

RECONEXÃO DE LINHAS MAGNÉTICAS E FORMAÇÃO DA
CONFIGURAÇÃO REVERSA DE CAMPO

Autor: Milton Elji Kayama

Dissertação submetida à Faculdade de Engenharia Elétrica
da Universidade Estadual de Campinas como parte dos
requisitos para a obtenção do grau de
Doutor em Engenharia Elétrica

- 1987 -

RESUMO

Título da Tese: Reconexão de Linhas Magnéticas e Formação da Configuração Reversa.

Milton Eiji Kayama, Doutor em Engenharia Elétrica, 1987.

Tese orientada por: Helmut K. Bockelmann, Professor Adjunto do Instituto de Física da Universidade Estadual de Campinas.

A reconexão de linhas magnéticas e a formação da configuração reversa de campo (FRC) foi estudada num theta-pinch sem espelhos magnéticos. O plasma foi diagnosticado por sondas magnética múltiplas, sonda diamagnética compensada (sonda de fluxo excluído), espectroscopia na região do visível e fotografia ultra-rápida. Foi observado um valor da resistividade efetiva no plasma maior que o predito classicamente. O tempo de reconexão das linhas magnéticas foi menor que 0,2 microseg; esta reconexão rápida mostrou boa concordância com modelos teóricos que associam este fenômeno às instabilidades de ruptura (tearing") e de Kruskal-Schwartzschild.

ABSTRACT

Title of Thesis: Magnetic field line reconnection and formation of Field Reversed Configuration.

Milton Eiji Kayama, Doctor of Electrical Engineering, 1987.

Thesis directed by: Helmut K. Bockelmann, Professor of Physics of Physics Institute of Campinas States University.

The reconnection of magnetic field lines and the formation of field reversed configuration (FRC) were studied on a mirrorless theta-pinch. The applied diagnostics were multiple magnetic probe, compensated diamagnetic probe (excluded flux probe), visible spectroscopy and fast photograph. We observed an high value on the effective plasma resistivity, greater than the classic Spitzer resistivity value. A fast reconnection was also observed, in a time less than 0.2 microsec; this phenomena is in good agreement with theoretical models which associate it to the resistive tearing mode instability and the Kruskal-Schwartzschild instability.

Aos meus Pais
e à Denise.....

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Helmut K. Bockelmann pela orientação e apoio dedicado ao trabalho; ao Dr. P.H. Sakanaka pelo auxílio na parte computacional e apoio no decorrer do trabalho; ao Dr. M. Machida pelo inestimável auxílio e sugestões; ao Dr. Y. Aso pelas valiosas discussões e sugestões; ao Dr. J. Busnardo Neto pelos importantes comentários ao longo do trabalho; à Dra. A.P. Mammana pela orientação em cursos, comentários e empréstimo de equipamentos; ao Dr. S. Aihara e ao Mestre R.Y. Honda pelo auxílio nas etapas iniciais da montagem do laboratório e do theta-pinch; ao Dr. F. Gandra pelas discussões e empréstimo de equipamentos e programas; e ao Mestre C. Azevedo pelo apoio e empréstimo de programas.

Ao pessoal técnico e administrativo do Grupo de Plasma: D. Cioban e S.A. Dini pelo apoio técnico na instalação do laboratório, do theta-pinch e do trabalho de tese; a P.S.B. Carreteiro pelo auxílio na operação do sistema e digitalização cuidadosa dos dados; a A.F. Iha pelo suporte administrativo nas compras e nas verbas; à C.A.V. Haszler pelos diversos auxílios nas compras; e às irmãs A.V. Breda e C.L. Breda da Silva pelos diversos encaminhamentos burocráticos.

Aos colegas de pós graduação: ao time feminino, M.T. Machida, V.A.Rodrigues e E.A.Aramaki e ao time masculino, M.P.Collares, C.Zenun, H.Shigueoka, Y.Shigueoka, L.C.Braga, H.R.T.Silva, A.K.T.Assis, A.G.Cunha, A.S.Assis pelas variadas discussões.

Ao pessoal técnico do Instituto de Física: à A.A.B. do Prado e W.N. Martinez pelo cuidado na manufatura de diversos mecanismos de precisão do theta-pinch; ao C.E.S. Sistonen e V.S. Queiroz pelo capricho nos diversos desenhos ; ao W.F. de Paula, G.V. Silva, C.B. Silva e W. Silva pelos acabamentos gráficos de manuais e da tese; ao M.F. Paula, A.C. Ribeiro e A.M. Cruz pelo apoio no computador; a R.A. Sponchiado, M.J. Ribeiro, N.I.S. Zambrano e M.C.S. Nogueira pelo auxílio nas pesquisas bibliográficas; ao J.C. Finesi e J.C.M. Brandão pelos diversos trabalhos em vidraria.

A todos pelo apoio no transcorrer deste trabalho e pela valiosa Amizade, minha sincera Gratidão.

Agradeço finalmente ao apoio financeiro da FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo), à FINEP (Financiadora de Estudos e Projetos) e à CNEN (Comissão Nacional de Energia Nuclear).

INDICE

I - Introdução

1. - Instabilidade de ruptura ("tearing") modo $m=0$ 6
2. - Instabilidade de Kruskal-Schwartzschild 8

II - Teoria

1. Modelo híbrido 10
2. Instabilidades 12

III - O Theta-Pinch Tupã

1. Descrição do Sistema 15
2. Modo de operação 17

IV - Técnicas de Diagnóstico

1. Sonda magnética múltipla 22
 - a. Princípio teórico 22
 - b. Arranjo experimental 26
2. Sonda diamagnética compensada 27
 - a. Princípio teórico 27
 - b. Arranjo experimental 31
3. Alargamento de linhas espectrais 31
 - a. Princípio teórico 31
 - b. Arranjo experimental 33
4. Fotografia ultra rápida 34

V - Método de processamento dos dados e Resultados

1. Processamento dos dados de sonda magnética múltipla	35
2. Processamento dos dados de espectroscopia	36
3. Simulação da implosão pelo código híbrido	37

VI - Análise e Interpretação

1. Condição inicial do plasma	60
2. Resistividade	62
3. Perturbação da sonda no plasma	65
4. Instabilidades	67
5. Reconexão de linhas magnéticas e formação de ilhas magnéticas	69
6. Dinâmica do Plasma	72
7. Raio da separatriz e diamagnetismo do plasma	73
8. Fluxo magnético aprisionado	74

VII - Conclusões e Trabalhos futuros

1. Conclusões	77
2. Trabalhos futuros	79

Apêndices:

A. Descrição elétrica da unidade de polarização	81
B. Descrição elétrica da unidade principal e de pré-aquecimento	83
C. Dependência do campo magnético aprisionado com a pressão inicial do gás	86
D. Programas de processamento de medidas de sondas magnéticas	88
E. Campo magnético axial no theta-pinch	92

F. Distribuição dos íons no espaço de fase	97
G. Sumário das características do theta-pinch Tupã ..	101
H. Glossário dos símbolos e abreviações empregados	103

Referências

CAPITULO I

I N T R O D U Ç Ã O

A configuração de campo reverso, conhecida como FRC ("Field-Reversed Configuration") vem sendo apontado como uma possível configuração para um futuro reator de fusão devido ao seu alto β (=razão entre energia térmica e magnética) e relativa simplicidade tecnológica [1,2]. É possível obter esta configuração partindo-se de um sistema linear como o theta-pinch em configuração reversa de campo, reconectando as linhas de campo magnéticas nas extremidades do solenóide. Uma técnica usualmente aplicada para a formação de FRC em sistemas lineares é a colocação de espelhos magnéticos nas extremidades do solenóide (Fig. 1.1.b) operando como espelhos em si ou em configuração de cuspide. Na fig. 1.1.a temos um método mais simples, o espelho

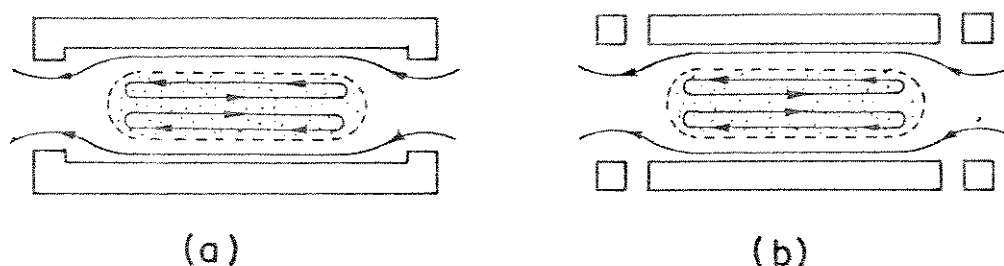


Fig. I.1 - Configuração de espelhos magnéticos passivos (a) e ativos (b).

passivo, onde temos apenas uma redução no diâmetro do condutor nas extremidades.

A Grupo de Plasma da Universidade Estadual de Campinas adquiriu um Theta-pinch de grande porte para o estudo do confinamento de plasmas de alto β e da física de plasmas em si. Este Theta-pinch, denominado Tupã, possui um solenóide de 1 metro de comprimento e um banco de capacitores rápido de alta energia ($T/4=1,1$ microseg, $E=50\text{kJ}$). Após sua instalação inicial, o sistema operou com o banco de pré-ionização e o banco principal [7,57,59]. As medidas com sondas magnéticas e câmera conversora de imagens mostraram a formação de FRC durante o segundo semi-ciclo magnético, com a reconexão de linhas do campo antiparalelo do primeiro semi-ciclo com o campo do segundo semi-ciclo. Devido às impurezas liberadas da parede durante a transição dos semi-ciclos as perdas radiativas eram elevadas impossibilitando medidas transversais da dinâmica do plasma com a câmera. A construção de um banco de capacitores (Apêndice A) para gerar o campo de

polarização possibilitou o direcionamento dos estudos durante o primeiro semi-ciclo, onde é esperada menor contaminação no plasma.

O objetivo deste trabalho é o estudo da reconexão de linhas magnéticas, a formação de FRC e das propriedades do plasma no sistema Theta-pinch Tupã sem espelhos magnéticos. Para isso foi efetuado o mapeamento do campo magnético no interior do tubo de plasma por meio de sondas magnéticas múltiplas. Irby [60] e Sevillano [72] efetuaram medidas semelhantes mas com geometrias diferentes do solenóide; o primeiro com um solenóide de diâmetro extenso (alta divergência no campo magnético) e o segundo com um solenóide seccionado (oscilações no campo axial). Ambos observaram a formação de ilhas magnéticas explicadas por Irby em razão da evolução de instabilidades de ruptura ("tearing"). Sevillano entretanto obteve um tempo de crescimento aproximadamente uma ordem de grandeza menor do que o dado pelo desenvolvimento desta instabilidade.

Outros diagnósticos foram empregados para a caracterização do plasma. A espectroscopia na região do visível foi empregada para a medida da temperatura dos íons através da medida do alargamento Doppler da linha 4686 Å do Hélio (o gás hélio foi utilizado durante o experimento). A sonda diamagnética compensada (sonda de fluxo excluído) foi empregada para a medida do diamagnetismo do plasma e do raio da separatriz. A fotografia ultra-rápida através de uma câmera conversora de imagens foi aplicada para estudos de instabilidades MHD e da dinâmica do plasma. Estas duas últimas técnicas de diagnóstico, por serem externas à região ocupada pelo plasma, foram empregadas também

para a verificação de perturbações da sonda magnética interna no plasma. Estes diagnósticos são descritos no Capítulo IV.

Os primeiros trabalhos significativos em theta-pinch datam do princípio da década de 60. Portanto, descrições e modelamentos teóricos do seu plasma já foram bem explorados através do modelo "snow-plow" [25] ou modelos de um ou dois fluidos [20,55]. Entretanto, modelos que consideram os íons refletidos dentro dessas duas linhas, são parcialmente satisfatórias ao caso real [77]. Surgiram assim, os modelos híbridos, na qual os íons são cinéticos e os elétrons fluidos, que descrevem com maior exatidão o plasma no theta-pinch. Neste trabalho utilizamos um código híbrido desenvolvido para o estudo do FRC de Los Alamos [3]. Nele se encontra incorporado um modelo de ionização [73] de modo que podemos simular o theta-pinch com ionização parcial do gás no início do confinamento.

O transporte anômalo no código híbrido é descrito através da condutividade dada por [61]:

$$\sigma_{\perp,\parallel} = \begin{pmatrix} \frac{n_i c}{\nu_{\perp,\parallel}} \\ (\sigma_{\perp,\parallel})_a \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

onde n_i é a densidade de íons e $\sigma_{\perp}$ e $\sigma_{\parallel}$ são respectivamente a condutividade perpendicular e paralela ao campo magnético. Para a primeira igualdade, ν é a frequência de colisão de Chodura dada por:

$$v_{1,II} = C_{1,II} \omega_{pi} \left[1 - \exp(-|v_{De}|/F_{1,II} v_s) \right] \quad (1.2)$$

onde $C_{1,II}$ e $F_{1,II}$ são constantes, ω_{pi} é a frequência de plasma dos íons, $v_s = \sqrt{\gamma k_B T_e / m_i}$ e v_{De} é a velocidade de arrasto dos elétrons na direção θ . A segunda igualdade em (1.1) é a condutividade anômala associada às microinstabilidades, dada na forma:

$$(\sigma_1)_a = \frac{1}{m_e n_e v_{De}^2} (\gamma_B \epsilon_B + \gamma_A \epsilon_A + \gamma_L \epsilon_L) \quad (1.3)$$

onde n_e é a densidade de elétrons e γ_B , γ_A , γ_L e ϵ_B , ϵ_A , ϵ_L são respectivamente a taxa de crescimento e a energia dos campos flutuantes das instabilidades de Buneman, íon-acústica e híbrida inferior.

As medidas foram digitalizadas numa mesa de 8 bits para serem processadas em diversos programas elaborados (Apêndice D). O procedimento empregado para as sondas magnéticas e medida espectoscópicas é dado no Capítulo V, junto com os resultados obtidos. No Capítulo VI, esses resultados são analisados e interpretados; a conclusão final e os trabalhos futuros propostos são dados no Capítulo VII.

A instabilidade de ruptura ("tearing") é apontada como mecanismo básico para a reconexão de linhas magnéticas [31,32,33]. Esta instabilidade resistiva pode ser dirigida pela instabilidade híbrida inferior pelo aumento da resistividade local. Mais recentemente, outra instabilidade foi associada ao fenômeno da reconexão. Hewett e Seyler [34] apontam a instabilidade de Kruskal-Schwartzschild como mecanismo da reconexão de linhas durante a implosão de um plasma de configuração de campo reverso. Esta

instabilidades são descritas a seguir.

1.1 - INSTABILIDADE DE RUPTURA ("TEARING") $m=0$ [27,28,30,31]

Consideremos o caso de uma camada de plasma com configuração reversa de campo. Ao efetuarmos uma perturbação na velocidade e no campo na forma $f(z)\exp(i\omega t + iky)$, duas situações podem se desenvolver. Se a resistividade do plasma for nula teremos apenas uma distorção nas linhas do campo; se entretanto a resistividade for finita, a instabilidade de ruptura pode se desenvolver, como ilustrado na Fig. 1.2.b. A evolução desta instabilidade leva a formação de pontos neutros (pontos X) e à filamentação da camada de corrente. No processo a energia magnética livre é convertido em energia cinética das partículas. Para um plasma incompressível [29], a taxa de crescimento desta instabilidade é dada por:

$$\gamma = \left(\frac{\tau_A}{\tau_S} \right)^{3/5} \frac{\Lambda}{\tau_A} \quad (1.4)$$

onde $\tau_A = r_0 / v_A = r_0 \sqrt{4\pi p_0} / (r dB/dr) r_0$ é o tempo característico MHD e $\tau_S = 4\pi r_0 / c\eta$ é o tempo característico resistivo para um perfil trapezoidal como mostra a Fig. 1.3 e p_0 é a densidade e η a resistividade. A função Λ é dado por:

$$\Lambda = \left[\frac{\Delta'}{\Gamma^2(3/4)} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{1/2} \right]^{4/5} \quad (1.5)$$

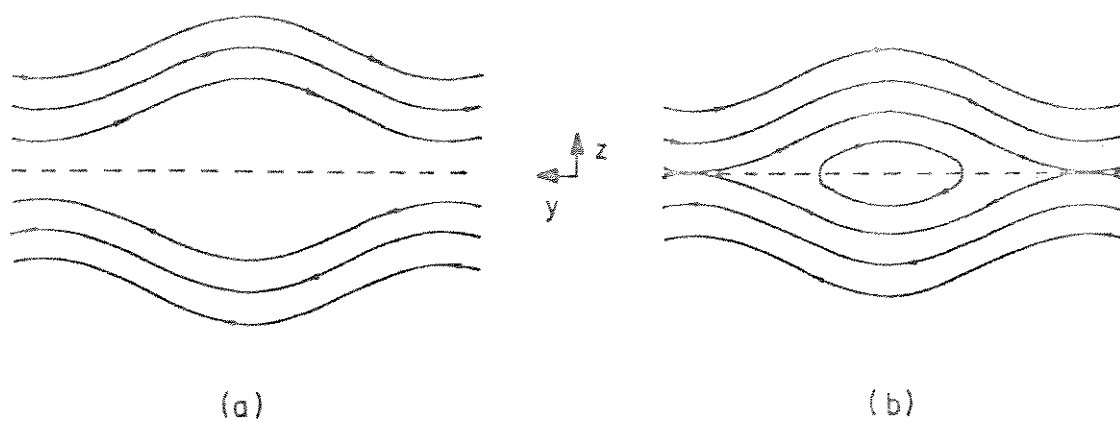


Fig. 1.2 - Linhas de campo magnético numa camada de plasma em configuração reversa com perturbação, em caso de resistividade nula (a) e resistividade finita ($\neq 0$).

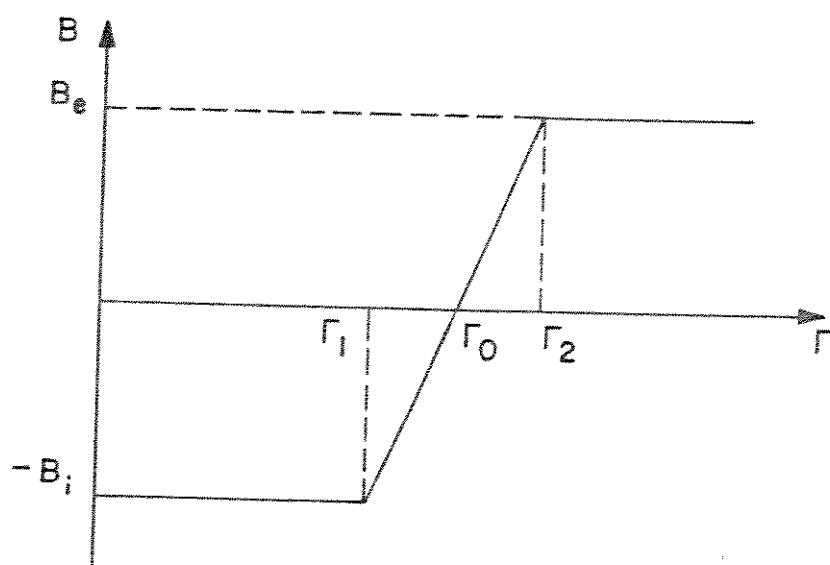


Fig. 1.3 - Perfil trapezoidal num plasma em configuração reversa de campo.

onde

$$\Delta' = \left(\frac{1}{x_1^2} - \frac{1}{|x_1|} \right)^{-1} \left\{ (1+x_1) \left[I_1(kr_0(1+x_1)) \left(\frac{1}{x_1^2} - \frac{1}{|x_1|} \right) - \right. \right. \\ \left. - kr_0 I_0(kr_0(1+x_1)) \left(\ln|x_1| - \frac{1}{x_1} \right) \right] + \\ \left. + \frac{(1+x_1) I_0(kr_0(1+x_1))}{K_0(kr_0(1+x_2))} \left[K_1(kr_0(1+x_2)) \left(\frac{1}{x_2} + \frac{1}{x_2^2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + kr_0 K_0(kr_0(1+x_2)) \left(\ln x_2 - \frac{1}{x_2} \right) \right] \right\} \quad (1.6)$$

onde $x_1 = (r_1 - r_0)/r_0$ e $x_2 = (r_2 - r_0)/r_0$, e I_0 e K_0 são as funções de Bessel modificadas.

1.2 - INSTABILIDADE DE KRUSKAL-SCHWARTZSCHILD [8,9,10]

Consideremos o caso, como da Fig. 1.4, onde o plasma é apoiado contra a gravidade por um campo magnético. Ao introduzirmos uma perturbação na superfície do plasma, produziremos um deslocamento do tipo $f(t)\sin(ky)$ na superfície. O campo magnético $\vec{B}$ e a força gravitacional $\vec{F}$ induzem um arrasto $\vec{v}_d = c\vec{F} \times \vec{B} / qB$ que ocasiona uma separação de cargas. O campo elétrico $\vec{E}$ resultante dessa separação produzirá um arrasto $\vec{v}_L = c\vec{E} \times \vec{B} / B_x^2$ que moverá o plasma como um todo; a superfície do plasma é deslocada e a amplitude $f(t)$ da perturbação inicial aumenta de acordo com $\exp(\sqrt{gK} \ t)$. Portanto a taxa de crescimento da instabilidade é

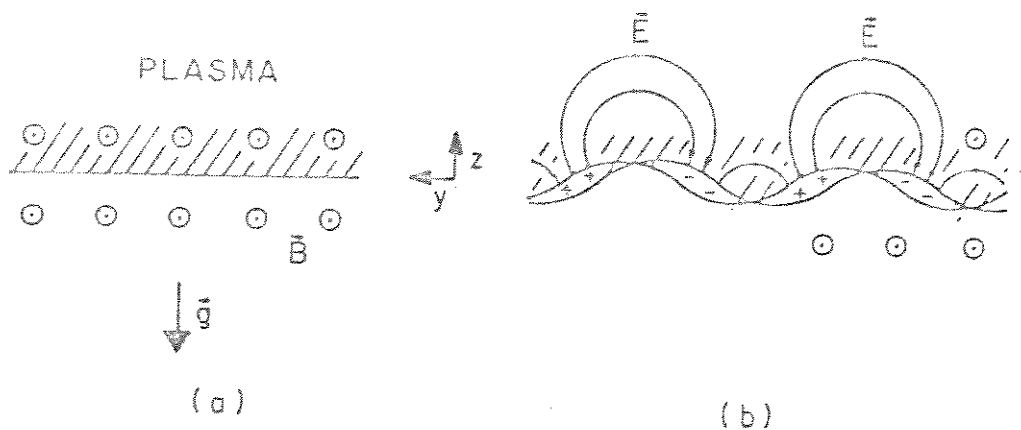


Fig. I.4 - Superfície do plasma em campo gravitacional e magnético (a) e a evolução da instabilidade de Schwartzschild (b).

$$\gamma^2 = gk.$$

Em recente trabalho de simulação numérica híbrida, Hewett e Seyler [34] obtiveram um termo de estabilização para a taxa acima descrita, reescrevendo-a na forma:

$$\gamma^2 = ka - (kv_A)^2 \quad (1.7)$$

onde v_A é a velocidade de Alfvén e a a aceleração dos íons.

O sistema de unidades neste trabalho é o CGS, exceto grandezas como corrente, densidade de corrente, campo elétrico, voltagem, resistência, indutância, capacitância e algumas fórmulas observadas.

CAPITULO II

T E O R I A

II.1 - MODELO TEÓRICO

O modelo híbrido segue do trabalho de Sgro e Nielsen [3,73]. Os íons são tomados como partículas e os elétrons como um fluido sem massa. As equações de movimento de cada ion e a equação de momento dos elétrons são dadas por:

$$m_i \frac{d\vec{w}}{dt} = e \left(\vec{E} + \left(\frac{\vec{w} \times \vec{B}}{c} \right) \right) - \vec{p} \quad (11.1)$$

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = 0 = -en_e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_e \times \vec{B}}{c} \right) - \nabla p_e - n_e \vec{p} \quad (11.2)$$

onde

$$n_i = \int f_i(r, w, t) d\vec{w} \quad (11.2.a)$$

$$\vec{v}_i = \int \vec{w}_i f_i(r, w, t) d\vec{w} \quad (11.2.b)$$

onde $\mathcal{F} = e\eta\mathcal{J}$ é o momento (anômalo) transferido dos íons aos elétrons por íon por unidade de tempo via colisões, η ($=\sigma^{-1}$) é o tensor resistividade e $f_i(r, w, t)$ é a função distribuição dos íons. O tensor condutividade é dado por

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (11.3)$$

onde $\sigma_{\perp}$ e $\sigma_{\parallel}$ são respectivamente as condutividades perpendicular e paralela ao campo magnético. As equações acima são suplementadas pela equação de energia dos elétrons:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} \right) p_e = - \frac{\gamma p_e}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + (\gamma - 1) \left(\eta_{\parallel} J_{\parallel}^2 + \eta_{\perp} J_{\perp}^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r K_{\perp} \frac{\partial T_e}{\partial r}) - \epsilon_B \right) \quad (11.4)$$

e as equações de Maxwell:

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (11.5.a)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (11.5.b)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -(1/c)(\partial \vec{B} / \partial t) \quad (11.5.c)$$

$$\nabla \times \vec{B} = (4\pi/c)\vec{J} \quad (11.5.d)$$

onde $p_e = n_e k_B T_e$, γ a razão entre calores específicos, $K_{\perp}$ a condutividade térmica perpendicular às linhas de força e ϵ_B é a energia perdida devido à radiação de linha ultra violeta (plasma ópticamente fino).

