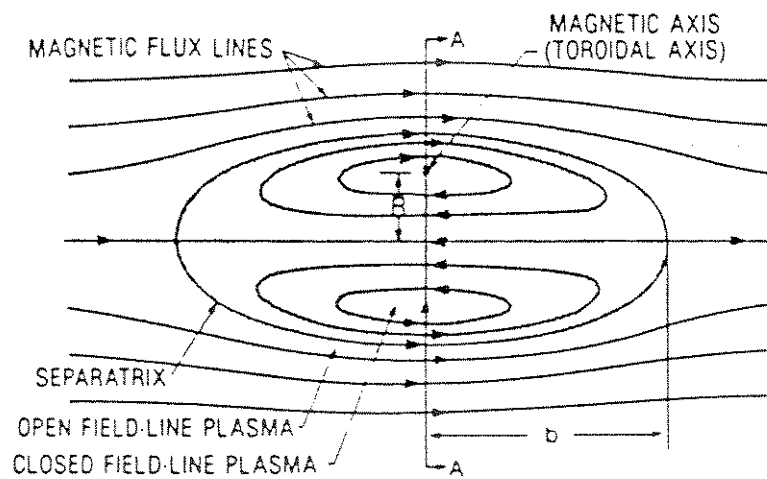


Figura A.2: Configuração de superfície magnética da C.C.R.(vortex de Hill).

Apêndice B

OMA-Optical Multichannel Analyzer

Este aparelho é capaz de realizar medidas simultâneas de luz num arranjo linear de 500 canais. Na figura (B.1) um espectro é mostrado disperso sobre os 500 canais de um detetor padrão. O sinal proveniente do detetor é digitalizado pelo console e armazenado numa memória (*solid state memory*) e é usado para restaurar o sinal num osciloscópio X-Y ou plotter X-t.

Os detetores usados no OMA têm três características em comum:

- 1) Eles são todos *storage devices*, isto é, todos os 500 canais são ativados simultaneamente e o sinal fica registrado na memória.
- 2) Eles são lineares com relação à intensidade de luz, isto é, se a intensidade da luz dobrar, o sinal proveniente do detetor também dobrará.
- 3) Os detetores são lidos canal por canal, um canal de cada vez por um feixe de elétrons (*scanning electron beam*).

O *housing* do detetor também contém um pré-amplificador de baixo ruído com um *band width* controlado. O sinal de alto nível deste pré-amplificador é enviado para o console para processamento posterior. O console tem várias funções: a primeira destas é digitalizar o sinal proveniente do detetor. Uma vez na forma digital, o dado pode ser dirigido diretamente para uma das duas memórias de 500 words e 21 *bits*,

memória A ou memória B.

Estas memórias podem ser usadas para armazenamento do resultado de uma exposição simples de $32,8\text{ms}$ ou para uma média no sinal, de várias exposições, melhorando assim tanto a razão sinal-ruído quanto o range dinâmico. A melhoria na razão sinal-ruído superior à 100 vezes em relação à única varredura é facilmente conseguida.

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

Na memória B costuma-se armazenar somente estes últimos ou seja os sinais não desejáveis. As duas memórias podem ser subtraídas eletronicamente canal por canal para se obter apenas o sinal de interesse.

Uma vez obtido o dado “limpo”, A menos B, cada canal pode ser lido no painel do console, digitalmente, ou o seu conteúdo pode ser enviado para uma impressora ou computador através de saídas próprias.

a) Modos de operação

Em todos os modos de operação, o dado proveniente de todos os canais (500) detetores são enviados para uma memória. O dado pode ser somado(acumulado) na memória A, na memória B, ou nas duas por um número qualquer de varreduras.