II.2 - INSTABILIDADES [5,11,12,13,75]

Dependendo da velocidade relativa de arrasto de campo cruzado dada por $\nabla_0 = \nabla_e - \nabla_i$, diversas microinstabilidades podem se desenvolver no plasma durante e após a fase de implosão. Assim, instabilidades como a de dois feixes, íon acústica, híbrida inferior, elétron ciclotrônica e Krall-Book que contribuem ao aquecimento via interação não linear partículas-ondas. Estas instabilidades tendem a aquecer íons e elétrons perpendicularmente ao campo magnético de modo a ocasionar uma considerável anisotropia na energia das partículas ($T_\perp > T_\parallel$). Os mecanismos propostos para a isotropização são as instabilidades de "whistler" e a ion ciclotrônica eletromagnética do tipo Weibel para os íons (ou instabilidade de "whistler" de íons) respectivamente para os elétrons e os íons. Outras instabilidades podem vir a colaborar no aquecimento e na isotropização; a de dois feixes, a íon-acústica e a híbrida inferior são as mais importantes para um plasma de theta-pinch e portanto serão descritas de forma sumária a seguir.

II.2.a - Instabilidade de Feixe Elétron-ion de Buneman [4,5,65]

A instabilidade de Buneman se desenvolve em feixe de elétrons-íons quando $v_0 > v_{Te}$, onde $v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$ e $v_0 = v_{e0} - v_{i0} = (c / (4\pi en)) (\partial B_z / \partial r)$. Sua taxa de crescimento máxima é dada por:

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{m_e}{2m_i} \right)^{1/3} \omega_{pe} \quad (11.6)$$

Esta instabilidade possui rápido crescimento e aquece predominantemente os elétrons pela sua interação com campos flutuantes da instabilidade.

11.2.b - Instabilidade Ion Acústica [4,5]

Com a evolução da instabilidade de Buneman, os elétrons podem ser suficientemente aquecidos de modo a termos $T_e \gg T_i$ e $v_D < v_{Te}$. Estas condições são apropriadas para o desenvolvimento da instabilidade ion acústica, cuja taxa de crescimento é dada por:

$$\gamma = \sqrt{\frac{\eta}{2}} \frac{|\omega|}{(1+k^2\lambda_D^2)^{3/2}} \left[\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{v}_D}{\omega} - 1 \right) - \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{T_e}{2T_i(1+k^2\lambda_D^2)}\right) \right] \quad (11.7)$$

Esta taxa é menor que a da instabilidade de Buneman. Tanto os elétrons quanto os íons são aquecidos por esta instabilidade. Os trabalhos de simulação mostram que o nível máximo da energia de flutuação da onda situa-se entre 0,1% a 1% da energia térmica. Assim para o caso de $T_i/T_e \ll 1$, $v_D^2 \gg v_s^2$ e $\vec{k} \perp \vec{v}_D$ a resistividade situa-se entre $0,6/\omega_{pe}$ e $0,06/\omega_{pi}$.

11.2.c - Instabilidade de arrasto híbrida inferior [4,5,6,14,15]

Esta é a instabilidade mais importante tanto durante quanto depois da implosão [16,54,56]. Em plasmas de configuração reversa, esta instabilidade é apontada como mecanismo principal para o aumento na resistividade na região da separatriz, ocasionando perda de calor e fluxo magnético. Ela é dirigida por correntes cruzadas a campos magnéticos e não homogeneidades na densidade, temperatura e campo magnético. Existem dois modos característicos desta instabilidade, a instabilidade de arrasto híbrida inferior do tipo "flute" ($\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$) e a de dois feixes modificada ($\vec{k} \cdot \vec{B} \neq 0$). Num theta pinch de alta densidade a primeira é dominante [17]. Sua taxa de crescimento e a frequência real no crescimento máximo para $T_e \ll T_i$ são dadas por [16]:

$$\gamma = \frac{\sqrt{2\pi}}{8} \frac{1}{(1 + \beta_i/2)^{1/2}} \left(\frac{v_{Di}}{v_{Ti}} \right)^2 \Omega_L \quad (11.8.a)$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 + \beta_i/2)^{1/2} \left(\frac{v_{Di}}{v_{Ti}} \right)^2 \Omega_L \quad (11.8.b)$$

onde $v_{Di} = k_B T_i (m_i \omega_{ci}) \cdot d(\ln nk_B T_i) / dr$ é a velocidade de arrasto diamagnética, $v_{Ti} = k_B T_i / m_i$ é a velocidade térmica dos íons, $\beta_i = 8\pi nk_B T_i / B^2$ e $\Omega_L^2 = \omega_{pi}^2 / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)$. A resistividade para a condição $T_e \ll T_i$ é dada por:

$$\eta \approx 4\pi \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{\epsilon_r}{\omega_L nk_B T_i} \quad (11.9)$$

onde $\omega_L = \Omega_L$ ($\omega_{pe}^2 \gg \omega_{ce}^2$) é a frequência híbrida inferior e ϵ_r é a energia dos campos flutuantes.

CAPÍTULO III

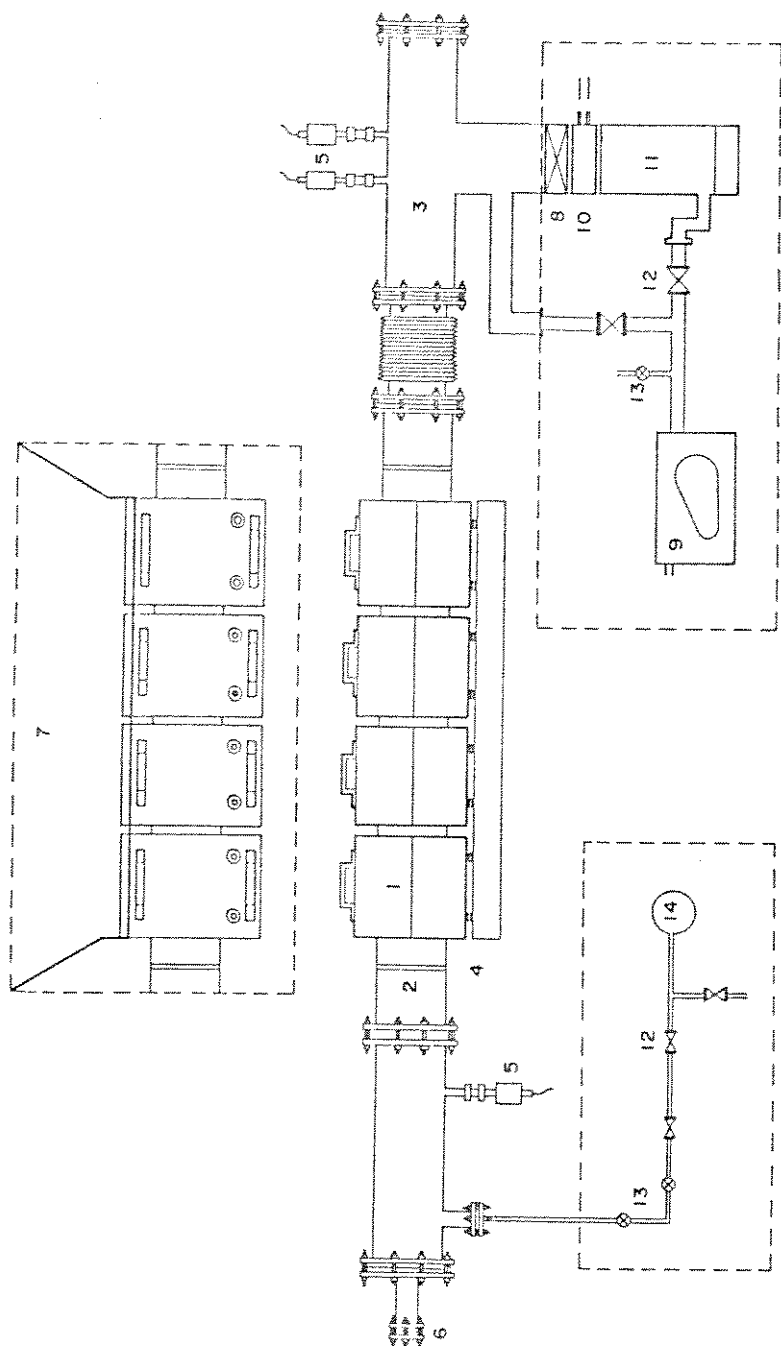
O THETA-PINCH TUPÃ

III.1 - DESCRIÇÃO DO SISTEMA

O sistema Tupã é um theta-pinch de grande porte com um solenóide de 1m de comprimento (Fig. III.1) e um banco principal de capacitores rápido e de alta energia ($T=4,4$ microseg, $E=50\text{kJ}$). O diâmetro interno do solenóide é de 17,0 cm e o tubo de plasma (pírex) possui diâmetro interno de 15,0 cm. O solenóide é seccionado em quatro partes por três fendas de 1,0 cm, posicionadas em $z=0,0$ cm (meio do solenóide), $z=24,0$ cm e $z=-24$ cm.

O gás injetado no sistema é controlado por um conjunto de válvulas solenóides e o ajuste fino da injeção é efetuado por válvulas agulha. Já o vácuo é estabelecido por um conjunto de bomba mecânica-difusora. A capacidade de bombeamento da bomba difusora é de 1000 l/seg. Com o auxílio de um "buffer" refrigerado a água, o vácuo final no sistema atinge $2,0 \times 10^{-6}$ Torr.

O sistema possui três bancos de capacitores, um utilizado para pré-aquecer o plasma, outro para gerar um campo



1-SOLENÓIDE; 2-TUBO DE DESCARGA (PIREX); 3-CÂMARA DE VÁCUO (AÇO INOX);
4-ANTENA DE RADIO FREQUENCIA; 5-INDICADORES DE VÁCUO (PENNING E PITRANT);
6-JANELA; 7-LINHA DE TRANSMISSÃO; 8-VÁLVULA DE GAVETA; 9-BOMBA MECÂNICA;

10-"WATER BUFFLE"; 11-BOMBA DIFUSORA; 12-VÁLVULA SOLENÓIDE; 13-VÁLVULA
AGULHA; 14-CILINDRO DE GÁS.

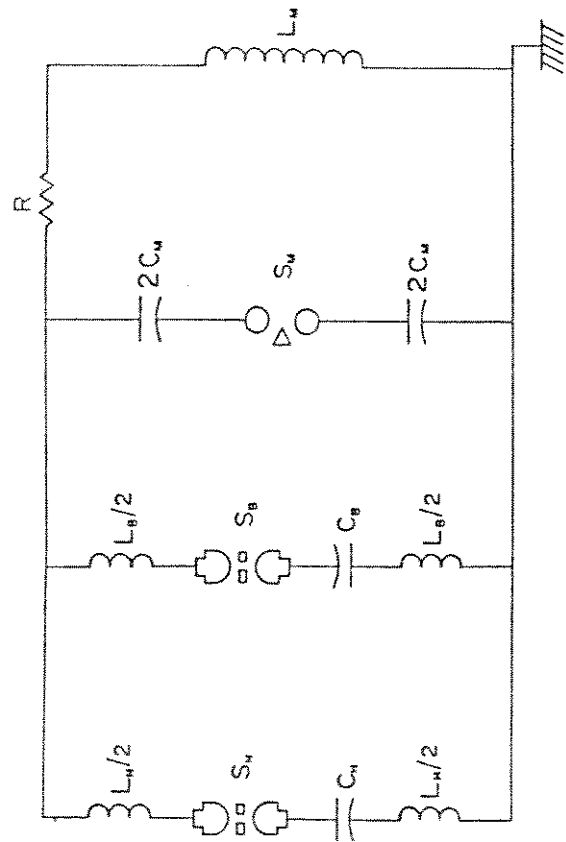
Fig. III.1 - Vista frontal do Theta-Pinch Tupã: vista superior da região do solenóide (quadro sup.), unidade de vácuo (quadro a dir.) e unidade de injeção de gás (quadro à esq.).

magnético difuso neste plasma e o principal para o confinamento em si. A característica elétrica da descarga de cada banco é a de um circuito RLC sub-amortecido. O esquema geral desses bancos e suas características elétricas são mostrados na Fig. III.2.

O chaveamento dos bancos é efetuada em chaves do tipo distorção de campo disparadas por pulsos de alta tensão (tipicamente 100 kV). O banco principal utiliza quatro chaves lineares ("rail-gap") em paralelo; estas operam pressurizadas em mistura gasosa de SF₆ (15%) e argônio (85%). Nos outros dois bancos as chaves são de geometria cilíndrica e operam pressurizadas por ar comprimido seco. Os pulsos de alta tensão para cada chave são obtidos pelos geradores mostrados na Fig. III.3. Cada gerador constitui de um primeiro estágio amplificador via thyatron ou krytron (Apêndice B). Os estágios posteriores são efetuados por descarga com trigatrons de cabo coaxial com terminação de alta impedância ou por transformador de pulso, que é o caso do banco de pré-aquecimento. Os pulsos finais são rápidos (tempo de subida menores que 4 nanoseg) e possuem reduzido "jitter" (menores que 5 nanoseg).

III.2 - MODO DE OPERAÇÃO

O gás é inicialmente ionizado por radio frequência (CW) e o banco de pré-aquecimento carregado a 35,0 kV é o primeiro banco disparado ($t'=0,0$). Seu tempo de decaimento ($2R/L$) na presença do plasma de hélio é de 20 microseg. No instante $t'=40$ microseg é disparado o banco de polarização carregado a 6,0 kV.



BANCO DE CAPACITORES	INDUTÂNCIA (μH)	CAPACITÂNCIA (μF)	TENSÃO (kV)	ENERGIA (kJ)	T/4 (μseg)	CHAVE
Pré-aquecimento	$L_u = 0,9$	$C_u = 0,77$	35,0	0,47	1,3	$S_u = \text{"SG3"}$
Polarização	$L_B = 1,9$	$C_B = 62,0$	6,0	1,1	20	$S_B = \text{"SG3"}$
Principal	$L_u = 0,04$	$C_u = 11,1$	30	5,0	1,2	$S_u = \text{"SGL"}$
RESISTÊNCIA	$R = 5 \text{ m } \Omega$					

"SG3" = "spark-gap" de 3 eletrodos "SGL" = "spark-gap" linear T = período

Fig. III.2 - Circuito equivalente e tabela das características elétricas do Theta-Pinch Tupã.

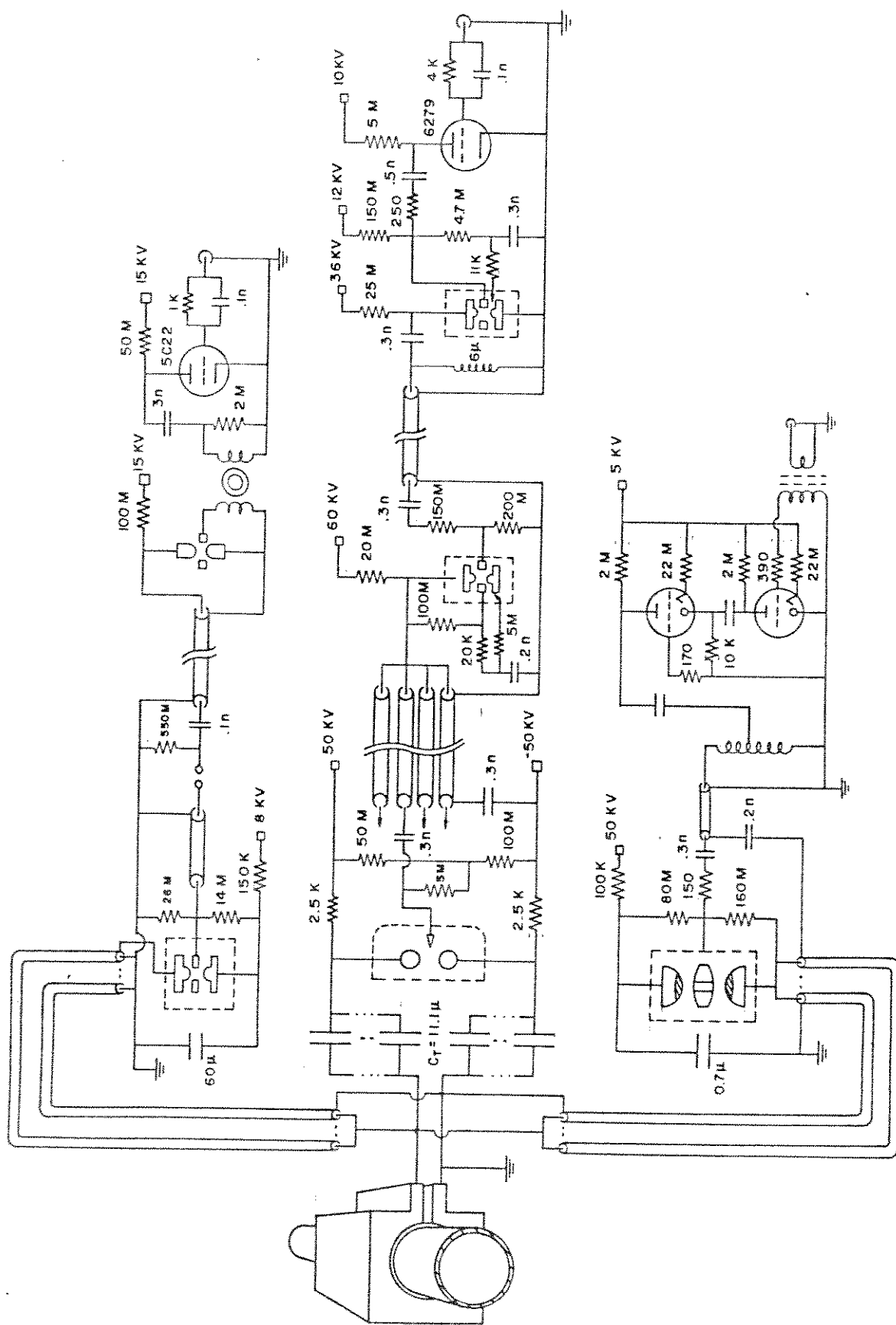


Fig. III.3 - Circuito elétrico do Theta-Pinch Tupã com seus amplificadores de pulsos.

No instante de pico de corrente deste banco é então disparado o banco principal carregado a 30 kV. O perfil da corrente no solenóide dado por esta sequência de disparo é mostrado na Fig. III.4.

O plasma foi estudado durante o primeiro semi-ciclo do banco principal e o instante $t=0$ é definido como o início deste semi-ciclo. A intensidade do campo magnético de polarização no instante $t=0$ é de 390 G e o campo magnético principal e antiparalelo ao de polarização atinge um máximo de 5,4 kG.

Antes das operações para as medidas, o sistema é evacuado para limpeza; auxiliado por limpeza por radio-frequência o vácuo final é de $2,0 \times 10^{-6}$ Torr. A limpeza nas paredes do tubo é também auxiliada por aproximadamente dez descargas do banco principal antes de cada dia de medidas.

O gás utilizado foi o hélio à pressão de 20 e 40 mTorr (Apêndice C), em regime de fluxo intermitente.

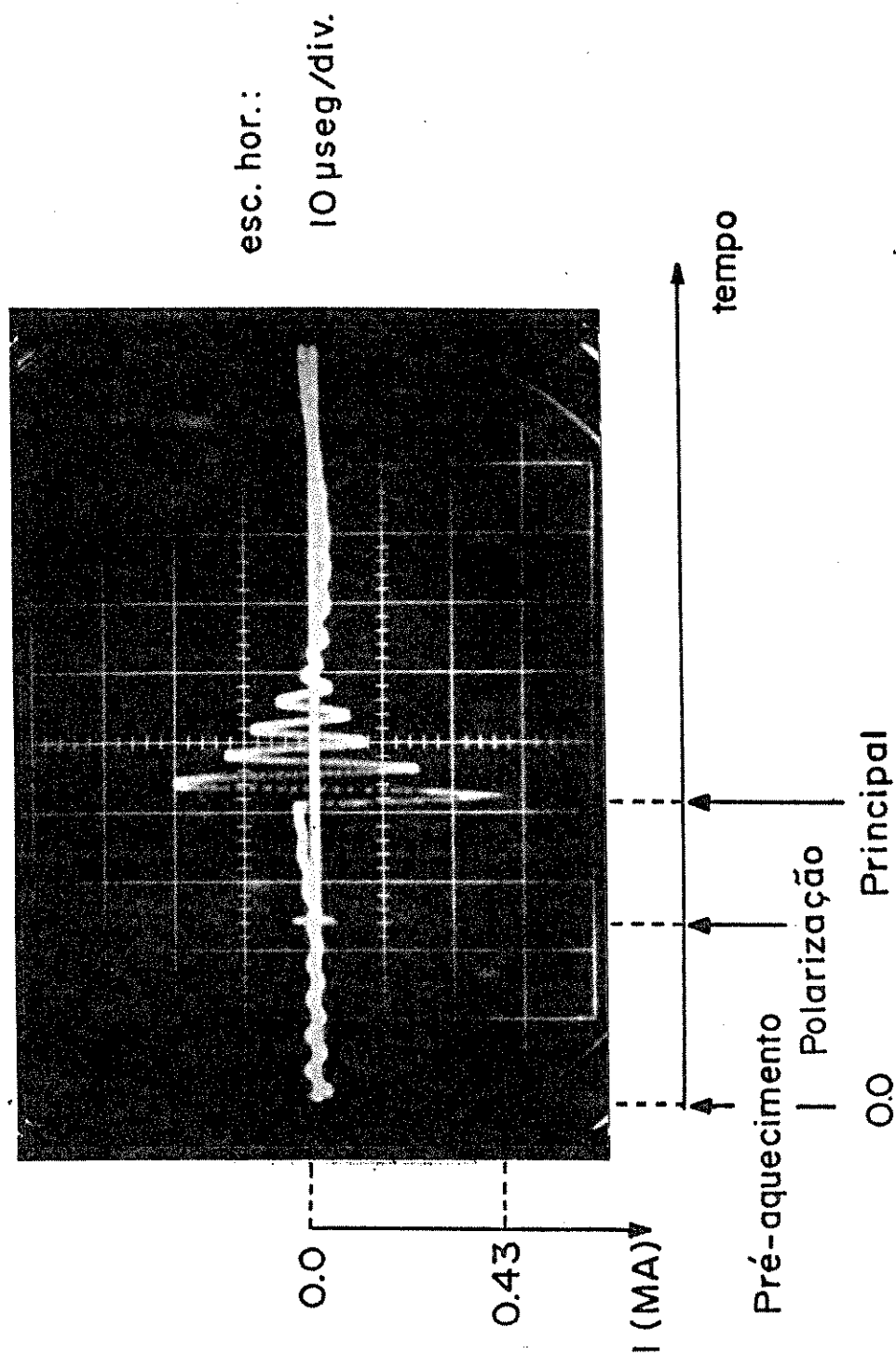


Fig. III.4 - Perfil temporal da corrente no solenóide com o disparo dos bancos de pré-ionização, polarização e principal.

CAPÍTULO IV

TÉCNICAS DE DIAGNÓSTICO

Os diagnósticos empregados foram a sonda magnética múltipla, sonda diamagnética compensada, espectroscopia na região do visível e fotografia ultra-rápida. O arranjo experimental é mostrado na Fig. IV.1; o princípio teórico das sondas e da espectroscopia são apresentados a seguir junto com a descrição do arranjo experimental de cada diagnóstico empregado.

IV.1 - SONDA MAGNÉTICA MÚLTIPLA

IV.1.á - Princípio teórico

Um diagrama típico de sonda magnética múltipla é mostrado na Fig. IV.2. Ao se variar o fluxo magnético normal à secção transversal de cada sonda magnética, temos uma diferença de potencial em seus terminais que, integrado no tempo, é proporcional à intensidade do campo magnético [70]. Vejamos um aplicativo da sonda num sistema linear com geometria cilíndrica

1=SONDA MAGNÉTICA MÚLTIPLA; 2=SONDA DIAMAGNÉTICA COMPENSADA (SONDA DE FLUXO EXCLUÍDO); 3=CÂMERA CONVERSORA DE IMAGENS; 4=ESPECTRÔMETRO; 5=SOLENOÍDE; 6=LENTE COLETORA; 7=CABO ÓPTICO; 8=FOTOMÚLTIPLICADORA; 9=CAIXA DE BLINDAGEM; 10=PAINEIS BLINDADOS; 11=SALA DE BLINDAGEM I; 12=SALA DE BLINDAGEM II; 13=CAIXA DE BLINDAGEM; 14=DUTOS DE BLINDAGEM.