É possível também selecionar se um *delay* de zero à onze vezes $32,8\text{ms}$ ($0 \cdots 11 \times 32,8\text{ ms} = 360,8\text{ ms}$) entre dois ciclos de acumulação. Isto permite que o sinal se acumule no detetor antes do mesmo ser aplicado no pré amplificador, melhorando assim a razão sinal-ruído para sinais fracos. As acumulações podem ser automaticamente paradas de duas maneiras:

1) Seleciona-se o modo *full scale hold* acionando a tecla FULL SC HOLD no painel do console do OMA. A acumulação cessará quando qualquer um dos canais atingir ou exceder a contagem 98000.

2) Seleciona-se o modo *preset hold* acionando a tecla PRESET HOLD no painel do console. A acumulação cessará após um número pré escolhido de ciclos de

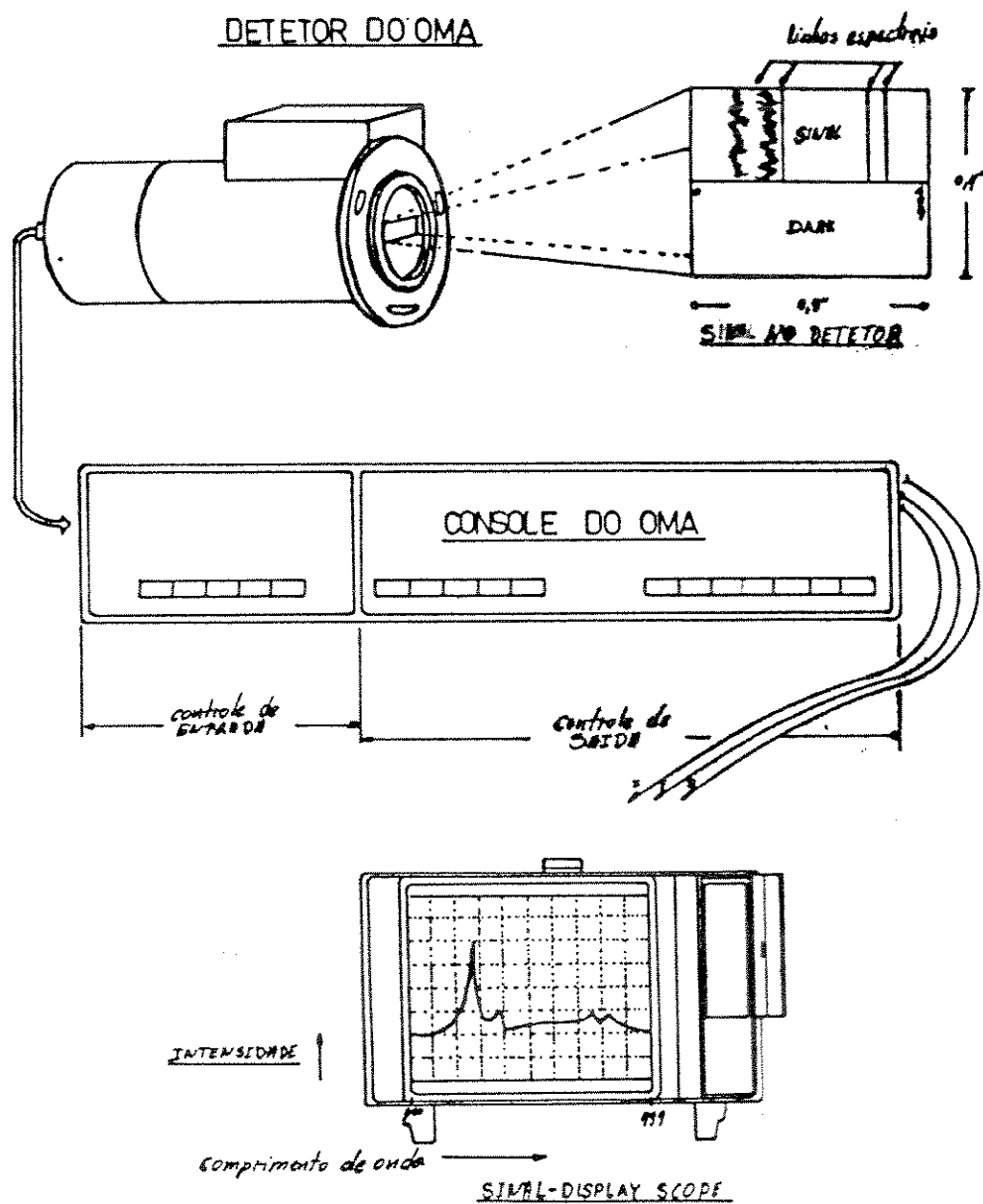


Figura B.1: Desenho esquemático mostrando um espectro distribuído sobre os 500 canais detetores do OMA

acumulação.

O tempo (t) de acumulação será o número (p) escolhido no PRESET vezes o delay (d) mais um, vezes 32,8 ms ou seja, $t = 32,8 \times p \times (d + 1)$ ms. A medida pode ser parada normalmente em qualquer tempo soltando se os botões de acumulação.

b) Modos de saída

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

c) Detetor

Na experiência em questão foi usado o detetor 1205D SIT. Este modelo é constituído de um *Silicon Intensified Target camera tube* (SIT), componentes de deflexão, fontes de alta tensão e um pré amplificador. O *intensifier* do detetor 1205D SIT dá acesso à um controle de ganho, através da mudança da voltagem aceleradora do fotocátodo. Um intervalo de 2kV a 9kV da voltagem do fotocátodo dá um ganho entre 1 a 1500. Para o foco ótimo a diferentes ganhos, o detetor 1205D requererá reajustes rotacionais em torno de eixo.

d) O modo *Gate*

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

Ao se comutar uma chave no detetor, o SIT fica normalmente *off* (desligado) e pode ser *gated on* com um pulso quadrado negativo através de uma entrada adequada existente no detetor. Para preservar o foco do *intensifier* no modo *gated*, o pulso para o gate deve ser plano com uma rápida subida e descida. A duração do pulso para o gate pode ser de 10ns a 2ms..

Na experiência foi usado um pulso quadrado de 1450 volts negativos, sendo que este valor é o que apresentou a melhor condição de focalização. Para evitar que o pulso de alta voltagem do gate interfira no pré-amplificador e no vídeo processador do console, é desejável que o gate seja acionado enquanto o vidicon não esteja executando a varredura do feixe eletrônico (*read beam blanked*).

Para duração de pulsos acima de $800\mu s$ e frequência de 30 Hz ou menor, o gating deve ser efetuado dentro do tempo de retraço do feixe eletrônico, sendo isto possível se efetuarmos um sincronismo entre o console do OMA e o disparo do sistema θ -pinch. Usando o modo *delayed*, já descrito anteriormente, para acumulação de sinal, o pulso do gate seguramente não causará interferências.

e) O TARGET do Detetor

O *target* do detetor é um arranjo bidimensional de microfotodiodos (junções PN), dispostos como na figura (B.2).

Para entendermos o princípio de funcionamento podemos utilizar o esquema da figura (B.3). A junção funciona como uma chave acionada pela luz incidente e pelo feixe de elétrons.

B.1 Observações importantes

1) A capacidade do vidicon ler o sinal de luz acumulado no *target* numa única varredura está relacionada com os níveis do sinal e do *dark current* do detetor. Embora o OMA possa detetar pulsos de luz de picosegundos, várias varreduras de $32,8ms$ podem ser necessárias para que o sinal seja completamente lido, quando este é proveniente de flashes de luz de baixa intensidade. Este efeito aparece como um aumento no tempo de resposta às mudanças dos níveis dos sinais, quando estes são muito baixos, ou quando o vidicon é refrigerado para reduzir o *dark current*. O efeito é chamado *target lag*.

Devido ao *target lag*, é difícil eliminar se o efeito de sinais que entraram no detetor instantes antes de se começar a acumulação na memória. O efeito de *target lag* pode ser eliminado por um sincronismo adequado entre as diversas operações durante a experiência, ou também usando se o modo gate do intensifier do detetor 1205D.