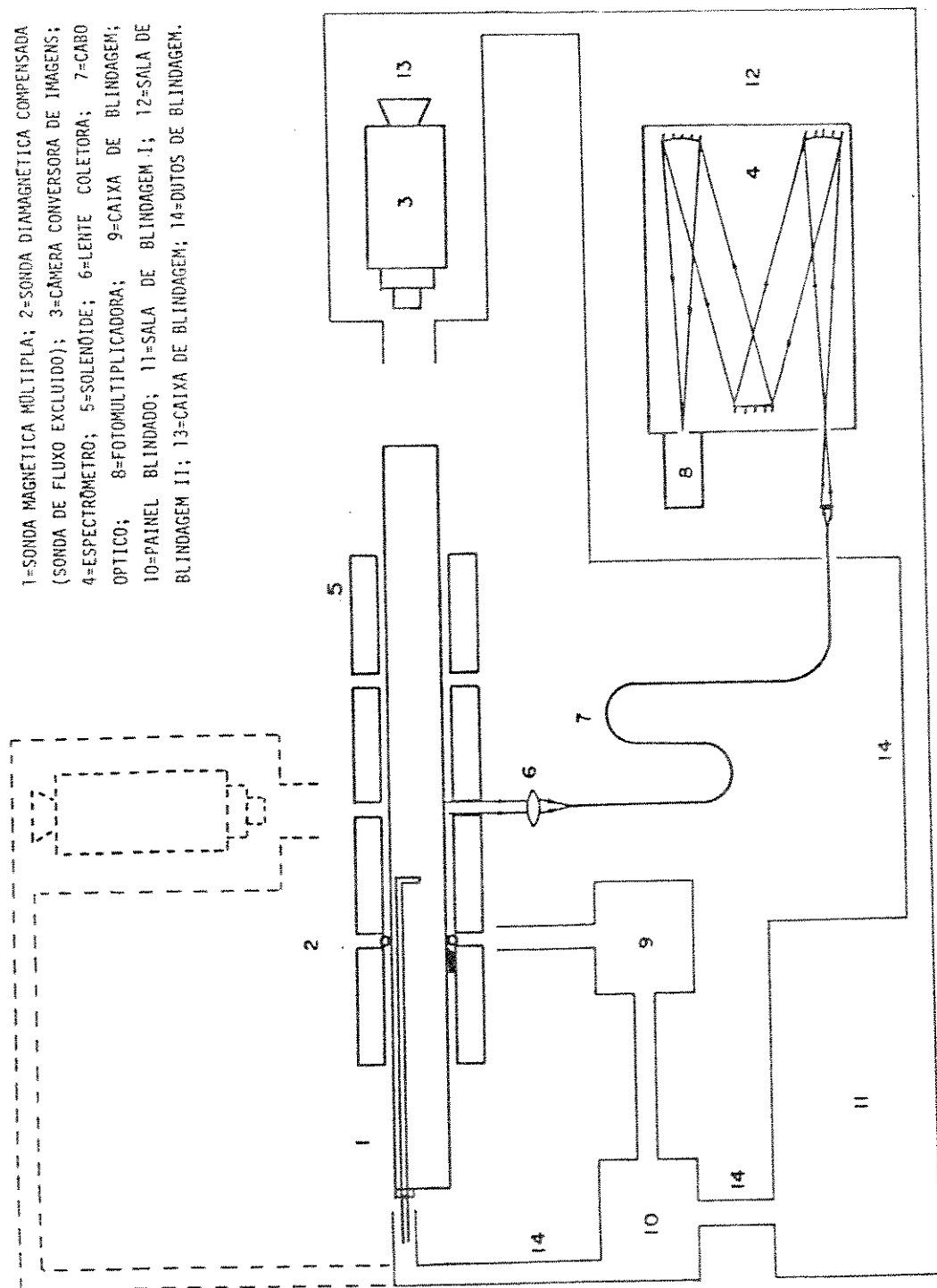


Fig. IV.1 - Diagrama dos diagnósticos de plasma: sonda magnética múltipla (1), sonda diamagnética compensada (sonda de fluxo excluído) (2), câmera conversora de imagens (3) e espectroscopia (4,6,7,8).

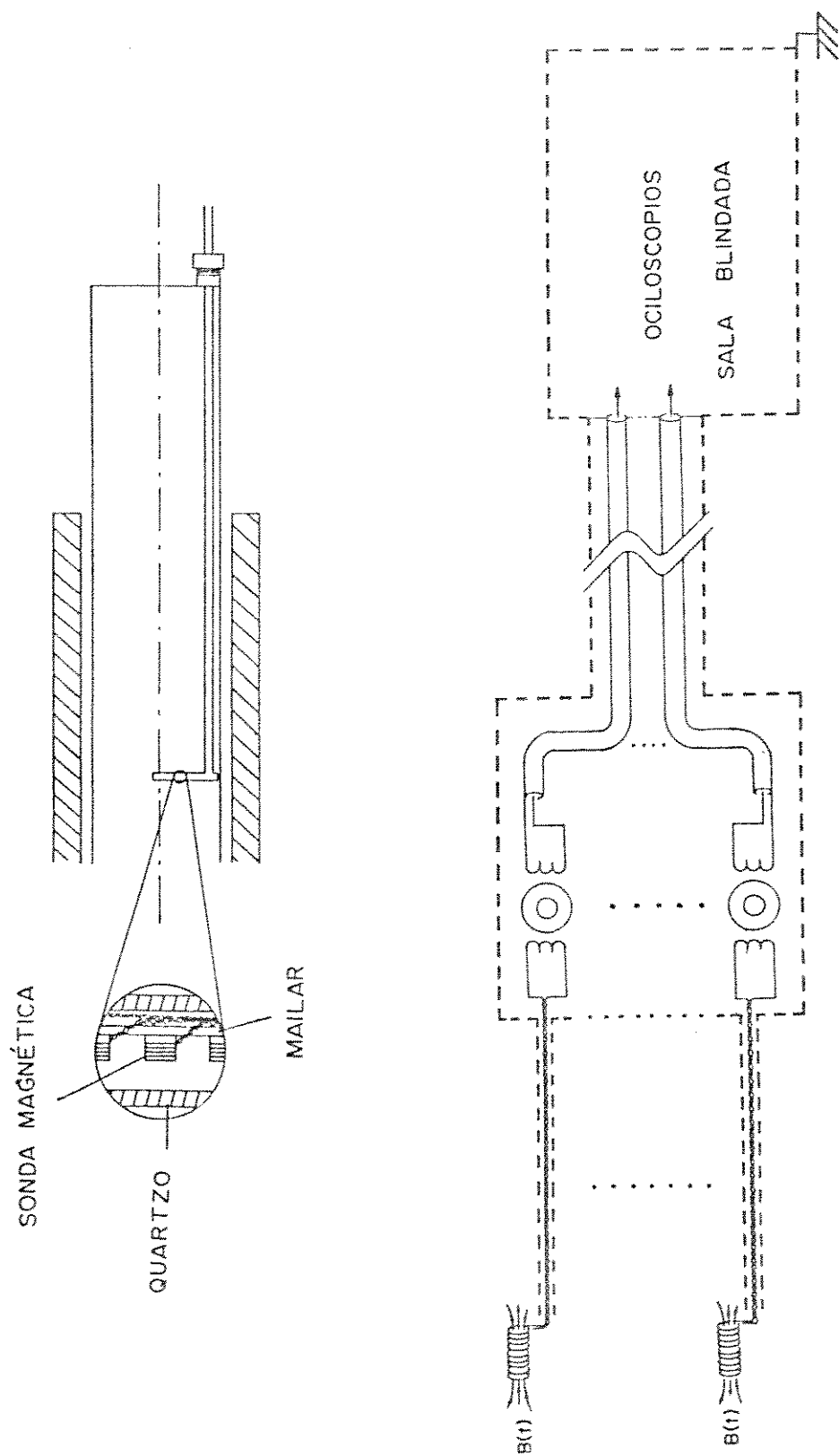


Fig. IV.2 - Sonda magnética múltipla: arranjo mecânico (sup.) e diagrama elétrico (inf.).

como um theta-pinch.

Seja $\vec{B}$ o campo magnético dado por:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (IV.1)$$

onde $\vec{A}$ é o vetor potencial. Em coordenadas cilíndricas, assumindo simetria azimutal ($\partial/\partial\theta=0$) a equação é reescrita na forma:

$$\vec{B} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r}(rA_\theta)\hat{e}_z - \frac{\partial}{\partial z}(rA_\theta)\hat{e}_r \right) + \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right)\hat{e}_\theta \quad (IV.2)$$

Como a corrente axial é desprezível, podemos assumir que $B_\theta=0$. Desprezando portanto o ultimo termo da equação, podemos reescrevê-la em termos do fluxo magnético dado por:

$$\Psi(r,z,t) = 2\pi \int_0^r r' B_z(r',z,t) dr' \quad (IV.3.a)$$

$$= 2\pi r A_\theta \quad (IV.3.b)$$

a equação torna-se finalmente:

$$\vec{B} = \frac{1}{r} \nabla \Psi \times \hat{e}_\theta \quad (IV.4)$$

Com a medida do campo magnético axial B_z e o cálculo do fluxo magnético podemos traçar as linhas de campo e determinar o campo magnético radial B_r . Tomando o produto escalar $\nabla \Psi$ em ambos os membros da equação obtemos:

$$\vec{B} \cdot \nabla \Psi = 0 \quad (IV.5)$$

Portanto, se s é a trajetória ao longo da linha de campo, temos $\vec{B} \cdot \partial \Psi / \partial s = 0$. Assim, se $\vec{B}$ é diferente de zero, as linhas do campo magnético seguem os contornos de fluxo constante. O campo magnético radial B_r obtido diretamente de IV.4 é dado por:

$$B_r = - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (IV.6)$$

Das equações de Ampere e Faraday podemos obter duas importantes relações para a densidade de corrente J_θ e campo elétrico azimutal E_θ :

$$J_\theta = - \frac{c}{8\pi^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) \right) \quad (IV.7.a)$$

$$E_\theta = \frac{1}{2\pi r c} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (IV.7.b)$$

IV.1.b - Arranjo Experimental

A sonda magnética múltipla utilizada possui sete sondas magnéticas num tubo de quartzo (diâmetro interno 0,4 cm) que pode ser posicionado em diversas posições axiais. As sondas são bobinas feitas com enrolamento de 5 a 7 voltas de fio AGW-34 em tarugos de polietileno rígido de 0,2 cm de diâmetro. Todas elas foram fixadas ao longo de uma tira de malha ("mylar") e posicionadas para medida do campo magnético axial. As posições

radiais assumidas pelas sondas foram: $r=0,0$, $1,2$, $2,4$, $3,3$, $4,2$, $6,1$ e $7,3$ cm.

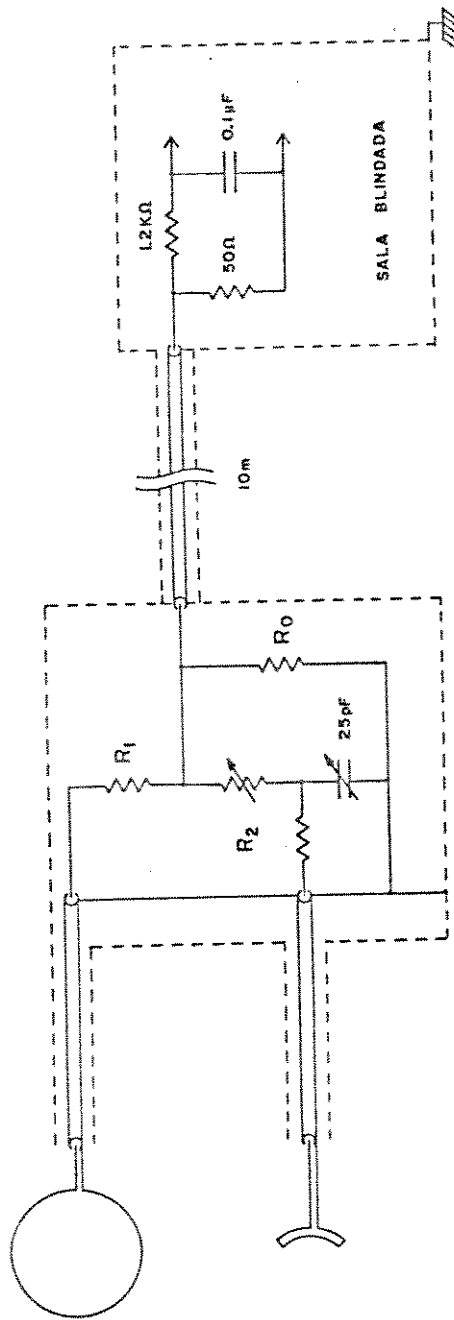
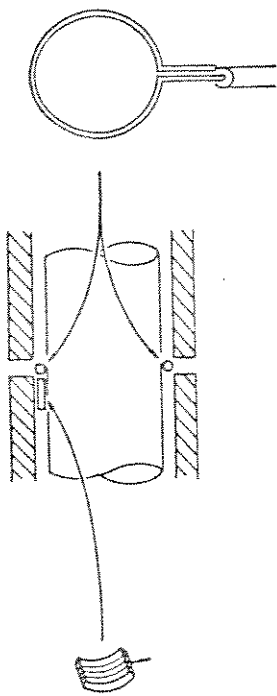
As linhas de transmissão das sondas são blindadas eletrostaticamente por folhas e tubos de alumínio, passando por transformadores de pulso de resposta plana. A Fig. IV.2 mostra o esquema elétrico de uma sonda magnética. Os sinais das sondas são registrados simultaneamente por seis osciloscópios Tecktronix em filmes Polaroid, numa sala blindada (gaiola de Faraday).

O mapeamento magnético foi efetuado num plasma de hélio a 20mTorr com medidas da sonda magnética múltipla posicionada em $z=0,0$ (meio do solenóide) e entre $z=12,0$ cm a $z=60,0$ cm em intervalos de $6,0$ cm. Foram tomados uma média de cinco medidas para cada posição.

IV.2 - SONDA DIAMAGNÉTICA COMPENSADA

IV.2.a - Princípio teórico

A sonda diamagnética compensada constitui-se de um enrolamento em torno do tubo de plasma e uma sonda magnética externa [69]. O diamagnetismo do plasma pode ser analisado tomando o sinal diferencial desse enrolamento e da sonda. Quando tomamos seus sinais independentes, esta sonda é chamada de arranjo de fluxo excluído e é empregado para medida do raio da separatriz. A Fig. IV.3 mostra um arranjo típico para a sonda diamagnética. Segundo esta figura, as tensões nos terminais do enrolamen-



$R_0 = 50\Omega$, $R_1 = 30k\Omega$, $R_2 = 1k\Omega$

Fig IV.3 - Sonda diamagnética compensada (sonda de fluxo excluído): arranjo mecânico (sup.) e diagrama elétrico (inf.).

to e da sonda na ausência do plasma são dadas por:

$$V_L = R_o A_L \frac{dB}{dt} \quad (IV.8.a)$$

$$V_m = R_o N A_m \frac{dB}{dt} \quad (IV.8.b)$$

onde $A_L = \pi r_L^2$ e A_m são suas respectivas áreas transversais, N é o número de espiras da sonda magnética e B é a intensidade do campo magnético.

A calibração da sonda é efetuada zerando-se o sinal diferencial em descargas no vácuo (sem plasma). Nesta condição, $V_L = V_m$. Como usualmente R_1 e R_2 são muito maiores que R_o , obtém-se desta relação de igualdade:

$$\frac{R_2}{R_1} = N \frac{A_m}{A_L} \quad (IV.9)$$

Este sinal diferencial é alterado pelo diamagnetismo do plasma. Na sua presença o sinal diferencial D e integrado F são descritos por:

$$D = \left(\frac{R_o}{R_1} \right) \frac{d}{dt} \Delta\Phi \quad (IV.10.a)$$

$$F = \frac{1}{CR_1} \Delta\Phi \quad (IV.10.b)$$

onde $\Delta\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{A}_L - A_L B_e$ é a variação do fluxo no tubo (diamagnetismo do plasma) e B_e é o campo magnético axial externo.

Estas últimas equações podem ser reescritas em forma mais explícita para algumas fases do confinamento tais como, para

a etapa da formação de corrente, a implosão e a fase de equilíbrio.

Para a fase de formação da camada de corrente, se admitirmos que a corrente se forme e se mantenha junto às paredes internas do tubo e que o fluxo se mantenha entre a parede e o enrolamento, os sinais diferencial e integrado são dados por:

$$D_f = - \frac{R_o}{R_l} \frac{d}{dt} \left(A_w (B_e \pm B_i) \right) \quad (IV.11.a)$$

$$F_f = - \frac{1}{CR_l} \mu_o I_p \quad (IV.11.b)$$

onde $A_w = \pi r_w^2$ é a área da secção interna do tubo e I_p é a corrente de plasma por unidade de comprimento e os sinais +,- refere-se aos casos respectivos de campo magnético interno B_i antiparalelo e paralelo ao externo.

Durante a fase de implosão, i.e., entre o instante em que a camada de corrente se afasta da parede, até sua compressão máxima, os sinais são descritos por:

$$D_i = - \frac{R_o}{R_l} \frac{d}{dt} A_p (B_e \pm B_i) \quad (IV.12.a)$$

$$F_i = \frac{\pi \mu_o}{CR_l} I_p^2 r_p^2 \quad (IV.12.b)$$

onde $A_p = \pi r_p^2$ é a área de secção transversal do plasma.

Após a implosão, na fase de equilíbrio do confinamento $D=0$ e o sinal F_i é dado por:

$$F_e = \frac{1}{CR_1} \left(\int \vec{B} \cdot d\vec{A}_L - B_e A_w \right) \quad (IV.13)$$

O raio da separatriz pode ser obtido dos sinais do enrolamento e da sonda [73]. De maneira direta podemos determinar a relação:

$$r_s^2 = r_L^2 \left(1 - \frac{\psi_p}{\psi_L} \frac{B_L}{B_p} \right) \quad (IV.14)$$

onde ψ_p e ψ_L são os sinais integrados do enrolamento (fluxo magnético) com e sem o plasma e B_p e B_L as respectivas intensidades do campo magnético obtidas pela sonda magnética.

IV.2.b - Arranjo Experimental

O enrolamento da sonda diamagnética é o núcleo de um cabo coaxial 50 ohm cujo terminal se fecha sobre sua malha externa. Sua sonda magnética é um enrolamento de 5 voltas de fio esmaltado numero 34 numa placa de polietileno rígido (4,0x8,0 cm²) de 0,1 cm de espessura colocado entre o tubo de descarga e a parede interna do solenóide. O circuito diferenciador passivo utilizado é mostrado na Fig. IV.3. A sonda foi posicionada em $z=24,0$ cm numa fenda do solenóide.

IV.3 - ALARGAMENTO DE LINHAS ESPECTRAIS

IV.3.a - Princípio Teórico

Além do alargamento natural, uma linha espectral está sujeita a alargamentos por pressão causado por perturbadores carregados (alargamento Stark) ou neutros (resonância e alargamento Van der Waals) e alargamentos devido ao movimento relativo do emissor e o observador (alargamento Doppler). Naturalmente, para um plasma de alta densidade e temperatura como num theta-pinch a campos moderados, os alargamentos Doppler e Stark serão dominantes, de modo que apenas estas duas serão descritas a seguir.

O alargamento Doppler é devido ao conhecido efeito Doppler. Para emissores de massa m e temperatura T em equilíbrio térmico, a forma da linha espectral é dada por [19,40]:

$$I_D(\Delta\lambda) = \left(\frac{mc^2}{2\pi k_B T \lambda^2} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{m_i c^2}{2k_B T \lambda^2} (\Delta\lambda)^2 \right) \quad (IV.15)$$

Portanto a largura total à meia altura da linha é dado por:

$$\Delta\lambda_D = 7,7 \times 10^{-5} \lambda \left(\frac{T_i}{\mu} \right)^{1/2} \quad \left(\text{\AA} \right) \quad (IV.16)$$

onde λ é o comprimento da onda em $\text{\AA}$, T_i a temperatura em eV e $\mu = m_i/m_p$ a razão entre a massa do emissor com a do próton.

O alargamento Stark é devido à interação por campos elétricos dos emissores com os elétrons e íons. Sua complexa teoria é simplificada para a linha de interesse, a linha 4686 $\text{\AA}$ (3d - 4f) do íon HeII [21,22,42]. As contribuições dos íons ao alargamento das linhas isoladas de íons são normalmente desprezi-

veis e o perfil Stark é bem definido por um perfil de Lorentz com a largura determinada pelos elétrons descritos pela teoria de impacto [19,58]. Assim:

$$I_S(\Delta\lambda) = \frac{I_0}{1 + (\Delta\lambda/\Delta\lambda_S)^2} \quad (IV.17)$$

Para linhas do hidrogênio e hidrogenóides, a largura a meia altura pode ser escrita na forma:

$$\Delta\lambda_S = \left[\frac{n_e}{C(n_e, T)} \right]^{2/3} \quad (IV.18)$$

onde $C(n_e, T)$ é um coeficiente de fraca dependência com a densidade e cujos valores calculados podem ser encontrados na ref.68.

Se o perfil da linha é dominado pelo efeito Doppler e pelo efeito Stark com elétrons de impacto, os dois efeitos são estatisticamente independentes e a forma da linha observada segue a convolução de ambas as contribuições, i.é.:

$$I_{DS}(\Delta\lambda) = I_D \otimes I_S = \int_{-\infty}^{+\infty} I_D(\Delta\lambda - \Delta\lambda') I_S(\Delta\lambda') d\Delta\lambda' \quad (IV.19)$$

Considerando a contribuição do alargamento instrumental $I_i(\Delta\lambda)$, temos finalmente:

$$I_o(\Delta\lambda) = I_D \otimes I_S \otimes I_i \quad (IV.20)$$

IV.3.b - Arranjo Experimental

Uma lente biconvexa ($f=3,5\text{cm}$, $\Phi=5,0\text{cm}$) foi empregada para coletar a luz integrada do plasma em $z=0,0\text{cm}$ (Fig. IV.1). Através de cabos ópticos, a radiação foi conduzida a um espectrômetro Spex de um metro. Foi empregada uma grade de 1200 linhas por milímetro com alinhamento em segunda ordem. A dispersão do espectrômetro é de $11,0 \text{ \AA/mm}$. A largura instrumental é de $0,18\text{\AA}$ e a largura típica da linha observada situa-se entre um a dois Angstroms.

A linha $4686 \text{ \AA}$ do He-II foi levantada ponto a ponto, de $4683,0 \text{ \AA}$ a $4688,0 \text{ \AA}$ em intervalos de $0,5 \text{ \AA}$. O detector utilizado foi uma fotomultiplicadora RCA-7265 (curva espectral S-20). A pressão inicial do gás foi de 40mTorr e foram tomadas uma média de quatro medidas para cada comprimento de onda.

IV.4 - FOTOGRAFIAS ULTRA RAPIDAS

Para a fotografia ultra-rápida foi empregada uma camera conversora de imagens [18]. A camera possibilita registros quadro a quadro com 40 nanosegundos de exposição em cada quadro com 160 nanoseg entre dois quadros sucessivos. Num segundo modo de operação (mode "streak") é possível a obtenção de um registro em varredura de 1 microseg por cm na chapa fotográfica. A câmera foi posicionada transversalmente e longitudinalmente ao tubo de plasma, no primeiro caso utilizando uma fenda de 2mm a 30cm do eixo principal do tubo.

CAPÍTULO V

MÉTODOS DE PROCESSAMENTO DOS DADOS E RESULTADOS

As dados dos diagnósticos descritos foram digitalizados numa mesa digitalizadora de 8 bits. Os programas utilizados para o processamento são descritos no Apêndice D. A seguir são apresentadas as particularidades no aplicativo dos programas para a análise das sondas magnéticas múltiplas e da espectroscopia.

V.1 - PROCESSAMENTO DOS DADOS DE SONDA MAGNÉTICA MÚLTIPLA

Os perfis radiais do campo axial B_z foi obtido pela interpolação quadrática dos pontos experimentais. A interpolação foi feita com "spline" tomando o desvio padrão como peso estatístico em cada posição de medida. Os perfis do campo obtidos são mostrados nas Fig. V.1 e V.1.a junto com os resultados da

simulação numérica.

Determinando o fluxo magnético para cada posição axial de medida, os pontos intermediários foram interpolados pela mesma técnica acima. As superfícies de fluxo constantes obtidas para diversos instantes do primeiro semi-ciclo são mostradas nas Fig. V.2 à V.2.i. A variação do fluxo respectivamente dentro e fora da separatriz é de 800 G.cm^2 e 20 kG.cm^2 .

Pela relação IV.7 foram determinados a densidade de corrente J_e e campo elétrico E_e ; os perfis radiais obtidos são mostrados nas Fig. V.3.a à V.3.e. O diamagnetismo do plasma, dado por:

$$\Delta\Phi = \int_0^{r_L} \vec{B} \cdot d\vec{A}_L - B_e A_L \quad (V.1)$$

onde r_L é o raio da espira única e B_e o campo magnético externo, foi calculado pelas medidas de sondas magnéticas e comparadas ao obtido pela sonda diamagnética compensada. Esses dois perfis são apresentados na Fig. V.4. E finalmente, o raio da separatriz r_s ($\Psi(r=r_s)=0$), calculado também a partir das medidas de sonda magnética e pela sonda de fluxo excluído (equação IV.14) é mostrado na Fig. V.5.

V.2 - PROCESSAMENTO DOS DADOS ESPECTROSCÓPICOS

Os dados espectroscópicos foram processados pelo melhor casamento dos pontos experimentais à convolução do perfil gaussiano do efeito Doppler e do perfil de Lorentz do efeito

Stark (equação IV.19). Um segundo caso foi também tomado considerando apenas o efeito Doppler (equação (IV.15). Uma linha de impureza do SiIII (4683 Å), de perfil gaussiano, foi acrescentado em ambos os casos. A evolução do perfil espectral da linha considerando os dois efeitos e a presença da impureza são mostrados nas Fig. V.6.a e V.6.b.

A temperatura dos íons foi obtida do alargamento Doppler. A mesma foi tomada como o valor médio dos resultados obtidos pelo casamento considerando o efeito Stark e sem este efeito. Essa alternativa foi aplicada ao caso devido a baixa resolução das medidas na região espectral distante do centro da linha. Assim, a evolução temporal da temperatura dos íons é mostrada na Fig. V.7.

V.3 - SIMULAÇÃO DA IMPLOÇÃO PELO CÓDIGO HÍBRIDO

O código híbrido foi simulado tomando 5000 partículas distribuídas no espaço de fase em equilíbrio termodinâmico no instante inicial. O passo de tempo tomado foi de 1 nanoseg e o tempo total simulado de 1,7 microseg (tempo de Cpu ~2 h). O melhor casamento com os resultados experimentais foi obtido no caso do algoritmo de Chodura com valores de $C_I=C_{II}=1,0$ e $F_I=F_{II}=5,5$. Outro caso simulado e casado foi tomando a condutividade anômala (equação I.3). Os perfis do campo magnético axial obtidos para os dois casos estão traçados junto ao perfil experimental nas Fig. V.1 e V.1.a. As características do plasma durante a implosão são mostradas no Apêndice F.