2) Um outro problema que surge na utilização do OMA é o denominado *channel skew*.

499

nº dos canais

0

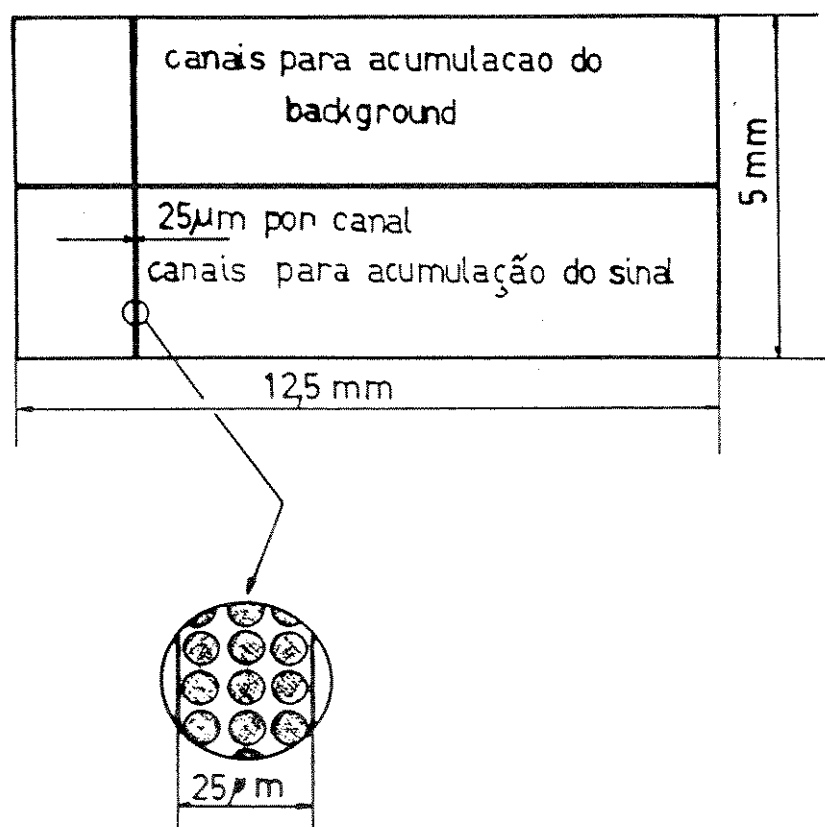


Figura B.2: Desenho esquemático do "target" do detetor do OMA com as dimensões físicas

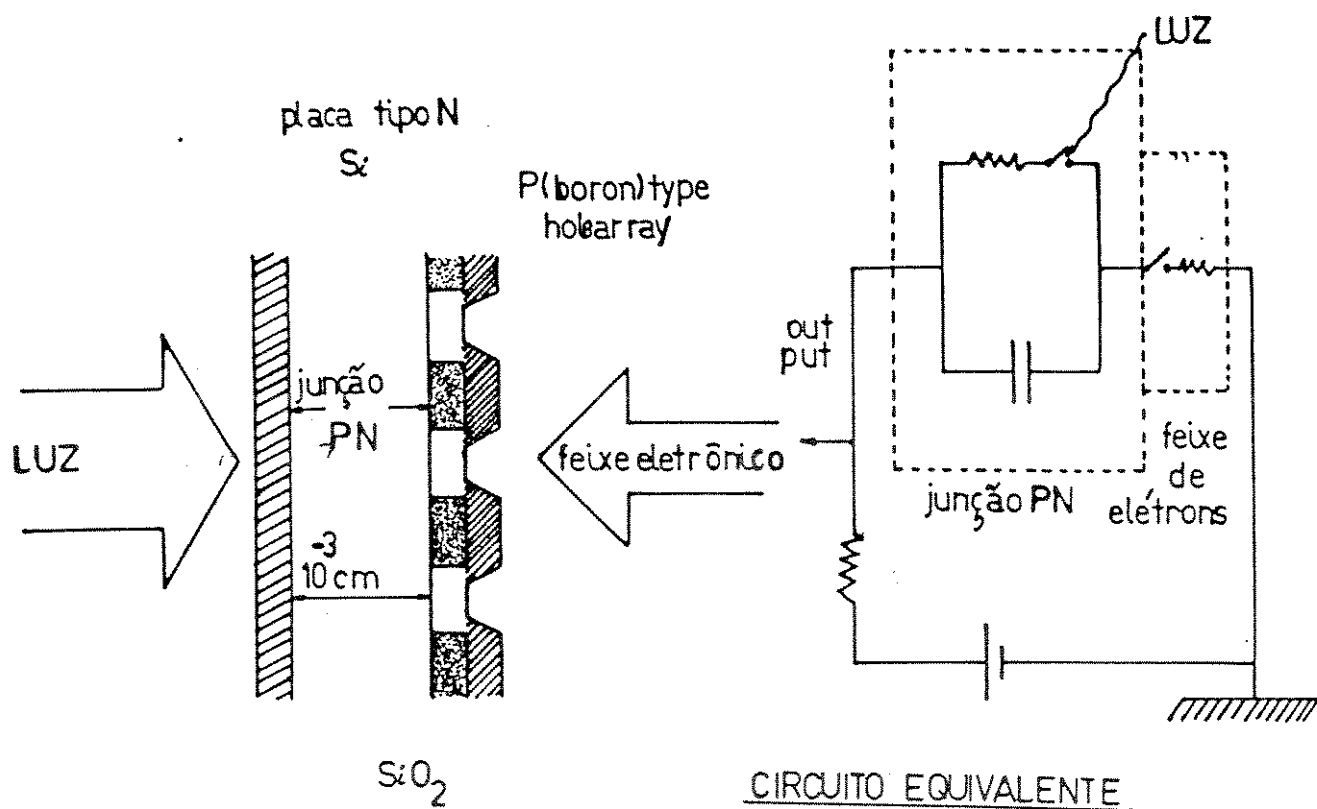


Figura B.3: Desenho esquemático ilustrando o detalhe do "target" do detector e o circuito equivalente do detector em funcionamento

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

Então o intervalo de tempo visto pelo canal $\odot\odot\odot$ - começa e termina exatamente $32ms$ antes do canal 499. O efeito *channel skew* está associado com o início e o fim do processo de varredura. Ele é constante para qualquer acumulação simples na memória, mesmo que o sinal tenha sido integrado no detetor.

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

Dentro de um ciclo simples de *input* (ou no modo REAL TIME), o intervalo de 12 canais ($768\mu s$) de retraço do vidicon ao começo do novo ciclo de varredura (no canal $\odot\odot\odot$) e um delay de integração qualquer são comuns à todos os canais (500), deste ciclo de input.

O efeito *channel skew* é mais aparente se o sinal de luz tem seu início e fim num tempo aleatório durante o ciclo de input. Se o sinal de luz é produzido e se mantém por um tempo maior que o período do ciclo de input, todos 500 canais “verão” a luz iniciar-se ao mesmo tempo, mas no fim da medida o canal $\odot\odot\odot$ pára de “enxengar” $32ms$ antes do canal 499. Se a luz estava uniformemente distribuida sobre os 500 canais, o *channel skew* aparecerá como uma rampa sobre o pico do sinal acumulado, com o canal 499 indicando $32ms$ mais „sinais” do que o canal $\odot\odot\odot$. A inclinação desta rampa é inteiramente determinada pela magnitude da intensidade do sinal e não é afetado pelo modo *delay*, pelo sinal total acumulado ou pela relação de fase entre a transição do sinal e o ciclo de acumulação.