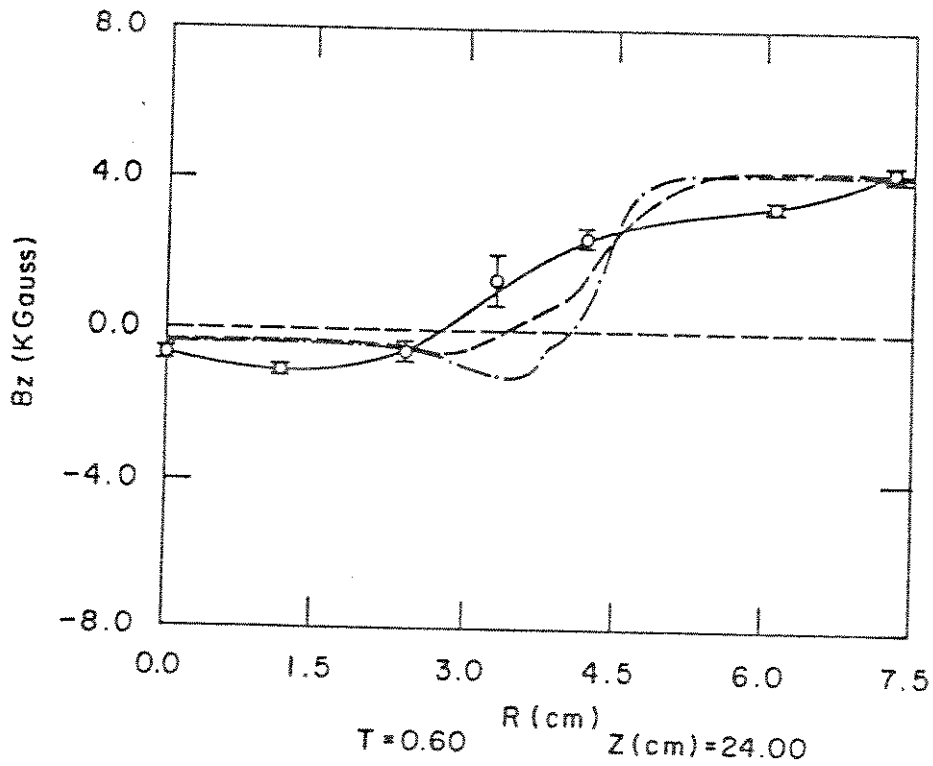
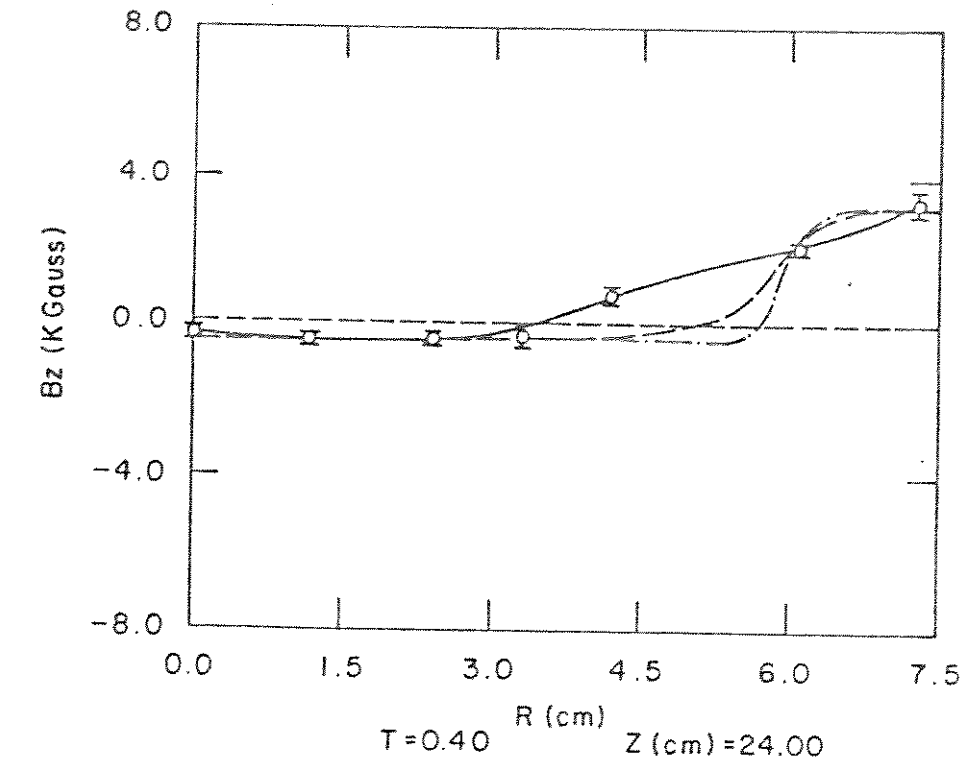


Fig. V.1 - Perfis radiais de B_z interpolados (linha cheia) aos pontos experimentais e perfis teóricos com a resistividade de Chodura (----) e a resistividade anômala (-.-.-). T em microseg.

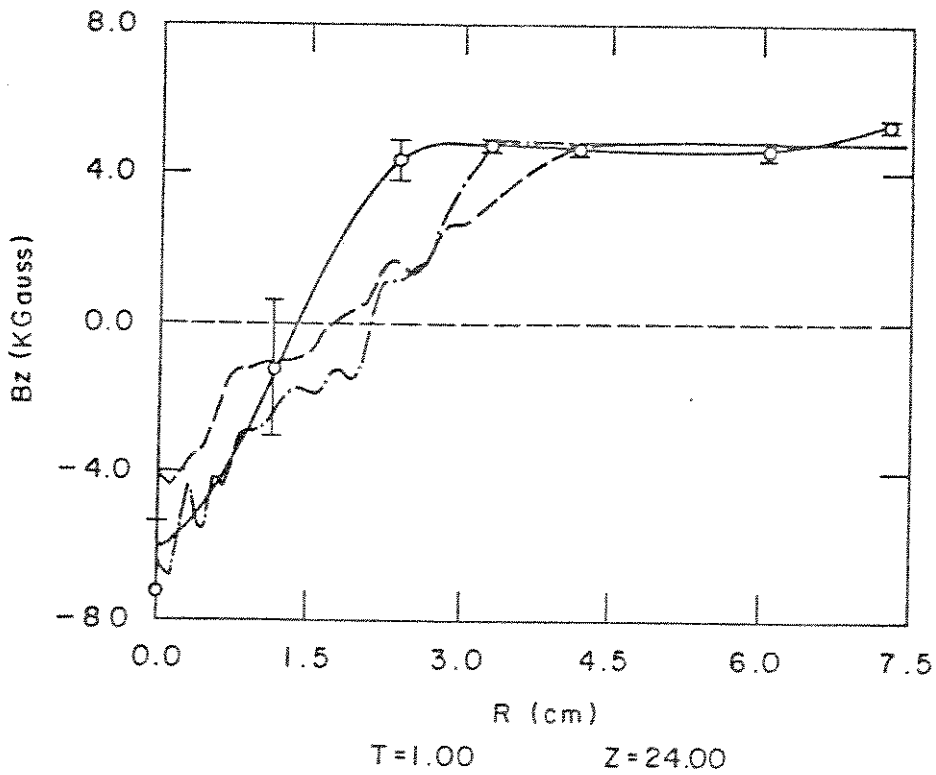
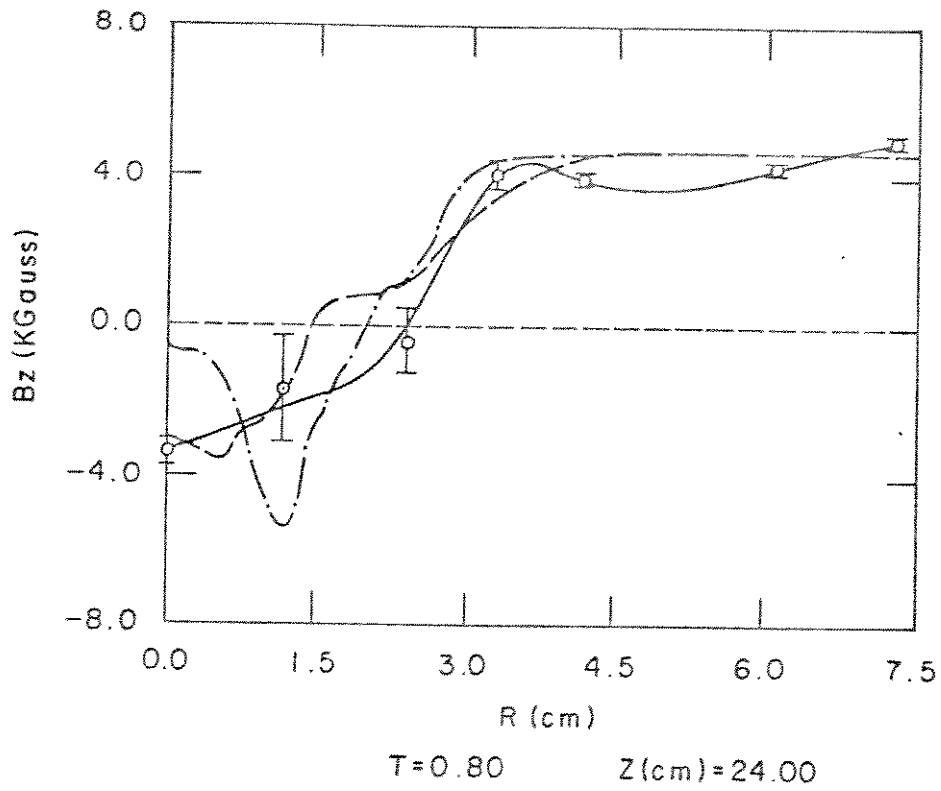


Fig. V.1.a - Perfis radiais de B_z interpolados (linha cheia) aos pontos experimentais e perfis teóricos com a resistividade de Chodura (----) e a resistividade anômala (-.-.-). T em microseg.

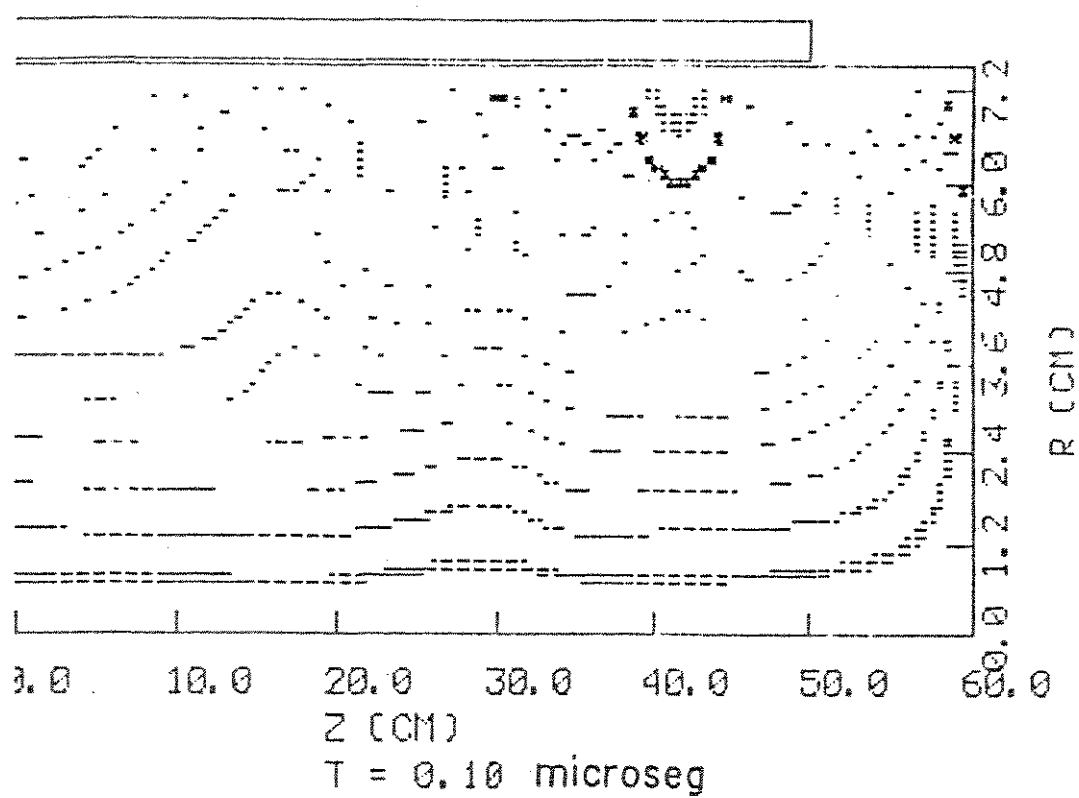
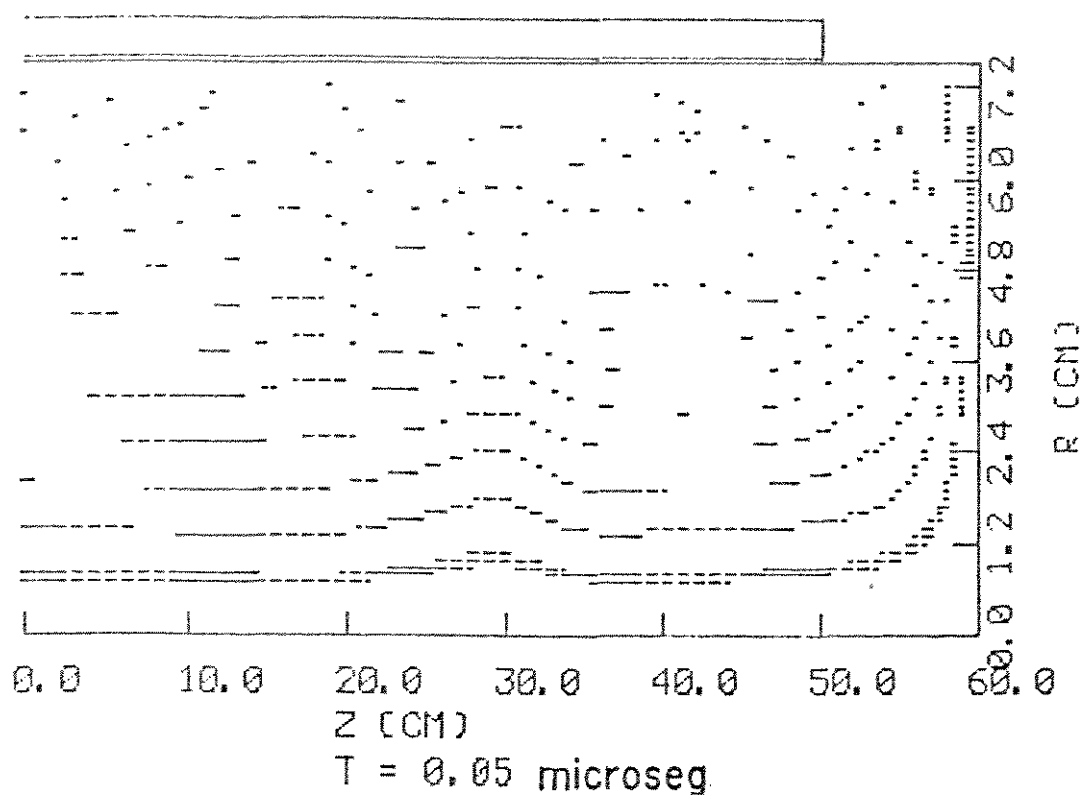


Fig. V.2 - Superfícies de fluxo magnético constante (-) e igual a zero (*).

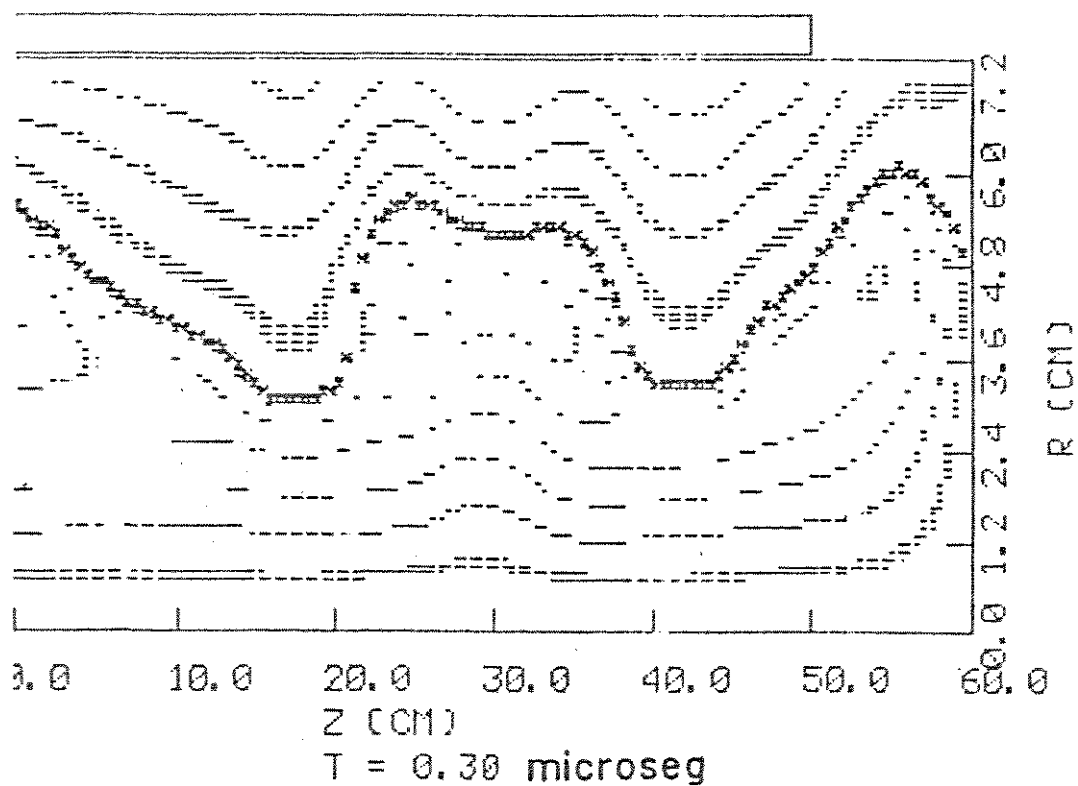
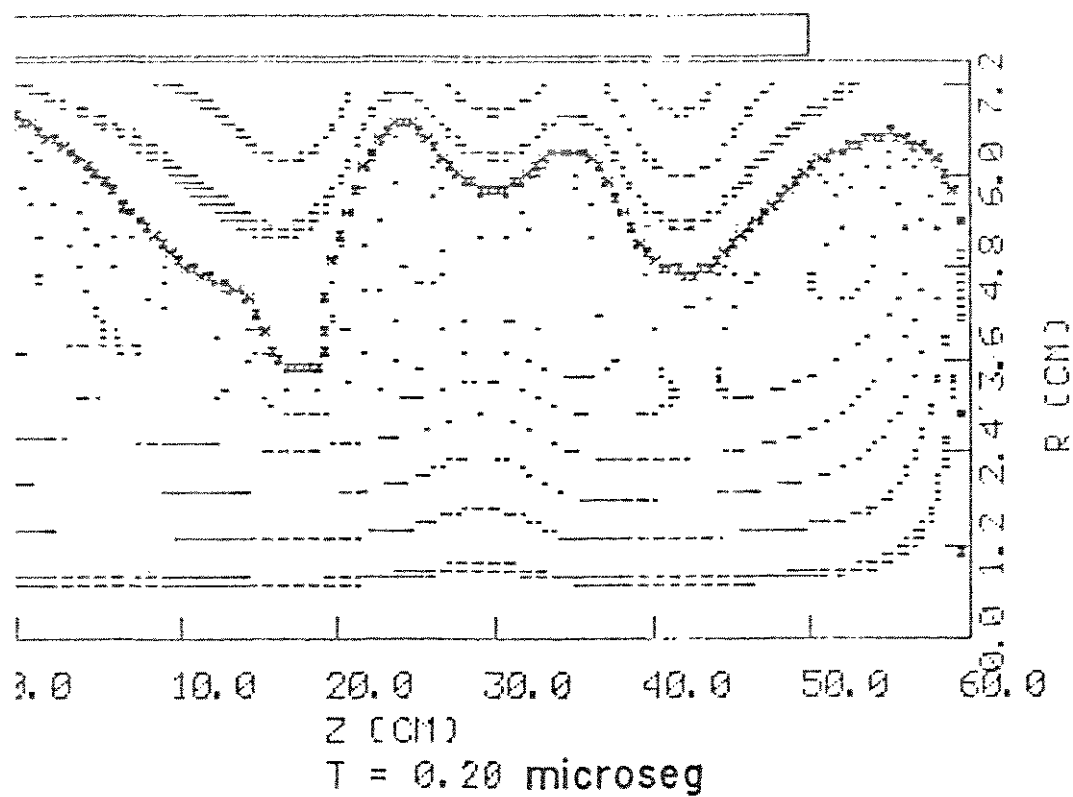


Fig. V.2.a - Superfícies de fluxo magnético constante (-) e igual a zero (*).

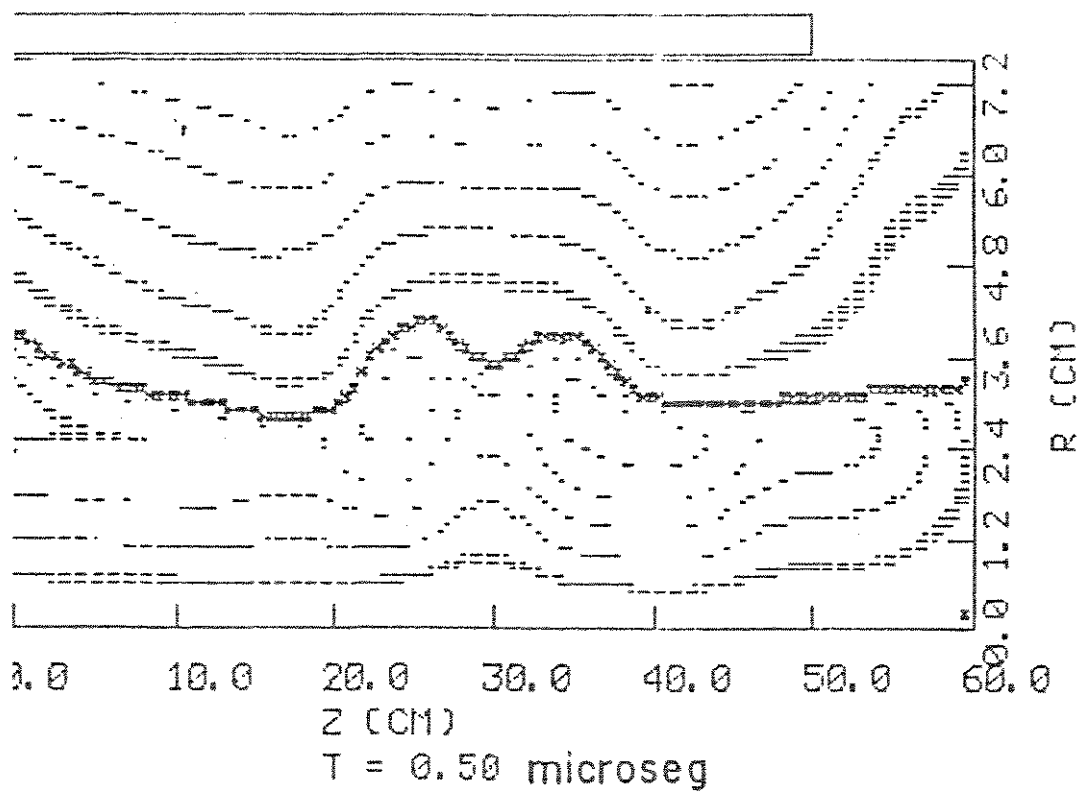
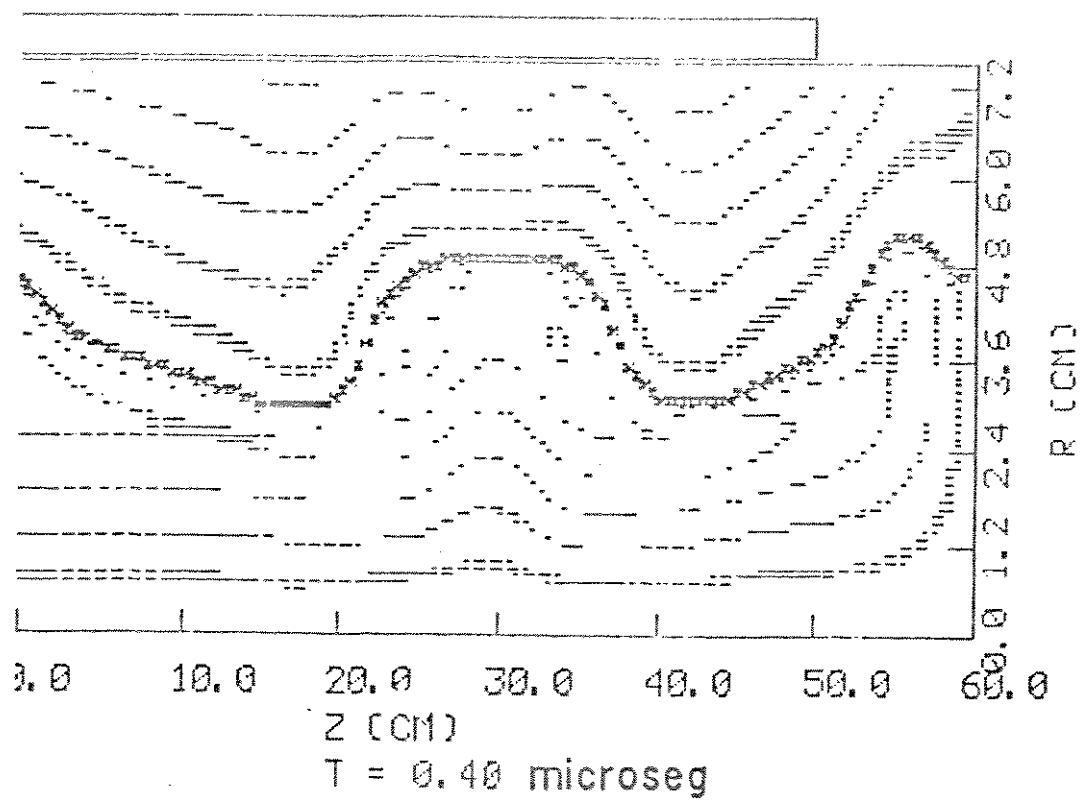


Fig. V.2.b - Superfícies de fluxo magnético constant (-) e igual a zero (*).

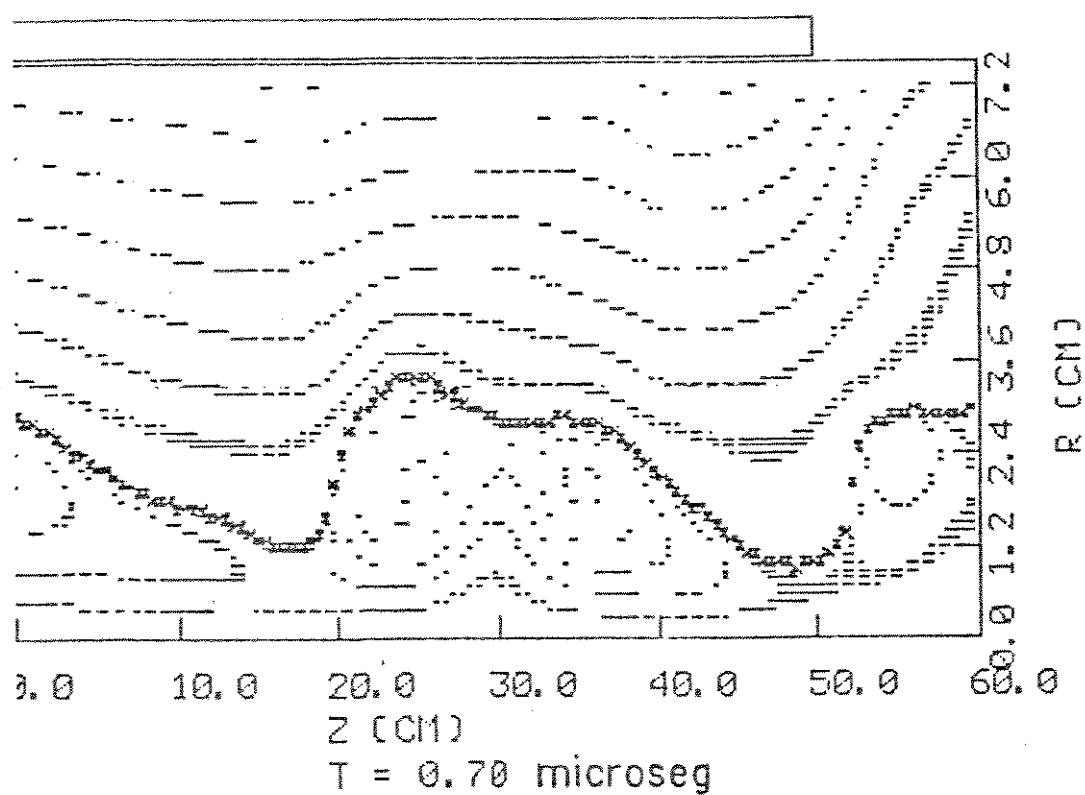
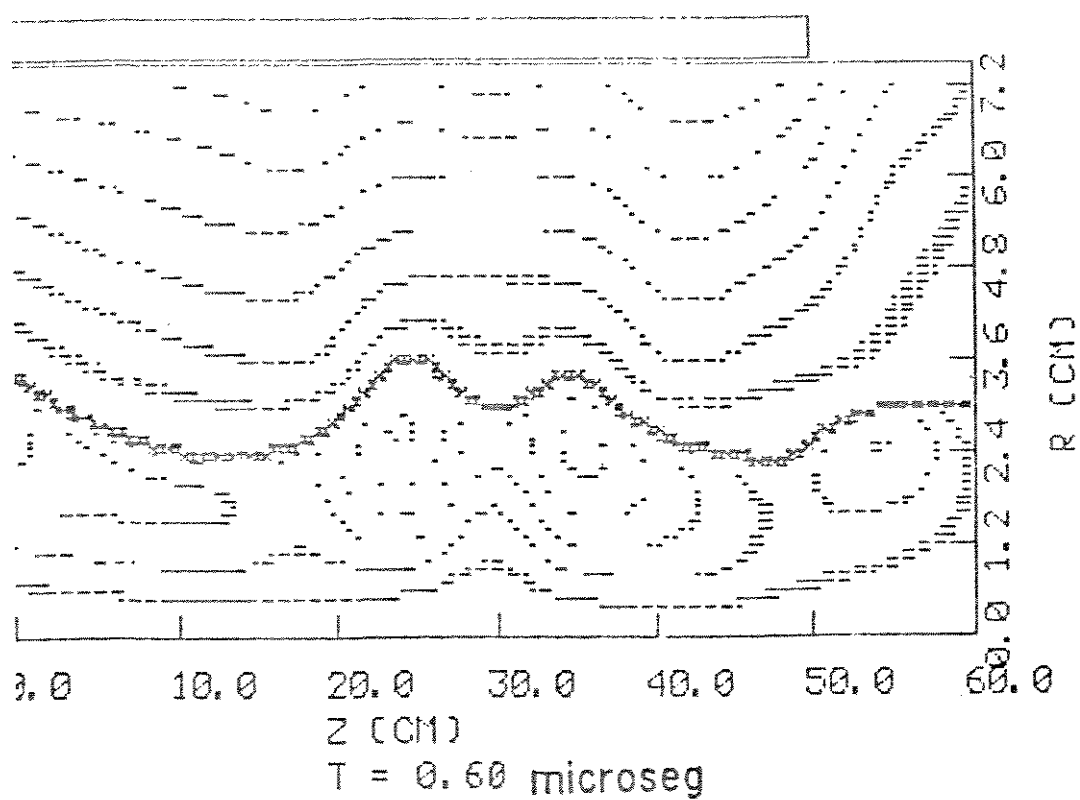


Fig. V.2.c - Superfícies de fluxo magnético constante (-) e igual a zero (*).

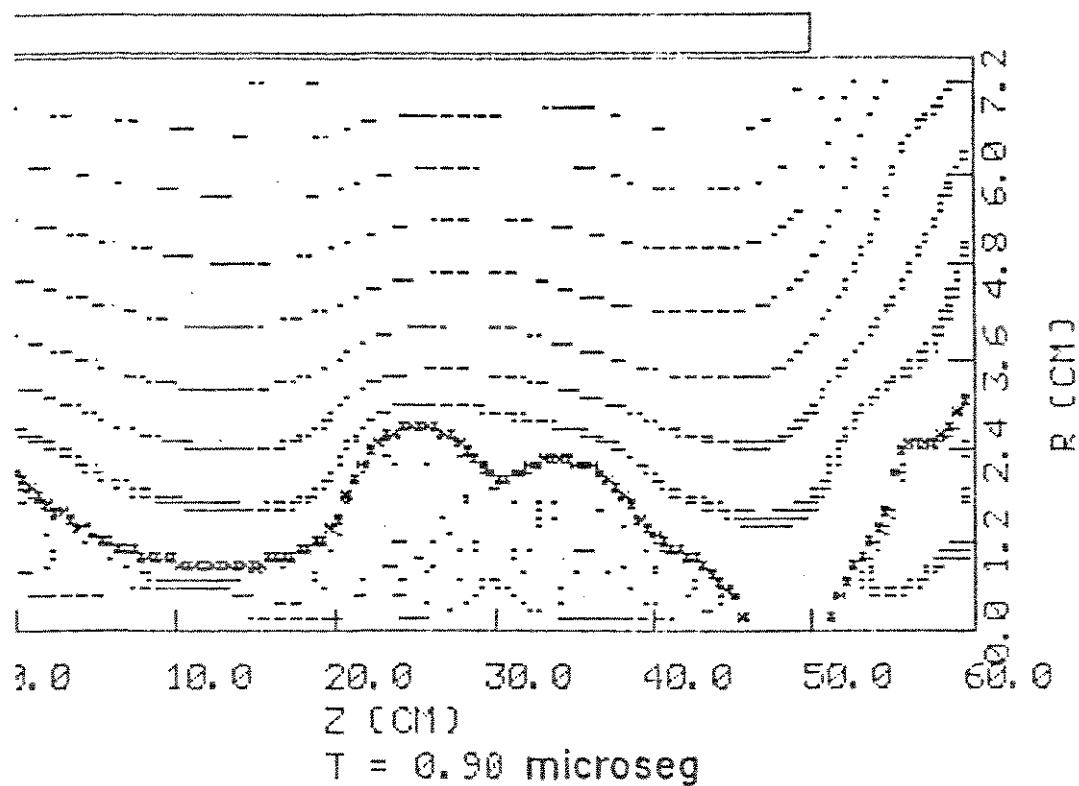
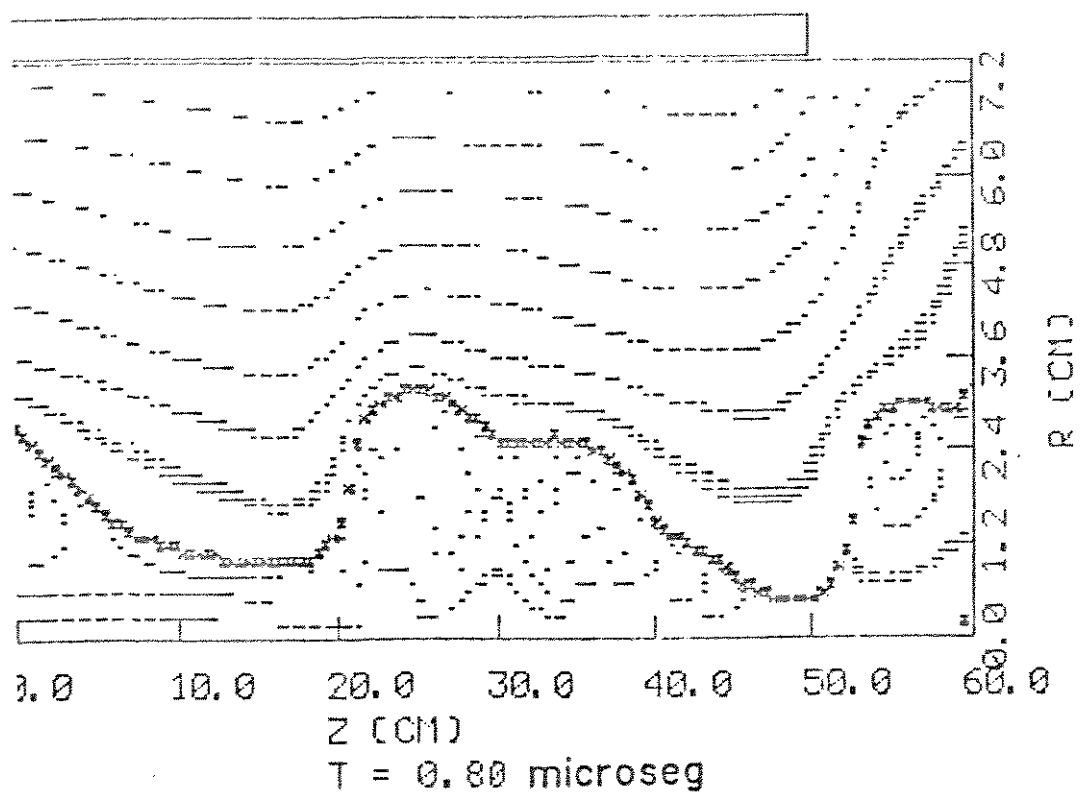


Fig. V.2.d - Superfícies de fluxo magnético constante (-) e igual a zero (*).

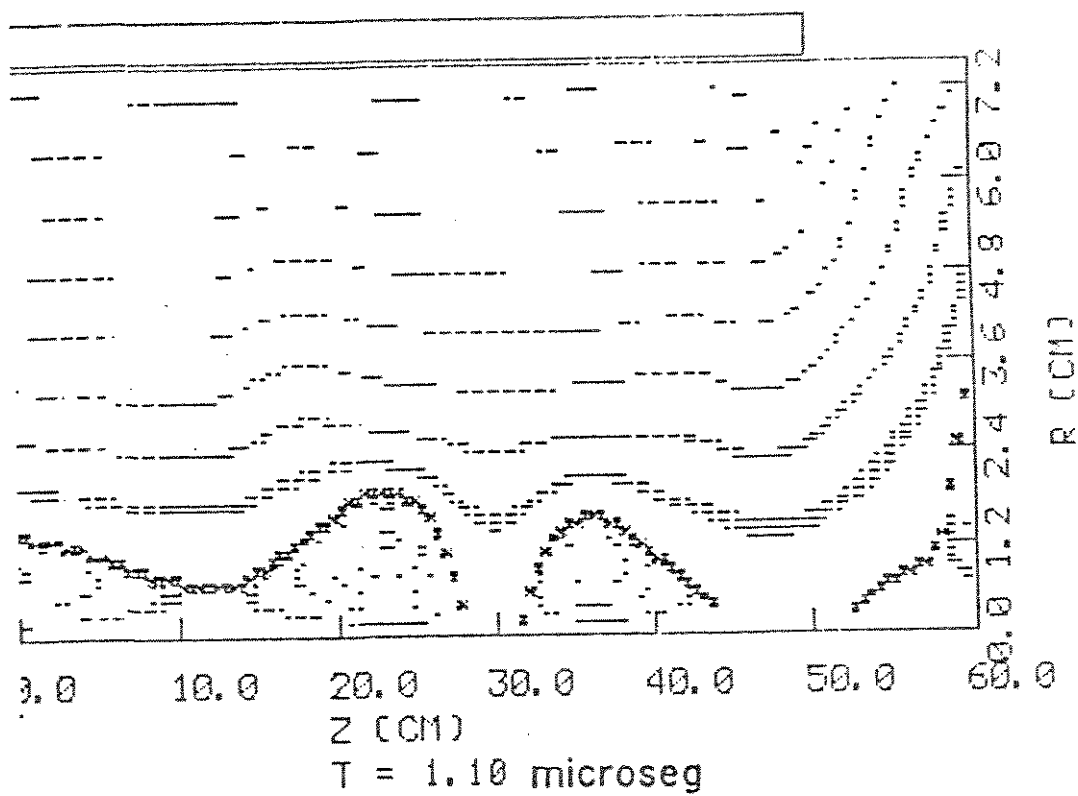
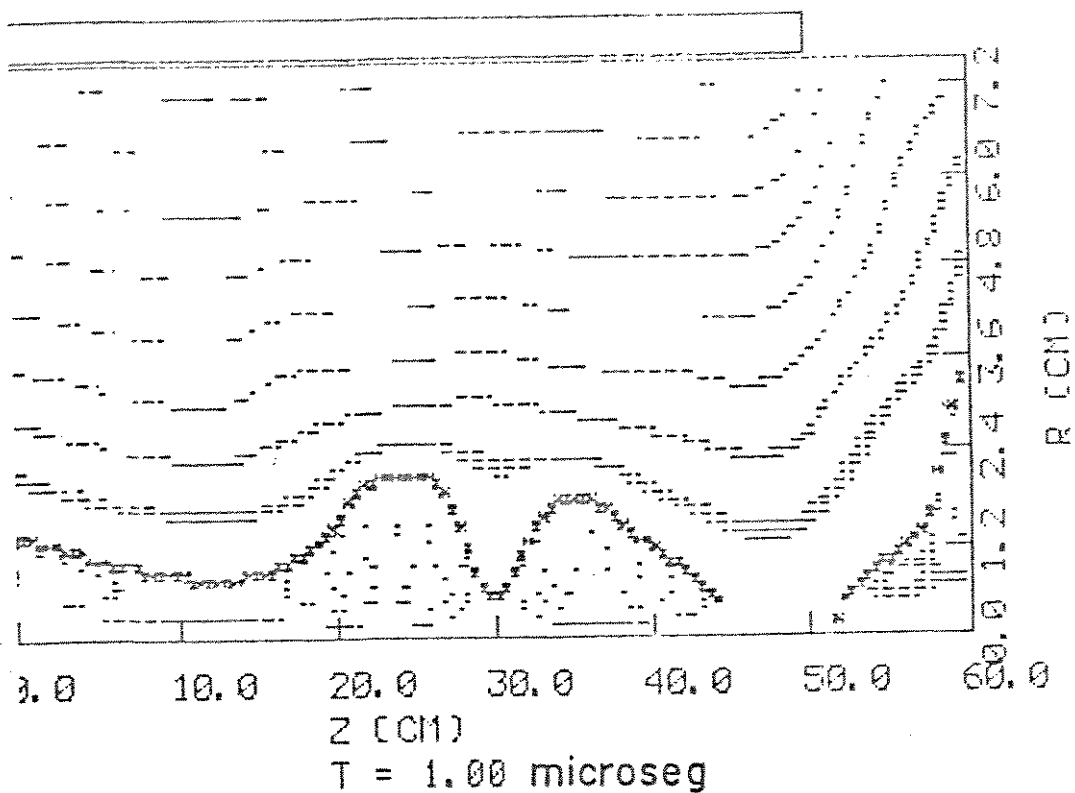


Fig. V.2.e - Superfícies de fluxo magnético constante (-) e igual a zero (*).

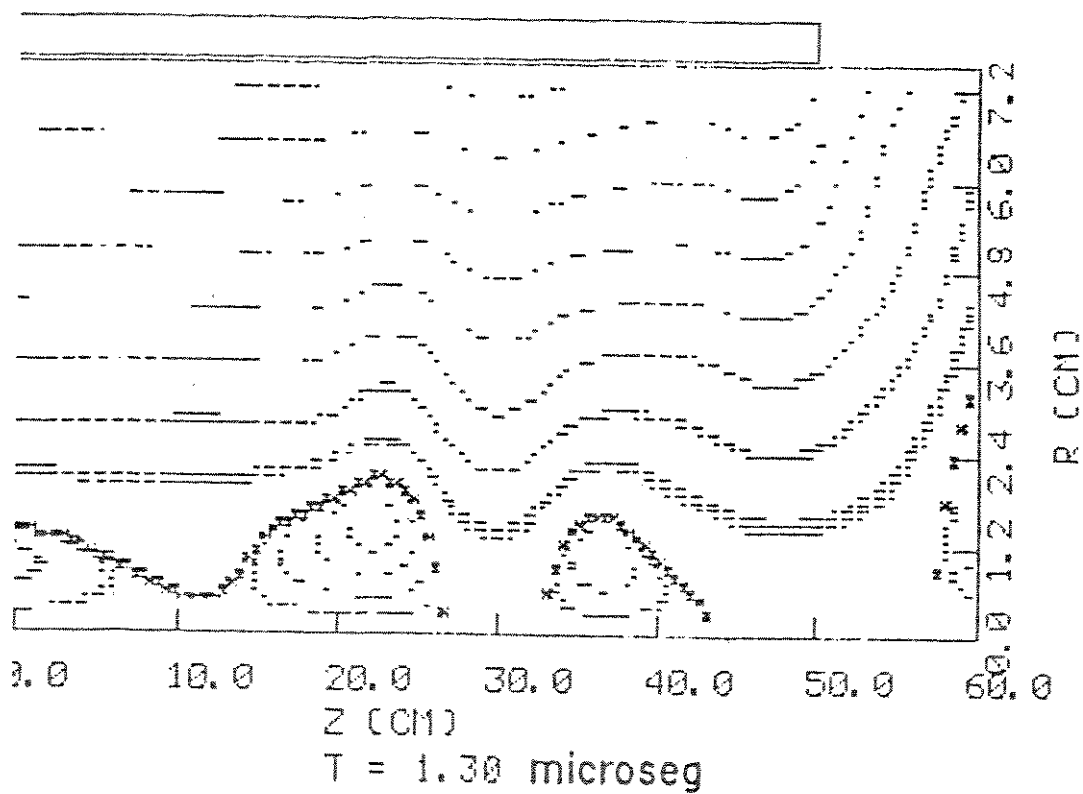
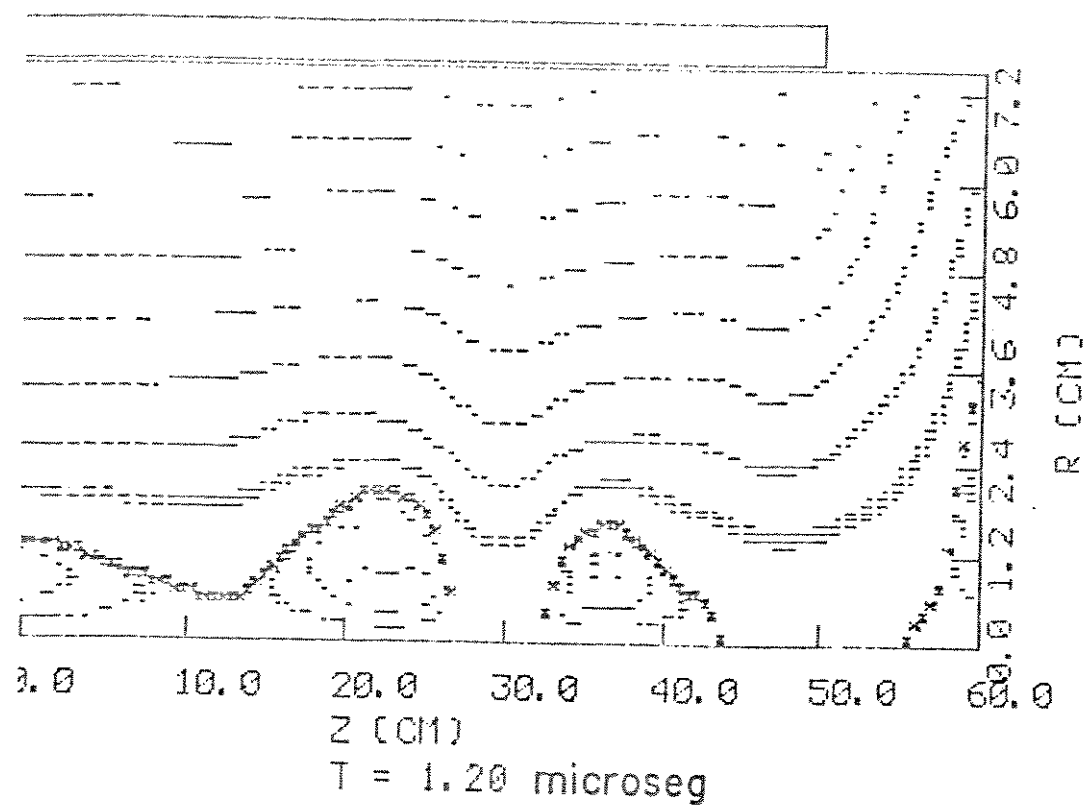


Fig. V.2.f - Superfícies de fluxo magnético constante (-) e igual a zero (*).

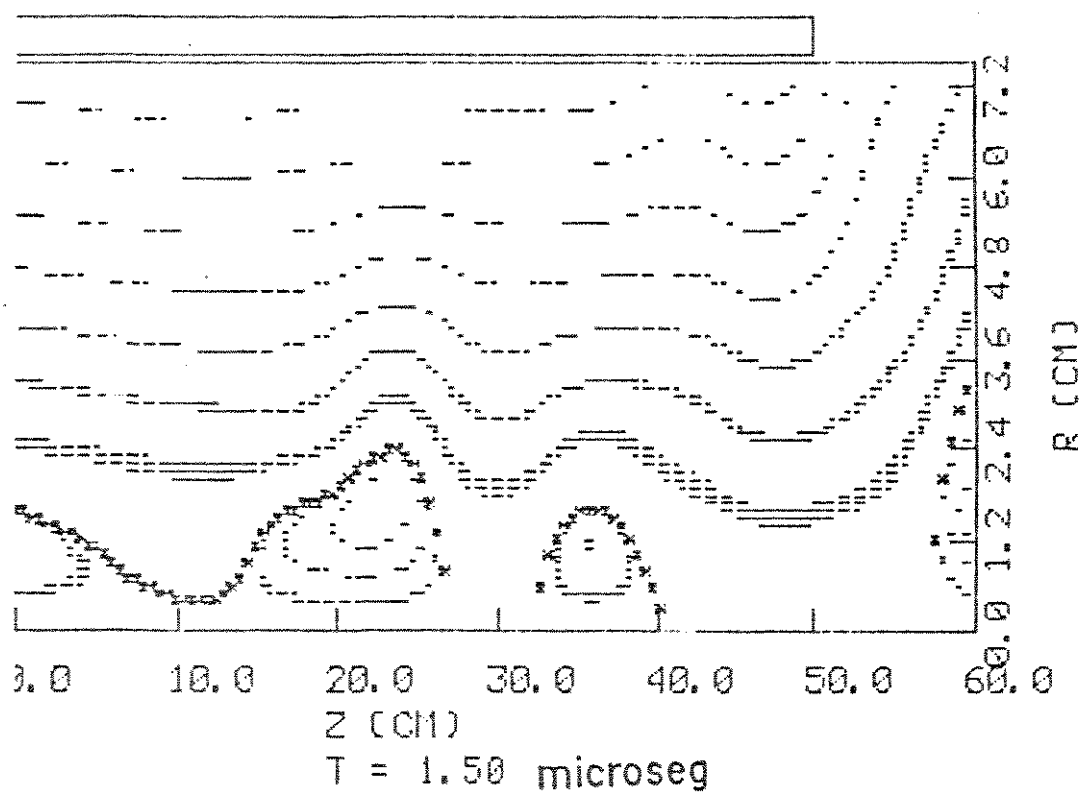
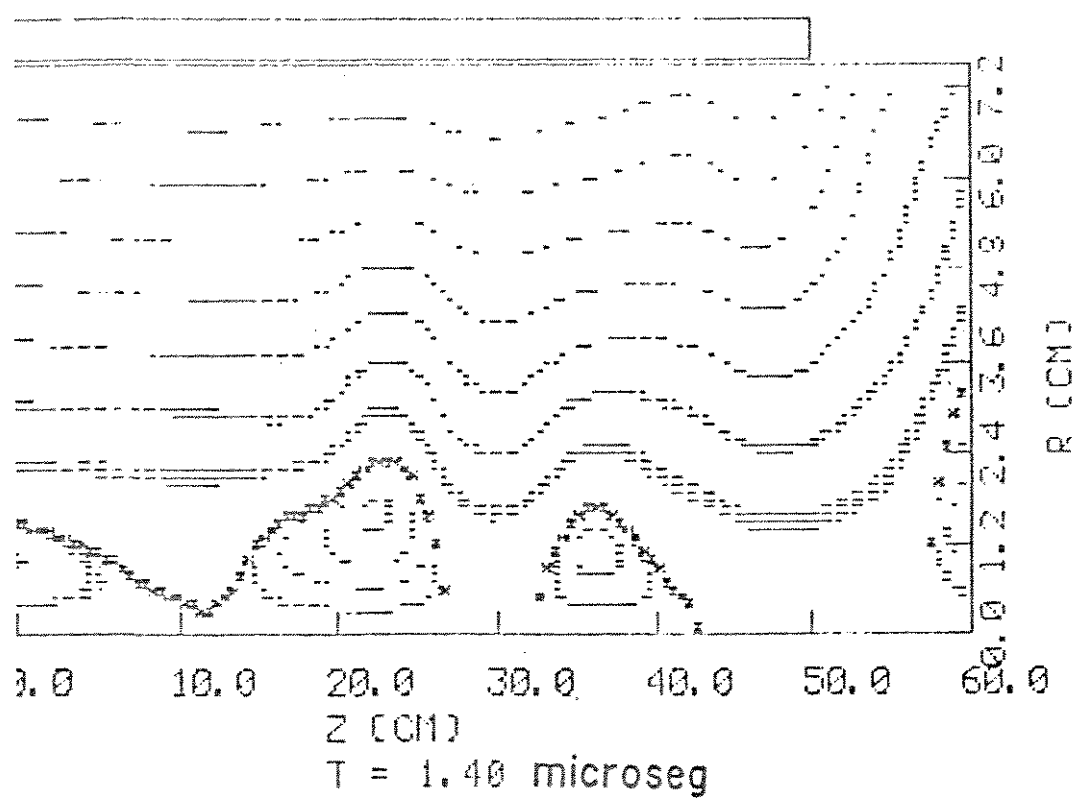


Fig. V.2.g - Superfícies de fluxo magnético constante (-) e igual a zero (*).