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

quando a luz é cessada. Isto produz um efeito de rampa exatamente ao contrário, oposto ao efeito que ocorre quando ligamos a luz, então, estes dois efeitos se cancelam se o sinal de luz é produzido e cessado durante o mesmo ciclo de acumulação. De fato o erro causado por este efeito é determinado pela diferença entre os níveis dos sinais no começo e no fim da medida. Qualquer número de mudanças no nível de sinal pode ocorrer durante a medida sem introduzir qualquer erro adicional.

3) O efeito *SKEW-LAG*

Um efeito de segunda ordem é causada pela combinação do channel skew e target lag. Se o sinal luminoso é produzido e cessado, ambos durante a medida (como no caso de um flash), todos os canais verão a mesma quantidade de luz. Entretanto, após cessado o sinal luminoso, alguns canais receberão uma varredura à mais do que outros, devido ao channel skew.

Devido ao *target lag*, o sinal luminoso sobre estes canais serão mais completamente lidos. Desde que o erro é causado pelo incremento na completeza da leitura associada à varredura extra dos últimos canais, ele será minimizado permitindo se ao OMA continuar varrendo por um pequeno intervalo de tempo após o fim do flash.

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

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

Bibliografia

- [1] Alexandroft, P., Hopt, H., Topologie (Springer, Berlin) (1935)552.
- [2] Ferraro, Montly Notices of the Roy. Astr. Soc. **97** (1937)458.
- [3] Honda, R. Y. , Tese de Mestrado, IGQW UNICAMP - 1980.
- [4] Milroy, R. D., Brackbill, J. U., *Phys. Fluids*, **25** (1982)775.
- [5] Grev, P., Haumann, J., Kunze, H. J. Ullrich, L. K., *Phys. Fluids*, **25** (1982)452.
- [6] Ogi, S., Shiratani, M., Takamatsu, M., Watanabe, Y., Akazaki, M., *Jap. J. Appl. Phys.*, **25**(1986)762.
- [7] Sato, T., Hayashi, T., *Phys. Fluids*, **22** (1979)1189.
- [8] Brunel, F., Tajima, T., Dawson, J. M., *Phys. Rev. Letters*, **49** (1982)323.
- [9] Freidberg, J. P., Morse, R. L., Ribe, F. L., in Techonology of Controlled Thermo-nuclear Fusion Experiments and the Engineering Aspect of Fusion Reactors, United States Atomic Energy Commission Report N0 Conf.-721111 (1972)812.
- [10] Green, T. S., Newton, A. A., *Phys. Fluids*, **9** (1966)1386.
- [11] Tuszewski, M., *Nucl. Fusion*, **28** (1988)2033.
- [12] Bodin, H. A. B., Green, T. S., Niblett, G. B. F., Peacock, N. J., Quinn, J. M., Reynolds, J. A., Taylor, J. B., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. Conf. Salzburg, 1961), Nucl. Fusion Suppl. part 2 (1962)511.
- [13] Steinhauer, L. C., *Phys. Fluids*, **26** (1983)254.