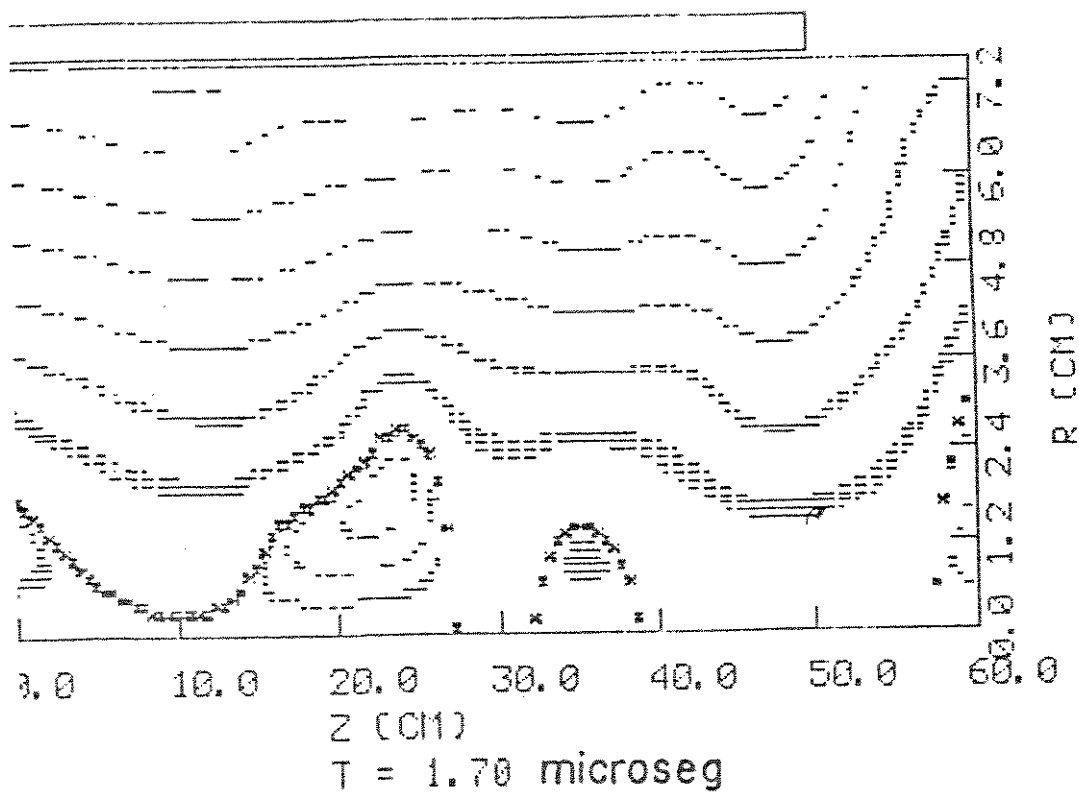
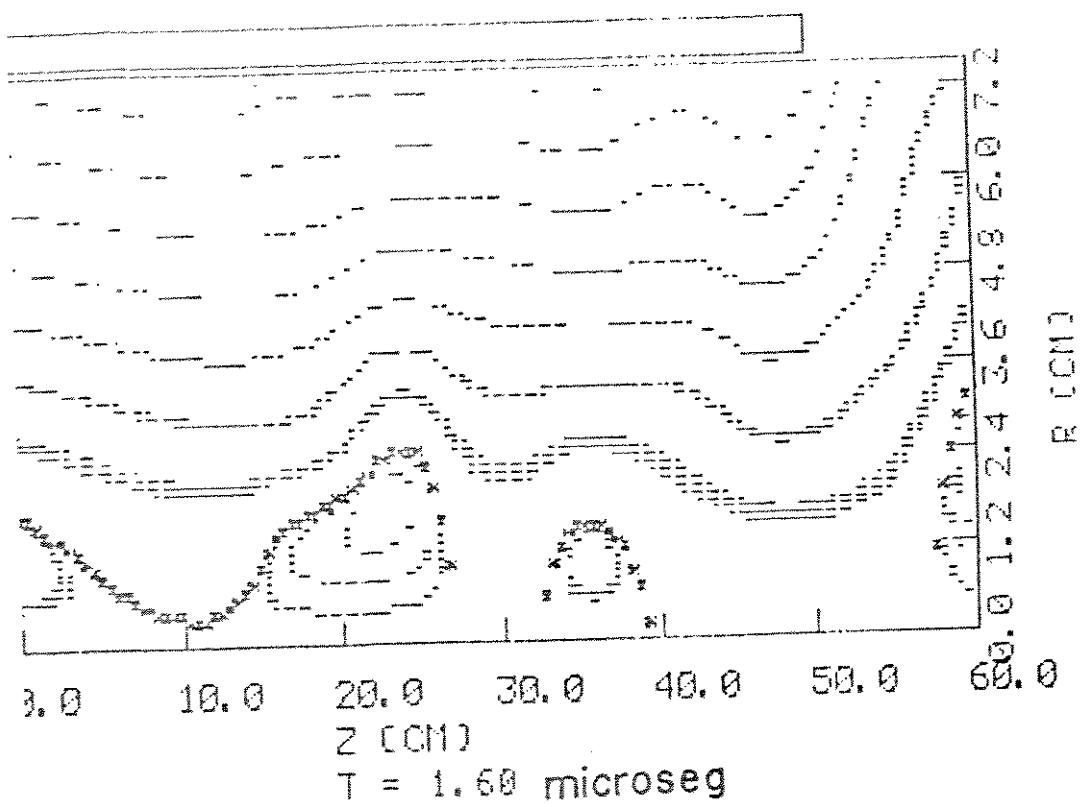


Fig. V.2.h - Superfícies de fluxo magnético constante (-) e igual a zero (*).

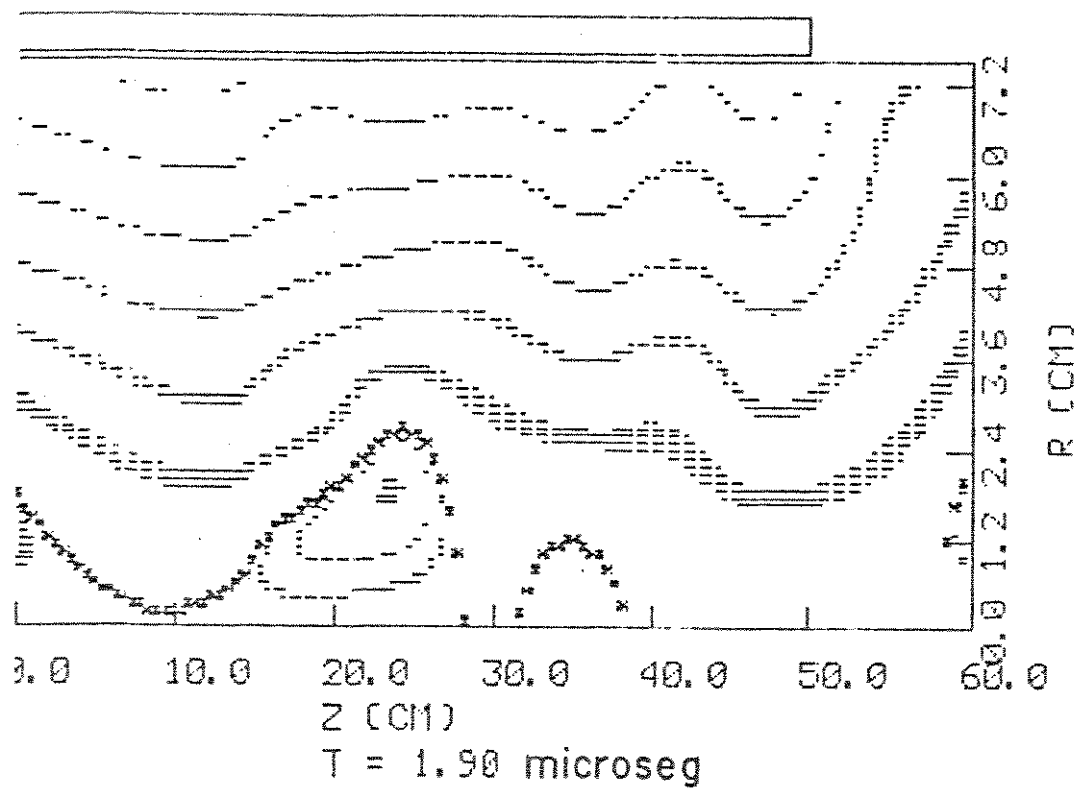
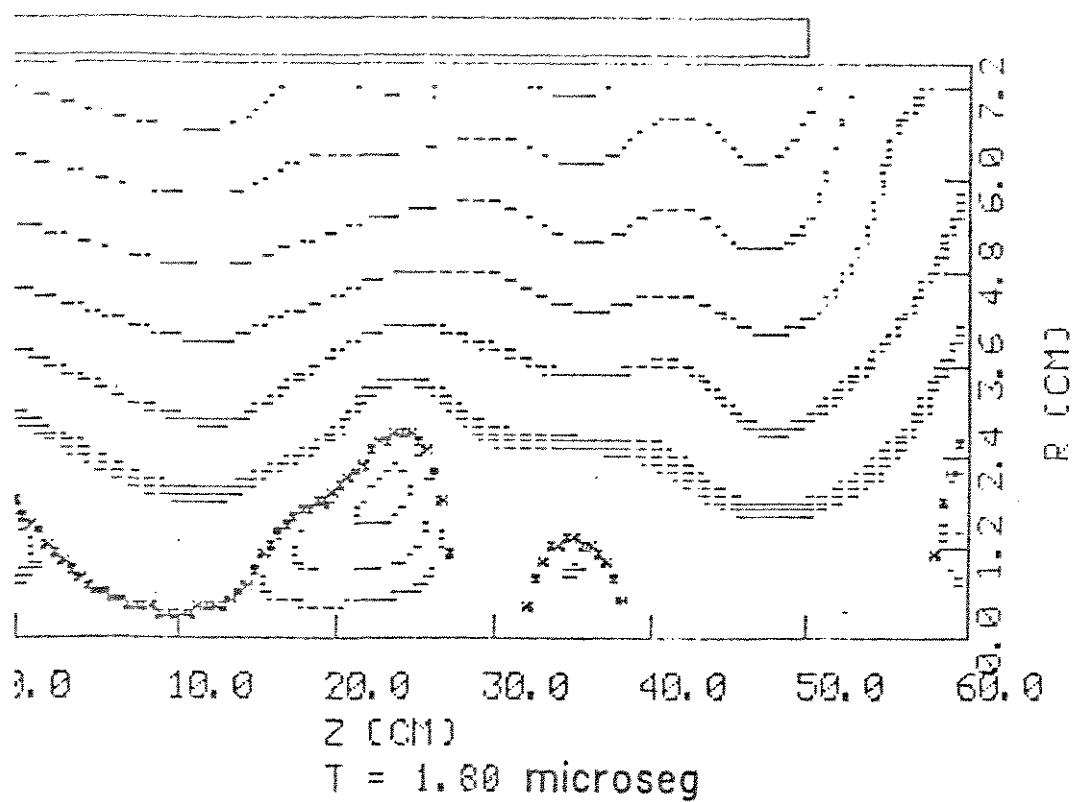


Fig. V.2.i - Superfícies de fluxo magnético constante (-) e igual a zero (*).

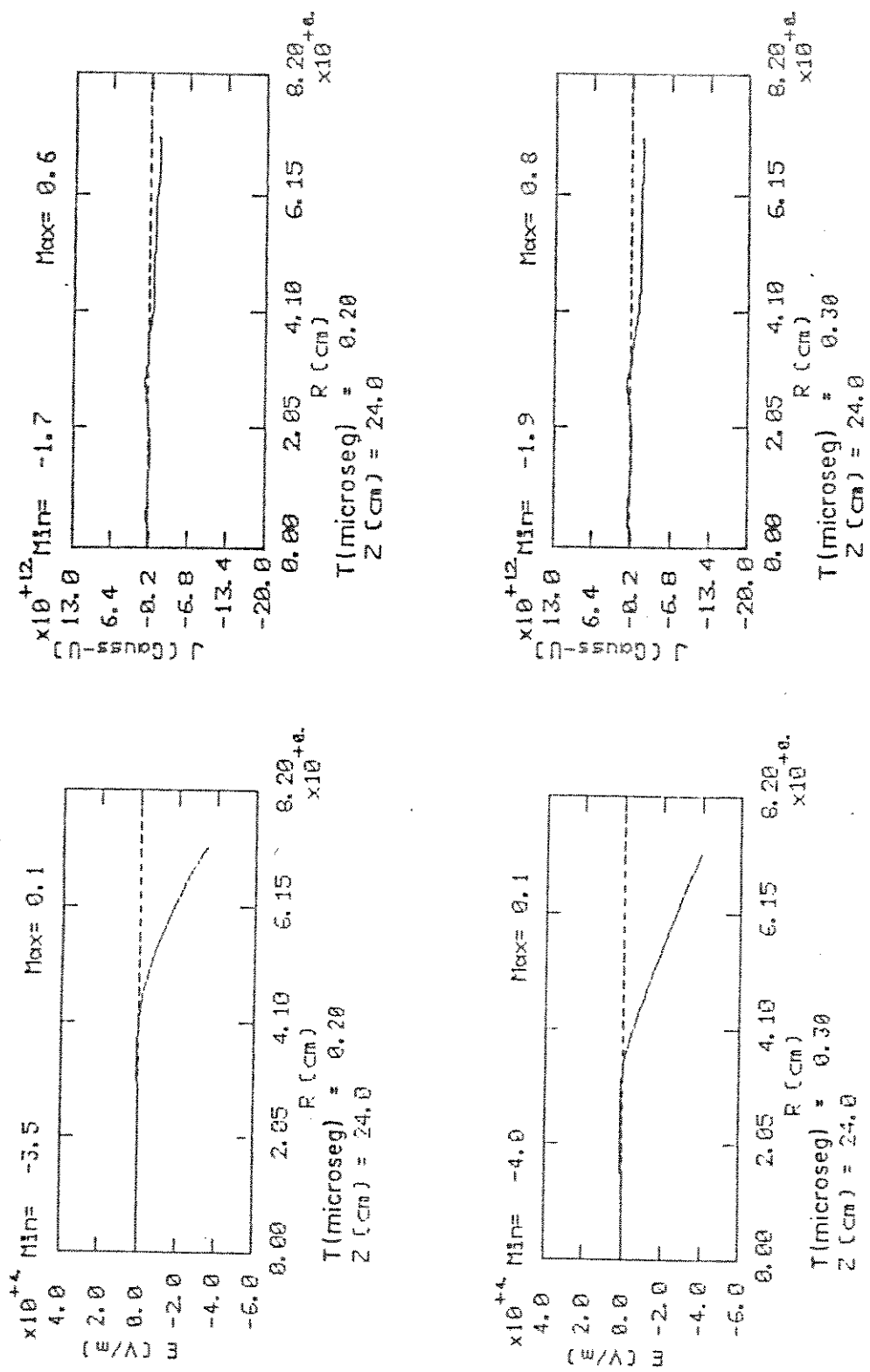


Fig. V.3 - Perfis radiais calculados do campo elétrico e da densidade de corrente azimutal.

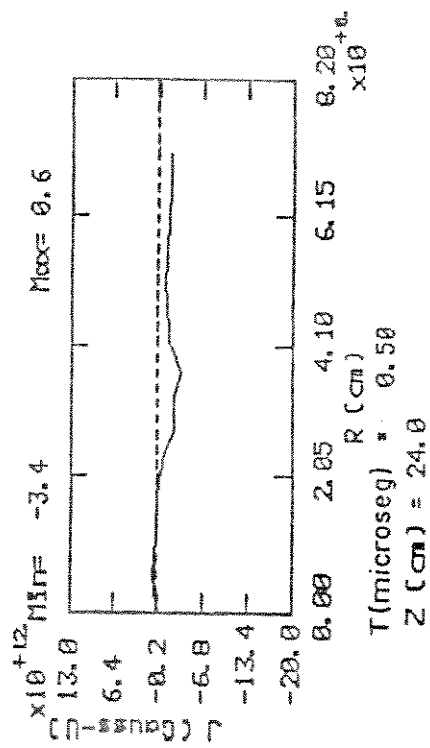
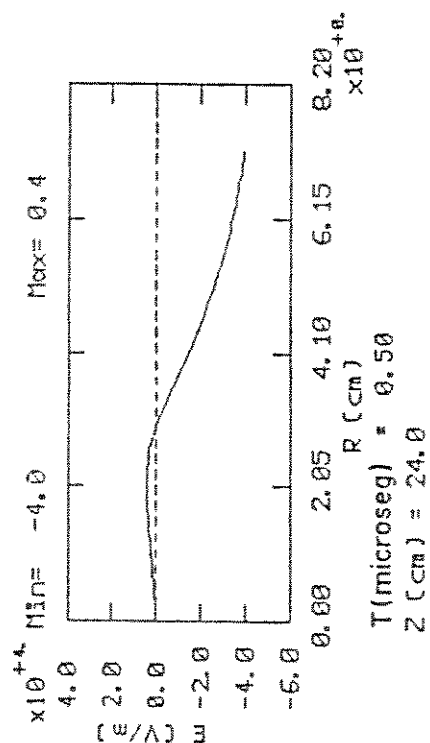
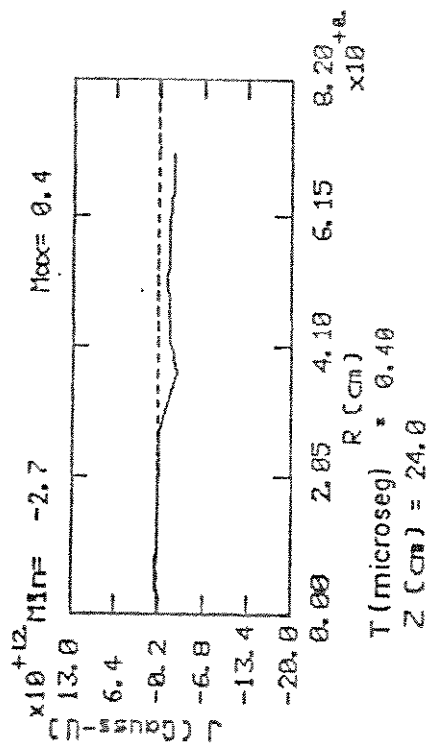
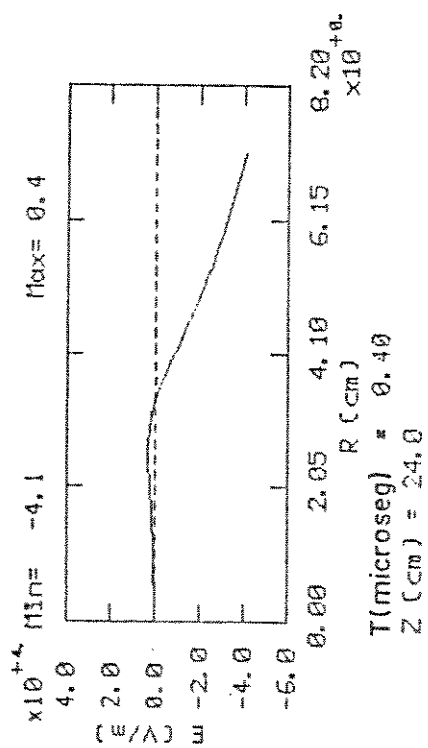


Fig. V.3.a - Perfis radiais calculados do campo elétrico e da densidade de corrente azimutal.

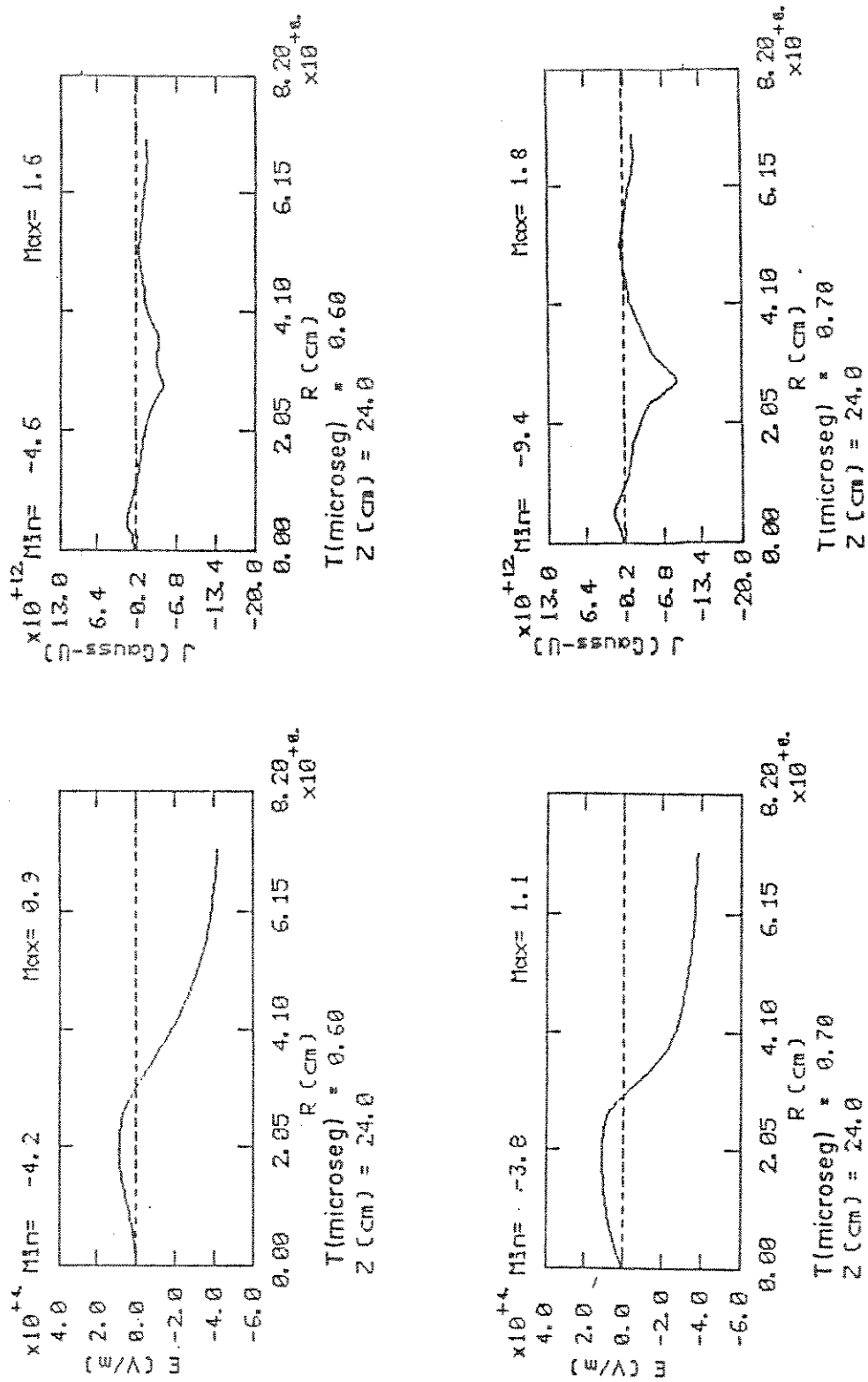


Fig. V.3.b - Perfis radiais calculados do campo elétrico e da densidade de corrente azimutal.