- [14] Hoffman, A. L., Milroy, R. D., Slough, J. T., Steinhauer, L. C., *Fusion Technology* **9**(1986)48.
- [15] Steinhauer, L. C., *Phys. Fluids*, **28** (1985)3333.
- [16] Bodin, H. A. B., Green, T. S., Newton, A. A., Niblett, G.B. F., Reynolds, J. A., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (I.A.E.A, Vienna)(1966).
- [17] Hain, K., Hain, G., Roberts, K. V., Roberts, S. J., Koppendorfer, W., *Z. Naturforsch.*, **15A** (1960)1039.
- [18] Milroy, R. D., Slough, J. T., Hoffman, A. L., *Phys. Fluids*, **27** (1984)1545.
- [19] Sgro, A.G., Nielson, C.W., *Phys. Fluids*, **19** (1976)126.
- [20] Milroy, R. D., Slough, J. T., *Phys. Fluids*, **30** (1987)3566.
- [21] Wright, J. K., Medford, R. D., Chamber, B., *J. Nucl. Energy C*, **3** (1961)242.
- [22] Kadish, A., *Phys. Fluids*, **22** (1979)2248.
- [23] Barnes, D. C., Seyler, C. E., Anderson, D. V., *Proc. of the US-Japan Joint Symp.*, Princeton, NJ, (1979) 110.
- [24] Armstrong, W. T., Linford, R. K., Lipson, J., Platts, D. A., Sherwood, E. G., *Phys. Fluids*, **24** (1981)2068.
- [25] Semenov, V. N., Sosmin, N. V., *Sov. J. Plasma Phys.*, **7** (1981)180.
- [26] Grossmann, W., Hameiri, *Proc. Sherwood Meeting on Theoretical Aspects of Controlled Thermonuclear Research*, Mt. Pocono, Pennsylvania (1979) paper 2B9.
- [27] Steinhauer, L. C., *Phys. Fluids*, **24** (1981) .
- [28] Shwartz, et al. *Phys. Rev. Letters*, **49** (1981)249.
- [29] Ishimura, T. *Phys. Fluids*, **27** (1984)2139.
- [30] Sakanaka, P. H., Machida, M., Honda, R. Y., Aramaki, E. A., Berni, L. A., Santiago, M. A. M., Tsui, K. H., Azevedo, M. T., *Proc. of the ICPP. Innsbruck, Austria*, **1**(1992)675.
- [31] Machida, M., Honda, R. Y., *Rev. Bras. Apl. Instr.*, **5** (1990)477.
- [32] Honda, R. Y., Berni, L. A., Machida, M., Doi, I., Kayama, M. E., *Proc. Primeiro Congresso Brasileiro de Física de Plasmas*, Santos, S.P., **3**(1991) 231.

- [33] Chian, A. C.-L., Reuch, M. F., *Física de Plasma*, **III**, UFFF (1978).
- [34] Armstrong, W. T., Cochrane, J. C., Comisso, R. J., Lipson, J., Tuszewski, M., *Appl. Phys. Lett.*, **38**(1981)681.
- [35] Tuszewski, M., Armstrong, W. T., *Rev. Sci. Instrum.*, **54** (1983)1611.
- [36] Tuszewski, M., *Phys. Fluids*, **24** (1981)2126.
- [37] Berni, L. A., Tese de Mestrado-IFGW-Unicamp (1992).
- [38] Humphries, S. *Nucl. Fusion*, **20** (1980) .
- [39] Eichenberger, C., Humphries, S., Maenchen, J., Sudan, R. N., *J. Appl. Phys.* **48** (1977)4
- [40] W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics*, North-Holland Publishing Company.
- [41] Collares, M. P., Tese de Mestrado-IFGW-UNICAMP (1986).
- [42] Jones, I. R., *Rev. Sci. Instrum.* **37**(1966)
- [43] York, T. M., *Rev. Sci. Instrum.* **41** (1970)
- [44] McKenna, K. F., York, T. M., *Phys. Fluids*, **20** (1977) .
- [45] Hudlestone, R. H., Leonard, S., *Plasma Diagnostics Techniques*, Academic Press-N. York (1966).
- [46] Griem, H. R. , *Plasma Spectroscopy*, McGraw Hill-N.Y. (1964).

TRABALHOS PUBLICADOS

[1]"Lower Hybrid Geometrical Ressonance in Linear LISA Machine"

C.C. Raposo, J.C.X. da Silva, A.S. de Assis, R.Y. Honda, H.T. Silva e P.H. Sakanaka

Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 30 , n 9, pp 1187-1193 (1988)

[2]"Lower Hybrid Current Drive Experiment in Linear LISA Machine"

R.Y. Honda, C.C. Raposo, N.L.P. Mansur, A.S. Assis e P.H. Sakanaka

Proceedings of Symposium on Small Scale Laboratory Plasma Experiments, Spring College on Plasma Physics, 25 may-19 june 1987 - Trieste
- pp 300-307