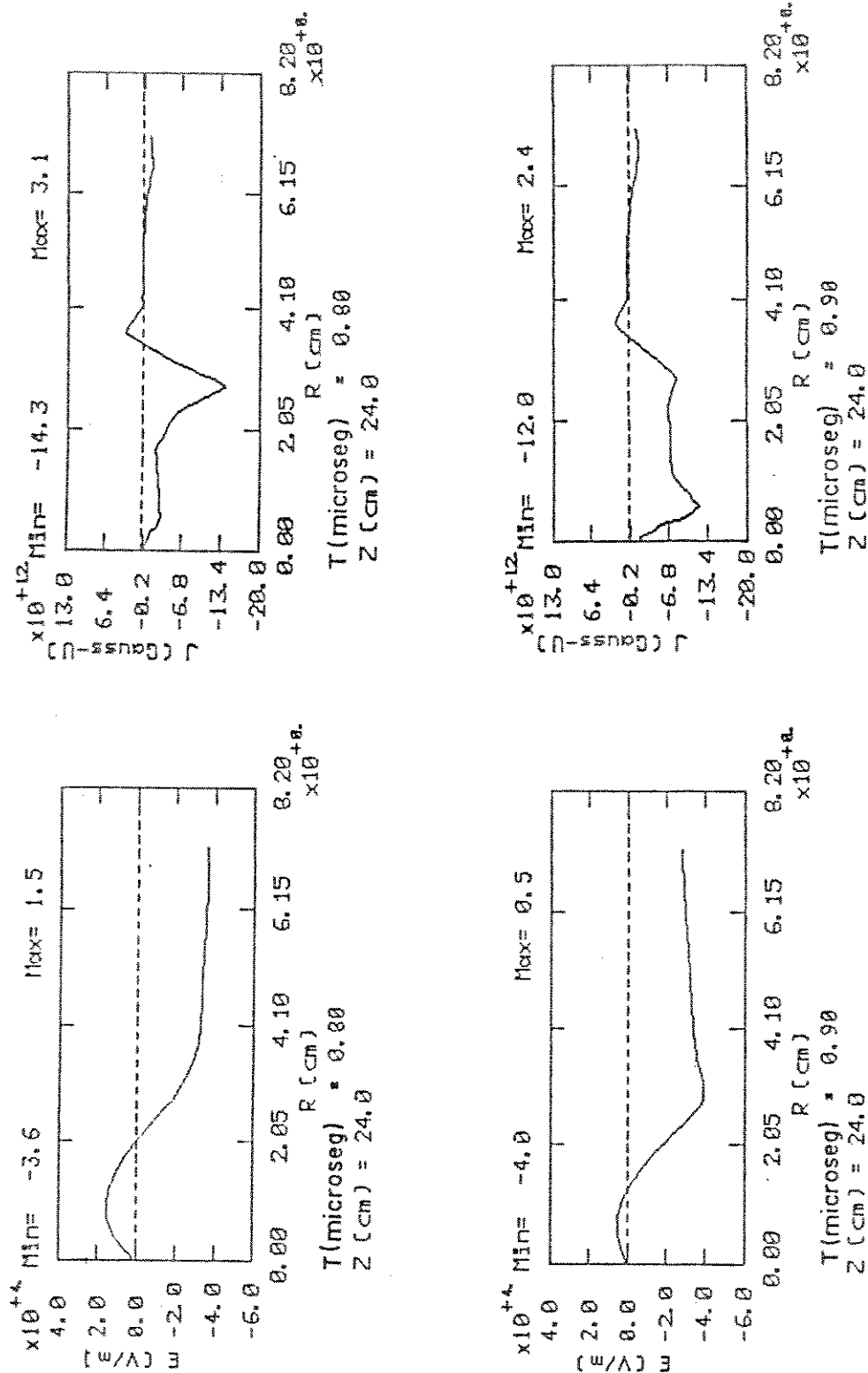


Fig. V.3.c - Perfis radiais calculados do campo elétrico e da densidade de corrente azimutal.

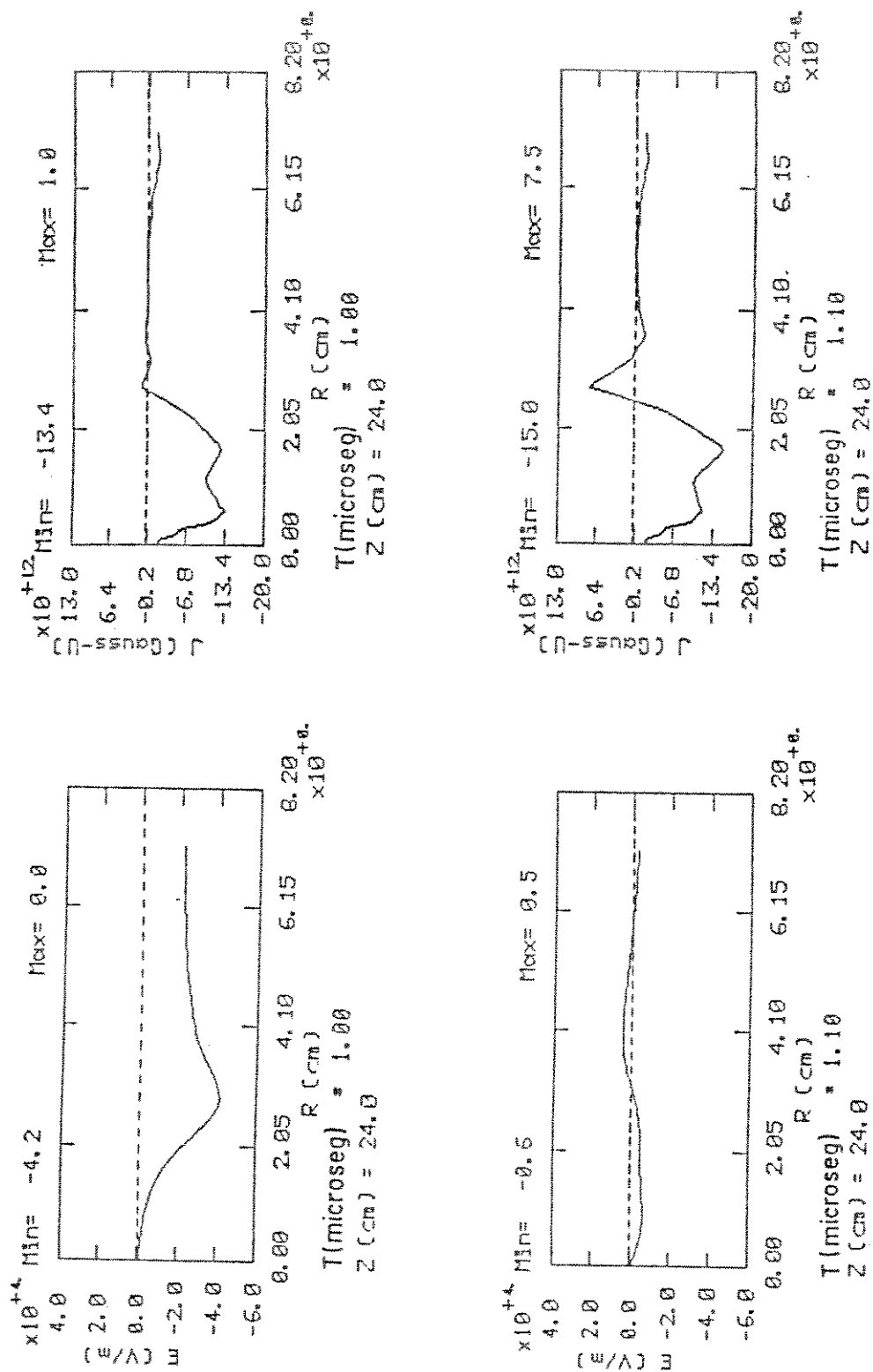


Fig. V.3.d - Perfis radiais calculados do campo elétrico e da densidade de corrente azimutal.

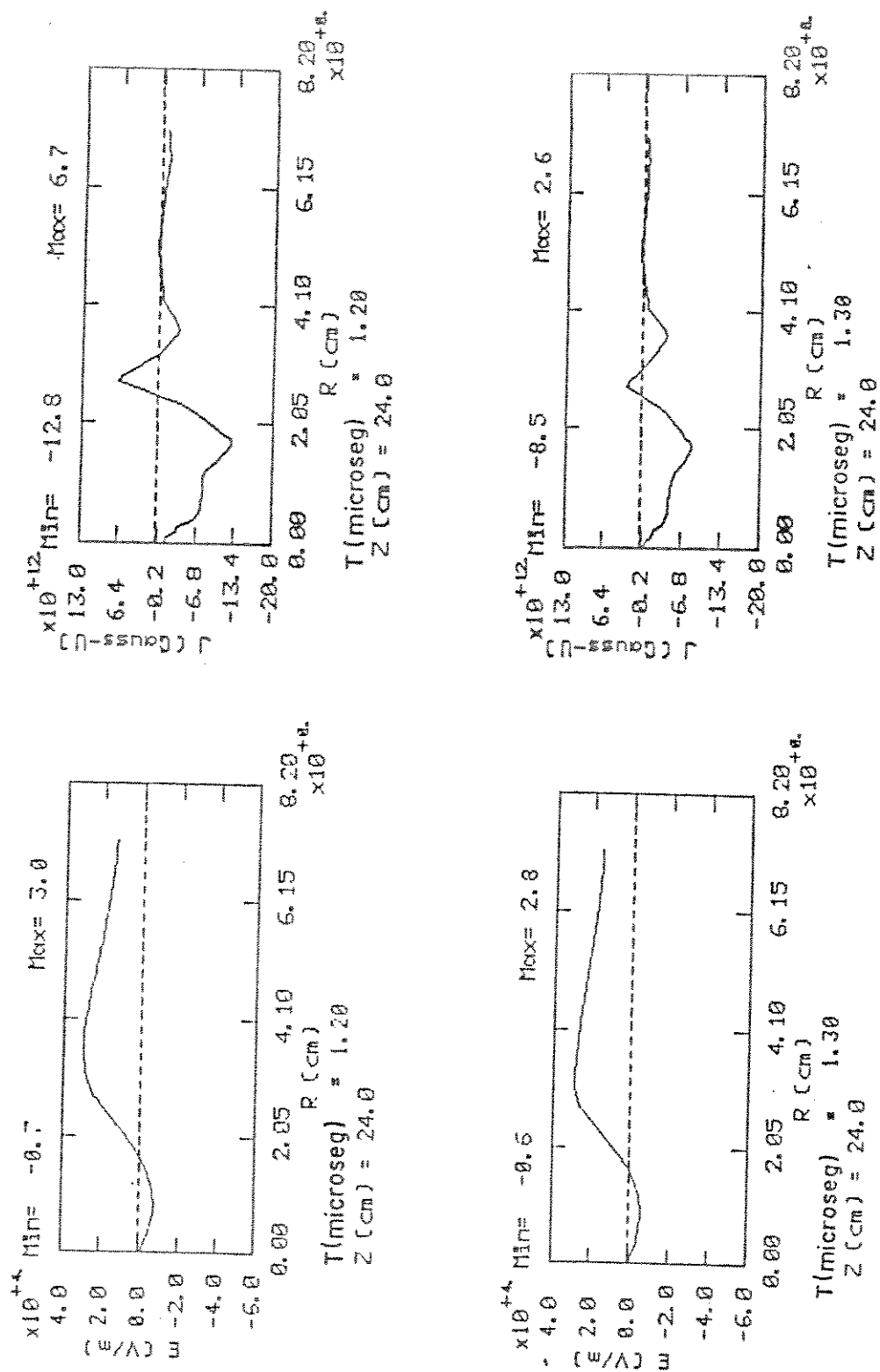


Fig. V.3.e - Perfis radiais calculados do campo elétrico e da densidade de corrente azimutal.

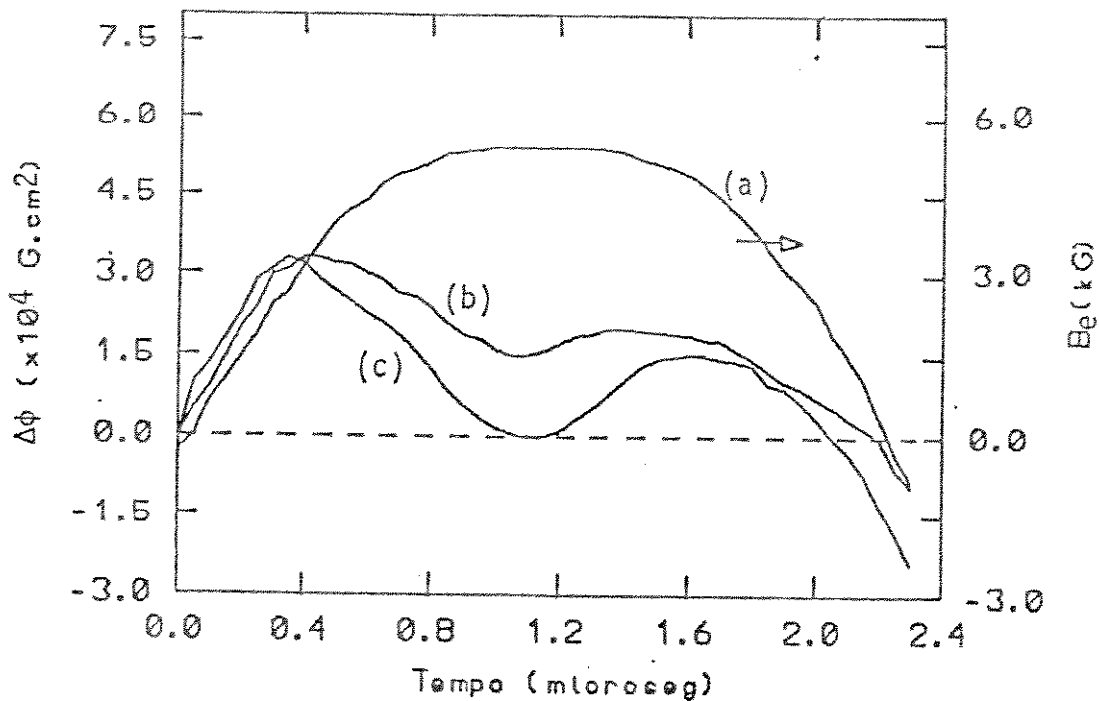


Fig. V.4 - Perfis temporais do campo magnético externo B_e (a) e do diamagnetismo do plasma $\Delta\phi$ obtido por sonda magnética (b) e por sonda diamagnética compensada (c).

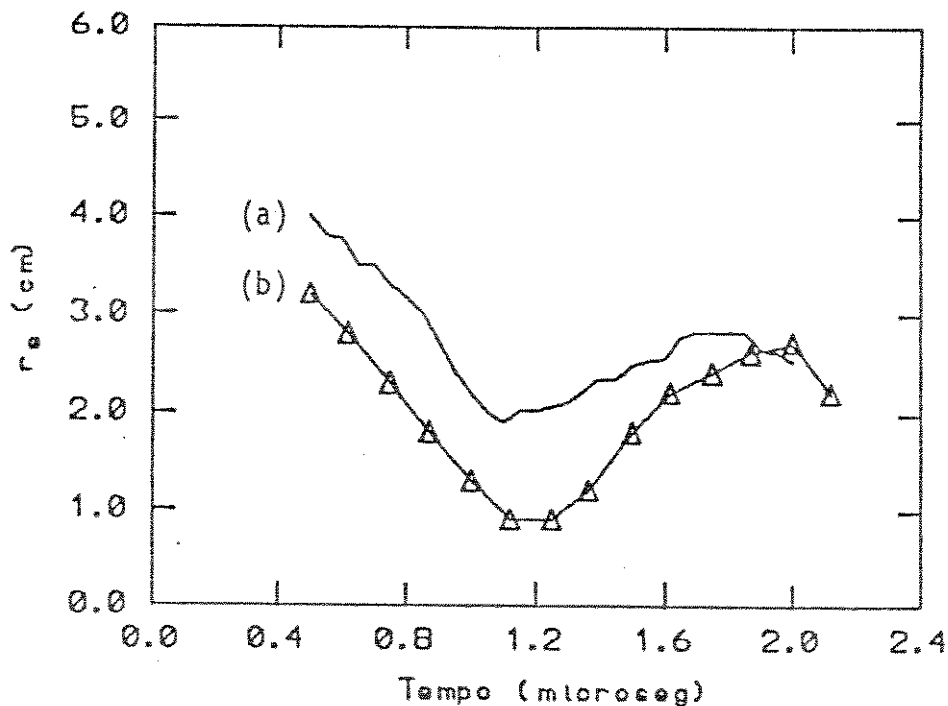


Fig. V.5 - Perfis temporais do raio da separatriz r_s obtido por sonda magnética (a) e por sonda de fluxo excluído (b).

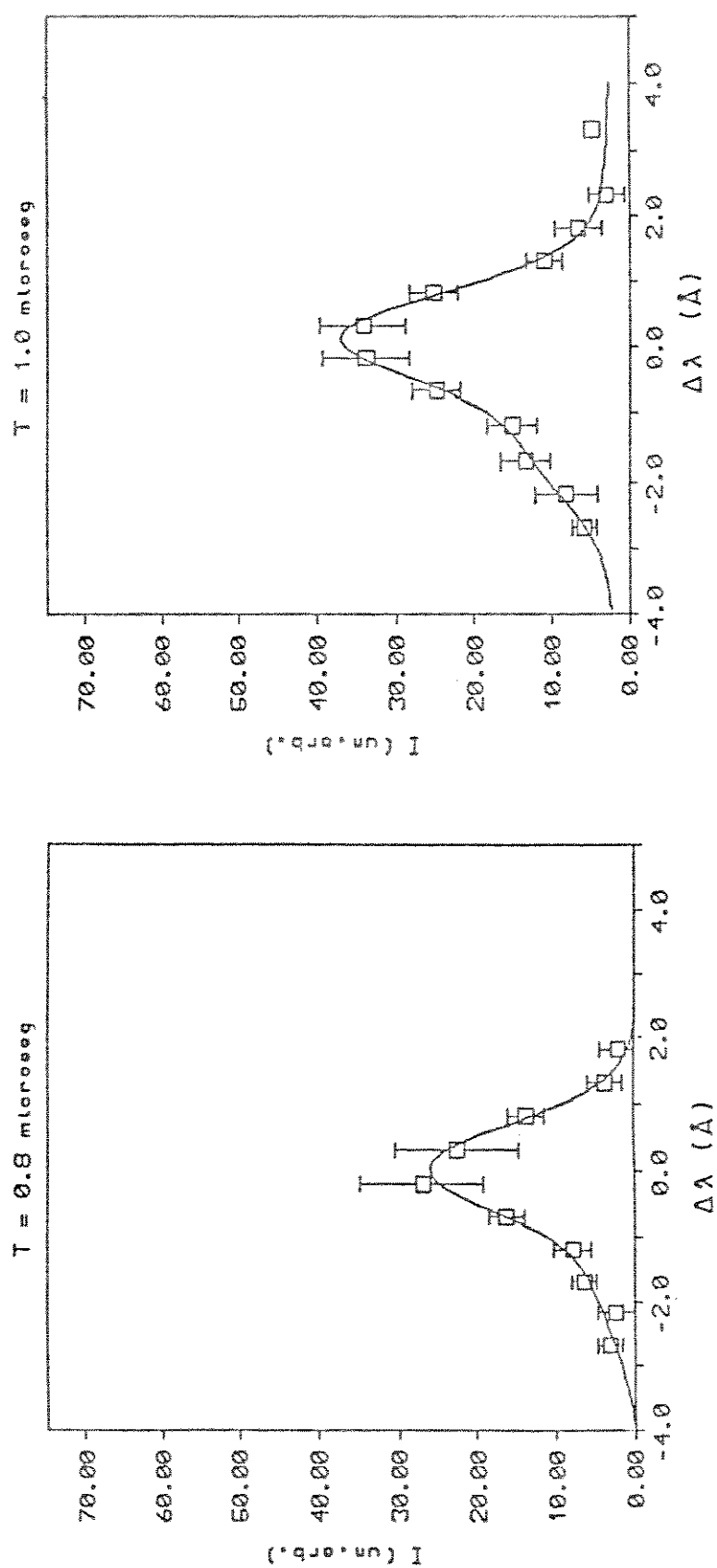


Fig. V.6 - Perfis espectrais da linha 4686 Å do HeII a 40 mTorr (centro) e da linha 4683 Å do SiIII (à esq.).

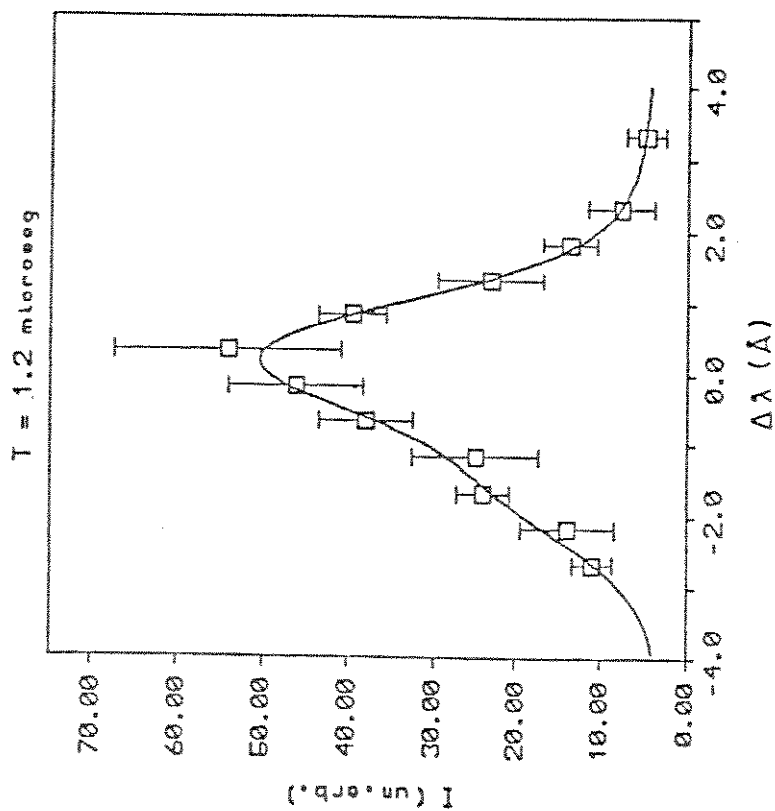
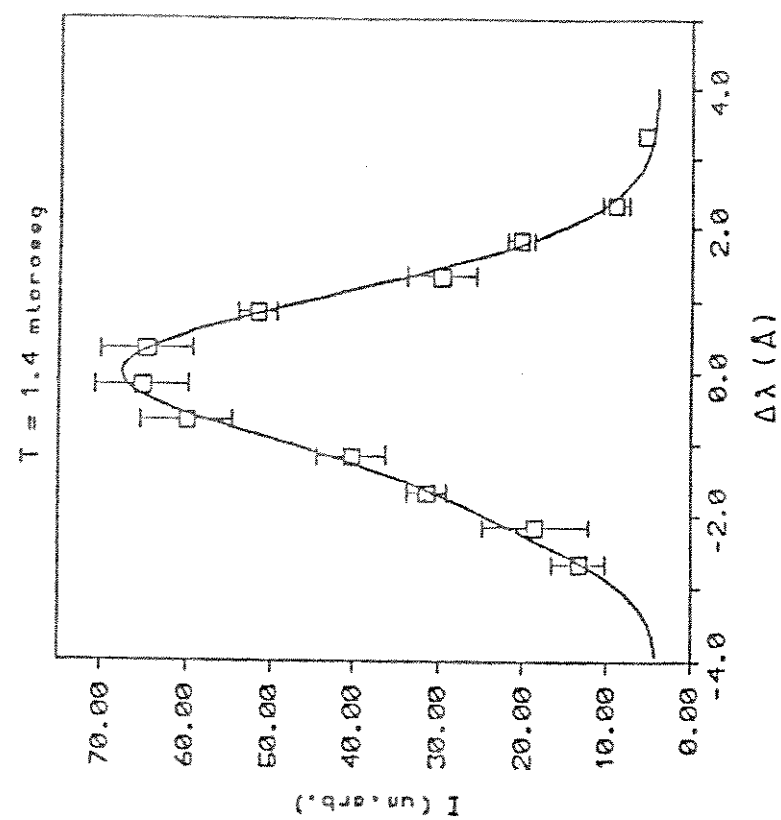


Fig. V.6.a - Perfis espectrais da linha 4686 Å do HeII a 40 mTorr (centro) e da linha 4683 Å do SiIII (à esq.).