[3]"Lower Hybrid Geometrical Ressonance Heating in the Linear Machine-LISA"

C.C. Raposo, J.C.X. da Silva e R.Y. Honda

Proceedings of Symposium on Small Scale Laboratory Plasma Experiments, Spring College on Plasma Physics, 25 may-19 june 1987 - Trieste
- pp 308-321

[4]"Optimization of the Implosion Phase on TC1-UNICAMP by Light Emission Analysis"

E.A. Aramaki, P. Porto, L.A. Berni, R.Y. Honda, M. Ueda, I. Doi e M. Machida

Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research, North Holland, A280, p.597 (1989)

[5]"Efeito da Pressão na Formação da C.C.R. no TC1-UNICAMP."

R.Y. Honda, E.A. Aramaki, P. Porto, M. Machida, L.A. Berni, I. Doi e M. Ueda

Revista Brasileira de Aplicações de Vácuo, vol 9, n 2, pp 76-79 (1990)

[6]"Externally Adjustable Field Distorsion Switch"

M. Machida e R.Y. Honda

Revista de Física Aplicada, vol. 5 n-4 (1990)

[7]"Diagnostic of Plasma from TC1-UNICAMP"

M. Machida e R.Y. Honda at all

Proceedings of 17th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating , Amsterdam, The Netherlands, vol.14 (1990)

[8]"Optical Diagnostics from Plasmas Produced in the Compact Toroid TC1-UNICAMP"

M. Machida e R.Y. Honda at all

Proceedings of IV Latin American Woorkshop on Plasma Physics, Buenos Aires, Argentina, 16-17 july, pp 359-362 (1990)

[9]"Field Reversed Theta-Pinch TC1-UNICAMP."

M. Machida e R.Y. Honda et al

Proceedings of IV Latin American Workshop on Plasma Physics, Buenos Aires, Argentina, 16-17 July, pp 355-358 (1990)

[10]"Influência de Sondas Internas na Configuração de Campo Reverso"

E.A. Aramaki, L.A. Berni, R.Y. Honda, M. Machida, e I. Doi

Proc. Primeiro Congresso Brasileiro de Física de Plasmas, Santos, SP., dezembro de 1991, vol. 3, pp 145-179

[11]"Diagnóstico de Fuga de Partículas em C.C.R. com Copo de Faraday Multicanal."

L.A. Berni, M. Machida e R.Y. Honda

Proc. Primeiro Congresso Brasileiro de Física de Plasmas, Santos, SP., dezembro de 1991, vol. 3, pp 178-182

[12]"Otimização do Sistema Crowbar do TC1-UNICAMP."

R.Y. Honda, L.A. Berni, M. Machida, I. Doi e M.E. Kayama

Proc. Primeiro Congresso Brasileiro de Física de Plasmas, Santos, SP., dezembro de 1991, vol. 3, pp 231-235

[13]"Ideal and Resistive MHD Analysis of Rotational Instabilities in FRC"

P.H. Sakanaka, M. Machida, R.Y. Honda, E.A. Aramaki, L.A. Berni, M.A.M. Santiago, K.H. Tsui e M. T. Azevedo

1992-ICPP, 29 June-3 July, Innsbruck, Austria, vol. 1, pp 675

[14]"Ideal MHD Analysis of Rotacional Instabilities in FRC"

**M.A.M. Santiago, K.H. Tsui, M.T. Azevedo, P.H. Sakanaka, M. Machida,
R.Y. Honda, E.A. Aramaki e L.A. Berni**

**Proc. IV Latin American Workshop on Plasma Physics, 20-30 july, Mexico
City, Mexico, pp 88-91 (1992)**

**[15]"Analise de Fuga de Partículas em C.C.R. com Copo de Faraday Mul-
ticanal."**

L.A. Berni, R.Y. Honda, M. Machida

Revista Brasileira de Vácuo, a ser publicado (XIII CBRAVIC)