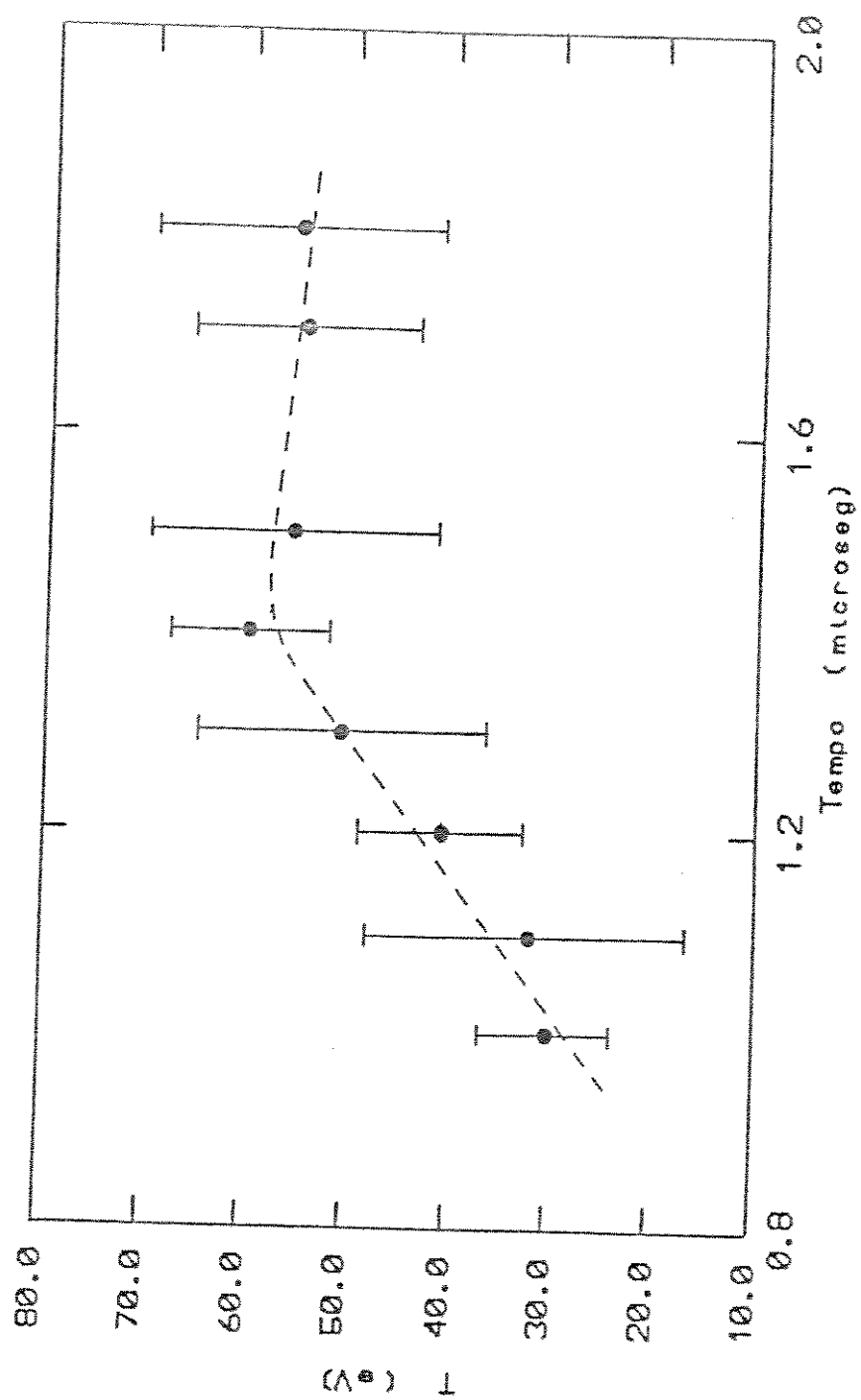


Fig. V.7 - Evolução temporal da temperatura dos íons.

CAPÍTULO VI

ANÁLISE E INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS

VI.1 - CONDIÇÃO INICIAL DO PLASMA

O plasma gerado através de radio frequência foi pré-aquecido por uma descarga oscilante do banco de pré-aquecimento. O ganho de energia das partículas para a ruptura ocorre próximo ao cruzamento da corrente do solenóide com o zero onde a velocidade de arrasto $\vec{v}_0 = \vec{E} \times \vec{B} / B^2$ é maior que em outras regiões do ciclo. Estudos neste sentido apontam uma proporção direta do aquecimento do plasma com o número de vezes que a corrente do solenóide cruza o zero [76]. Em nosso caso, ocorrem em torno de 10 desses cruzamentos quando o banco de polarização é disparado ($t=25$ microseg); 20 microseg depois é finalmente disparado o banco principal. Neste último intervalo não ocorrem mais cruzamentos no zero da corrente. A recombinação é o mecanismo dominante e o plasma tende

a se relaxar a uma situação de equilíbrio. Estimemos portanto a ionização e a temperatura nesta fase.

Numa situação de equilíbrio, o grau de ionização $\alpha = n_z / (n_z + n_{z-1})$ é dado pela equação de Saha [71,41]:

$$\frac{\alpha n_e}{1-\alpha} = \frac{Z_z(T)}{Z_{z+1}(T)} \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{E_{z-1} - \Delta E_{z-1}}{k_B T} \right) \quad (\text{VI.1})$$

onde E_{z-1} é a energia de ionização do estágio $z-1$ para sistemas isolados e ΔE_{z-1} é a correção desta quantidade devido às interações no plasma e dada por:

$$\Delta E_{z-1} = \frac{Z e^2}{4\pi \epsilon_0 \rho_D} \quad (\text{VI.2})$$

onde

$$\rho_D = \left(4\pi \sum_j \frac{n_j q_j^2}{k_B T_j^2} \right)^{1/2}$$

é a distância de Debye. As funções de partição $Z_z(T)$ podem ser substituídas pelo peso estatístico g_z [22] no estado fundamental, $g_z=1$ para H^+ , He^0 e He^{++} e $g_z=2$ para H^0 e He^+ . O grau de ionização calculado para o gás hélio é mostrado na Fig. V.1.

Por balanço de pressão ($n k_B T = B^2 / 8\pi$) e assumindo os eletrons totalmente magnetizados ($\omega_{ce} \tau_e = 1$) a temperatura do plasma é dada por:

$$T(\text{eV}) = 0,11 \left(B_i(\text{G}) \ln \Lambda \right)^{2/5} \quad (\text{VI.3})$$

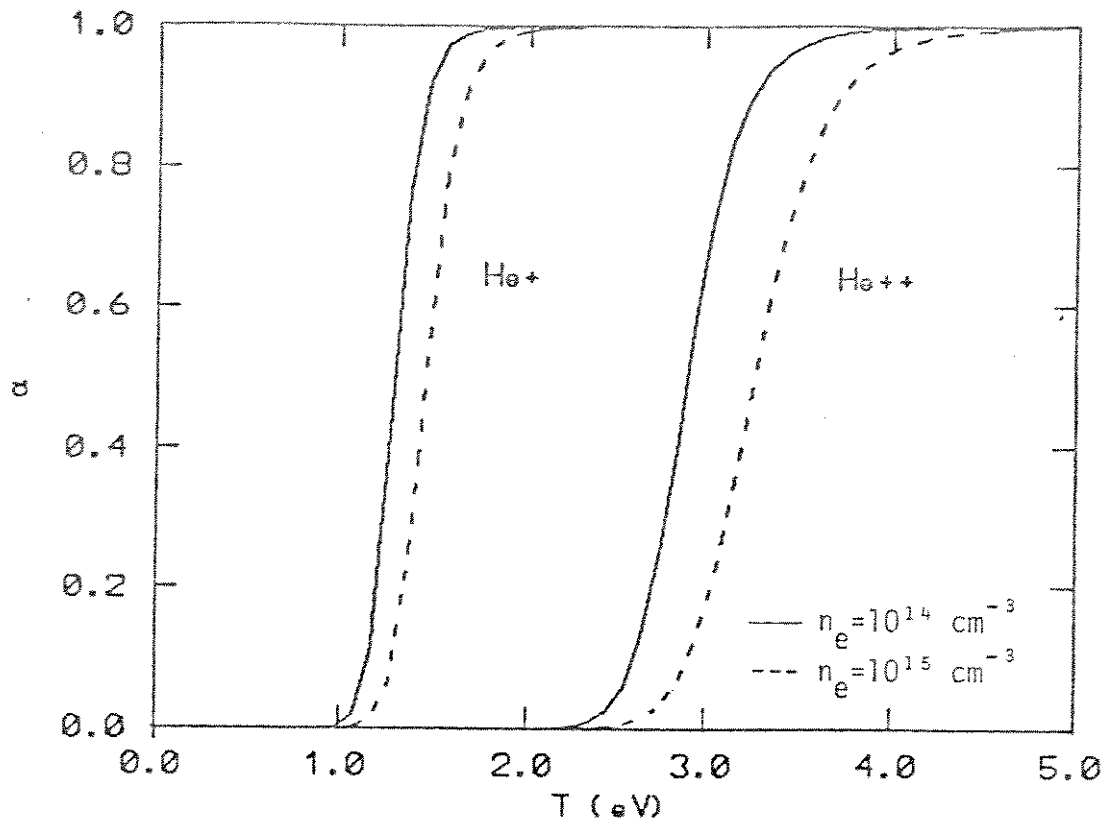


Fig. VI.1 - Grau de ionização α do hélio em função da temperatura T .

onde $\ln \Lambda$ é o logaritmo de Coulomb. Para nossos parâmetros de $B=400G$ e $\ln \Lambda=8$ a relação acima fornece $T=2.7eV$. Considerando o erro na medida do campo de polarização de 10%, a taxa de ionização segundo a relação de equilíbrio de Saha situa-se entre 4% a 20%.

O grau de ionização pode ser estimado pela perda do fluxo magnético durante a reversão do campo [44,45,46]. Neste período o plasma e o campo se expandem em direção às paredes. As partículas presas às linhas de campo são neutralizadas quando com as paredes, ocasionando a difusão das linhas para fora e conseqüentemente sua perda [48,50,51,52]. Segundo Green e Newton [43]

esta perda de fluxo pode ser estimada pela relação:

$$\frac{\Delta\phi}{\phi_0} = \frac{2B_i}{B_{GN}} \quad (VI.4)$$

onde $\phi_0 = \pi r_w^2 B_i$ e $B_{GN} = r_w \sqrt{(4\pi p_i)} \cdot dB/dt$ onde $p_i = \alpha p_0$.

As medidas com sondas magnéticas múltiplas mostram uma perda de aproximadamente 20% do fluxo inicial durante a reversão do campo. Pelas relações de Green e Newton isso equivale a uma ionização em torno de 2%.

A discrepância entre os valores obtidos é devido à impurezas no plasma. Durante o pré-aquecimento o plasma exerce uma sequencia de oscilações radiais na região próxima à parede de pìrex ocasionando uma considerável contaminação devido a evaporação e polvilhamento ("sputtering") do material da parede (borossilicato). As perdas radiativas e a recombinação se tornam portanto maiores que no caso do plasma puro e o grau de ionização no instante de disparo do banco principal é portanto menor que o estimado pelo calculo com hélio puro.

VI.2 - RESISTIVIDADE

A resistividade efetiva do plasma [53] pode ser obtida a partir da lei de Ohm $\eta_{ef} = (E_\theta - v_r B_z)/J_\theta$. Para a fase pós implosão e nos pontos de campo axial nulo, podemos desprezar o segundo termo da equação. O campo elétrico E_θ e a densidade de corrente J_θ foram obtidos das equações de Faraday e Ampère como

descritos pelas equações IV.7 a partir das medidas com sondas magnéticas.

No período compreendido entre o início da formação na camada de corrente e o início da implosão ($t < 0.4$ microseg), foi notado uma considerável flutuação nos valores da resistividade. O valor médio desses valores nos dá o valor médio da resistividade de $(1,2 \pm 0,6) \times 10^{-13}$ seg antes da implosão do plasma.

No intervalo entre 0.9 microseg a 1,3 microseg, correspondente ao final e pós implosão do plasma, os valores da densidade de corrente e do campo elétrico no ponto de campo magnético nulo puderam ser determinados com maior precisão. O valor da resistividade efetiva obtido é quase constante neste intervalo e seu valor médio é de $(2,2 \pm 0,4) \times 10^{-14}$ seg.

A resistividade clássica dirigida por colisões binárias é dada pela relação de Spitzer [63]:

$$\eta = 6,53 \times 10^3 \frac{\ln \Lambda}{T^{3/2}} \quad \left(\Omega \cdot \text{cm} \right) \quad (\text{VI.5})$$

Os valores da densidade e da temperatura dos elétrons foram obtidas dos resultados da simulação numérica híbrida e seus valores são $T_e = 129$ eV e $n_e = 5,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Esses valores nos fornecem uma resistividade de $1,7 \times 10^{-16}$ seg. A resistividade efetiva é portanto aproximadamente duas ordens de grandeza maior que o valor clássico.

Essa discrepância indica portanto que os mecanismos de transporte não são dominados por colisões coulombianas e sim por mecanismos não colisionais, mais provavelmente interações plasma-ondas. Uma instabilidade que possui rápido crescimento e propicia

de evoluir nas condições do plasma é a instabilidade de arrasto híbrida inferior. O valor da resistividade anômala devido a esta instabilidade é dado pela relação II.9. Seu valor depende do limite da energia de saturação nos campos flutuantes; Gladd estimou um limite superior que num theta-pinch é dado por [5,53]:

$$\epsilon_r = \frac{\alpha n m_e v_\theta^2}{2} \quad (VI.6)$$

onde $v_\theta = -J_\theta / ne$ e α é uma constante que varia de zero a um. Portanto o valor da resistividade anômala é dado por:

$$\eta_{AN} = \frac{2\pi}{2} \frac{\alpha}{\omega_L} \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{v_\theta}{v_{Ti}} \right)^2 \quad (VI.7)$$

Para o cálculo os parâmetros foram tomados na seguinte forma: a densidade de corrente obtidas pela medida da sonda é praticamente constante no intervalo de tempo considerado em torno de $3,5 \times 10^7$ A/m²; os valores das densidades e temperatura dos íons obtidos pela simulação numérica forneceram $n = 5,0 \times 10^{15}$ cm⁻³ e $T_i = 138$ eV; e o campo magnético pelo seu valor médio na região do vácuo ($B \approx 5,3$ kG). O valor da resistividade anômala máxima é então $7,1 \times 10^{-13}$ seg. Portanto o valor a resistividade anômala apresenta boa concordância com o valor efetivo obtido se a energia de saturação nas flutuações de campo for em torno de 10% ($\alpha \sim 0,1$) da energia diamagnética devido ao arrasto relativo de elétrons e íons.

VI.3 - PERTURBAÇÃO DA SONDA NO PLASMA

Em plasmas de densidades e temperaturas elevadas como de um theta-pinch, a inserção de sondas no seu interior pode implicar em perturbações devidas principalmente à evaporação do material envolvendo a sonda, no nosso caso, a jaqueta de quartzo. O desprendimento dessas novas partículas implica num aumento da resistividade do plasma devido ao seu resfriamento podendo ocasionar distorções locais nas linhas de campo.

Para analisarmos esta perturbação, consideremos um plasma desmagnetizado em equilíbrio no qual é introduzido uma superfície sólida dielétrica. Na interface plasma-superfície desenvolve-se uma camada ("sheath"), de dimensão aproximada ao comprimento de Debye, onde o potencial decai negativamente em direção à superfície [23,26]. Ions são acelerados na camada que refletem elétrons menos energéticos, estabelecendo-se um fluxo igual dessas duas espécies na superfície. O fluxo de energia incidente por unidade de tempo é dado por ($T=T_e=T_i$) [24]:

$$P = \frac{n_i}{4} \sqrt{\frac{3}{m_i}} (k_B T)^{3/2} \ln \left(0,658 \left(\frac{m_i}{m_e} \right) \right) \quad \left[\text{W/m}^2 \right] \quad (\text{VI.8})$$

em unidades MKS, onde a n_i é a densidade de ions e T a temperatura em graus Kelvin.

Podemos então determinar a temperatura na superfície sólida resolvendo a equação de difusão térmica:

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \frac{K}{\rho c_m} \frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} \quad (\text{VI.9})$$

onde ρ é a densidade, c_m o calor específico e K o coeficiente de condutividade térmica, todos do material sólido. Com a apropriada condição de contorno:

$$T=0 \text{ em } t=0, \quad \left[\frac{\partial T'}{\partial x} \right]_{x=0} = -\frac{P}{K} \quad (\text{VI.10})$$

a solução da equação é dada por [24]:

$$T'(x,t) = \frac{P}{K} \left[2 \left(\frac{D_T t}{\pi} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_T t}\right) - \text{erfc}\left(\frac{x}{2(D_T t)^{1/2}}\right) \right] \quad (\text{VI.11})$$

onde $D_T = K/c_m \rho$. Portanto, o tempo necessário para a superfície da sonda atingir a temperatura de fusão T_B do material é:

$$t_s = \frac{\pi c_m \rho K T_B^2}{4P^2} \quad (\text{VI.12})$$

que pode ser interpretado como o tempo de credibilidade da medida da sonda. Para o plasma de Hélio a equação pode ser reescrita como:

$$t_s = 1,33 \times 10^7 (\pi c_m \rho K) \frac{T_B^2}{T^3 (\text{eV}) n_i^2 (\text{cm}^{-3})} \quad (\text{VI.13})$$

onde T_B é dado em graus Celsius. Portanto para a jaqueta de quartzo para o qual $c_m = 0,26 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$, $K = 0,007 \text{ cal/seg cm}^\circ\text{C}$, $\rho = 2,2 \text{ g/cm}^3$ e $T_B = 1600^\circ\text{C}$ temos o tempo de credibilidade dado por:

$$t_s = \frac{7,5 \times 10^{30}}{T_e^3 (\text{eV}) n_i^2 (\text{cm}^{-3})} \quad (\text{VI.14})$$

Para o plasma em questão ($T = 60 \text{ eV}$, $n = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), o fluxo incidente é de $0,7 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$. Portanto o tempo de credibilidade é aproximadamente 1,3 microseg. Neste cálculo temos a aproximação de fluxo incidente constante, o que não ocorre na prática. A aproximação de plasma não magnetizado é válido para os íons energéticos uma vez que $r_{Li} > l_s$, onde r_{Li} é o raio de Larmor dos íons e l_s o comprimento característico da sonda ($\sim 7 \text{ cm}$). Para os elétrons temos $r_{Le} < l_s$ e portanto seu fluxo é inibido perpendicularmente a B_z . Entretanto, como a sonda é longa e está em regiões de alta e baixa temperatura e densidade, temos uma incerteza na tomada dessas medidas para o cálculo. Assim, a equação fornece apenas uma estimativa em ordem de grandeza do tempo de credibilidade da medida com a sonda no plasma.

A influência da sonda foi observada experimentalmente através da câmera conversora de imagens. A sonda foi alinhada à câmera (Fig. VI.2) num arranjo que possibilitou a observação da dinâmica radial do plasma com e sem a presença da sonda. Os sinais observados indicaram um aumento na luz emitida próximo à região da sonda a partir do instante $t=0,8 \text{ microseg}$. Esta radiação é devido à ionização das partículas desprendidas pela sonda. Portanto, a inserção da sonda deve introduzir perturbações, notadamente após a implosão do plasma.

VI.4 - INSTABILIDADES

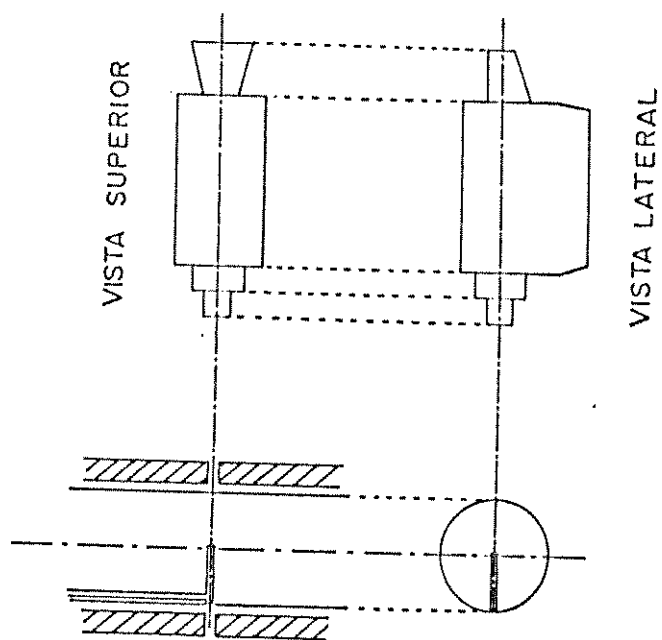
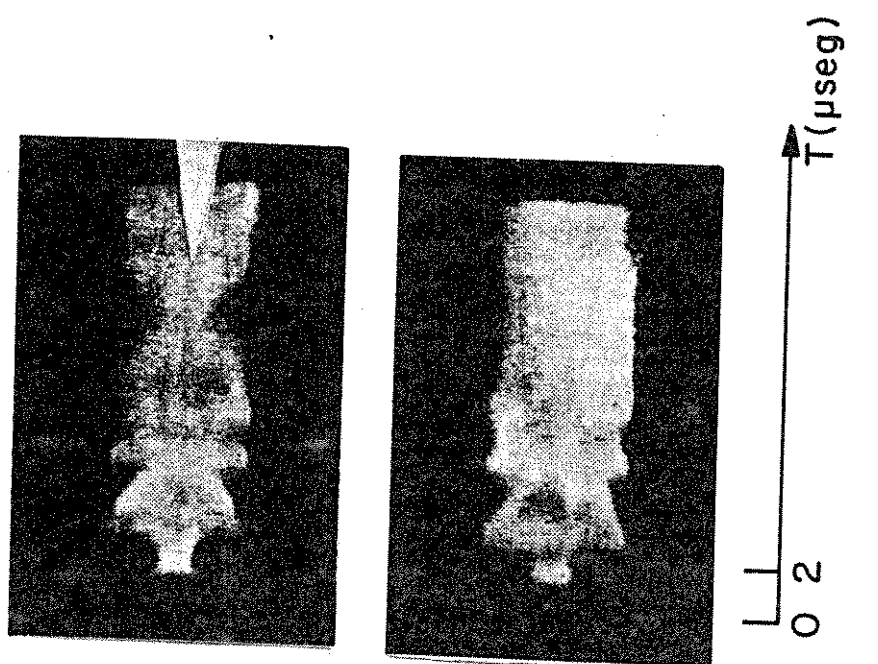


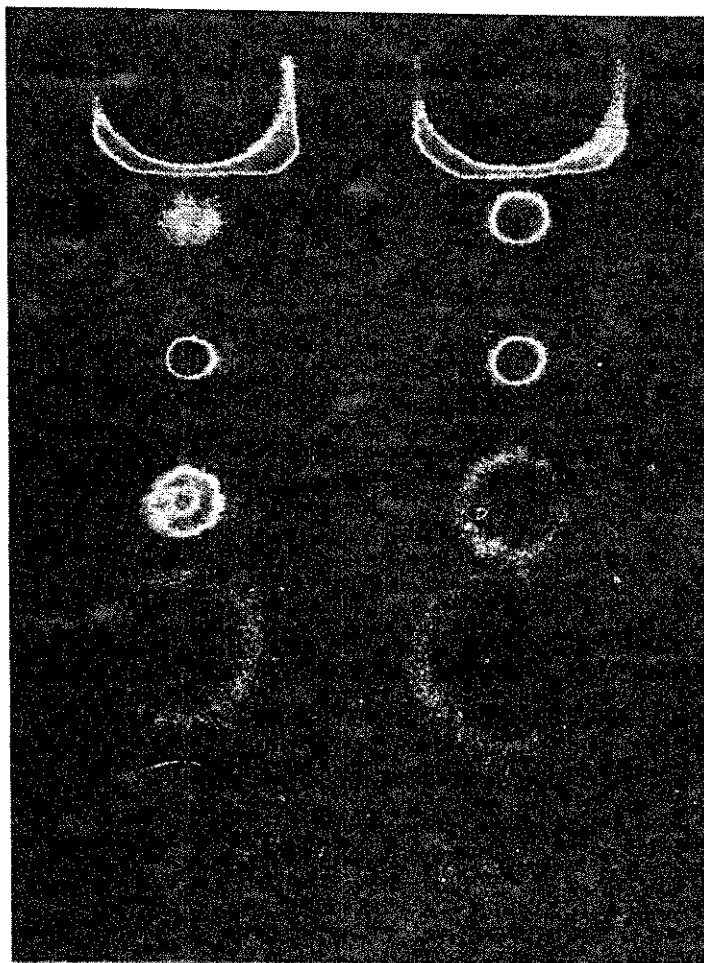
Fig. VI.2 - Arranjo experimental (esq.) para observação da radiação do plasma sem a presença da sonda (sup.) e com a presença da sonda (inf.).

A ocorrência de instabilidades macroscópicas foi observada pela câmera conversora de imagens com medidas ao longo do eixo e transversalmente ao tubo em $z=0,0$ e $24,0$ cm. As medidas (Fig. VI.3) indicaram um confinamento simétrico em torno do eixo principal, com ou na ausência da sonda múltipla. Portanto, instabilidades de modo $m \geq 1$ não são observadas durante o primeiro ciclo magnético; apenas o modo $m=0$ pode estar presente, fato este confirmado pelas medidas com a sonda múltipla.

VI.5 - RECONEXÃO DE LINHAS MAGNÉTICAS E ILHAS MAGNÉTICAS

As Figuras V.2 a V.2.i mostram os contornos das superfícies de fluxo constante obtidas pelas medidas com a sonda múltipla. É observado ocorrer uma rápida reconexão no início do semi-ciclo, em $t < 0,2$ microseg, na região externa do solenóide ($z=60$ cm). A partir de $t=0,5$ microseg inicia a ruptura da coluna de plasma nas posições $z=12$ cm e $z=48$ cm, posições correspondentes ao centro das bobinas do solenóide. Finalmente, ocorre a ruptura da ilha formada na sua região central, nos instantes finais da implosão ($t=1,0$ microseg). Esta última ruptura das linhas ocorre num instante na qual já é significativa a perturbação da sonda. Sem dúvida, a primeira está mais isenta desta perturbação e será o objeto de análise.

A reconexão de linhas magnéticas está associada a condições de contorno [33,36,38,39] e à evolução de instabilidades



0.2 - 0.24	0.6 - 0.64	1.0 - 1.04	1.4 - 1.44	1.8 - 1.84
↑	↑	↑	↑	↑
→	→	→	→	→
0.0 - 0.04	0.4 - 0.44	0.8 - 0.84	1.2 - 1.24	1.6 - 1.64

Fig. VI.3 - Dinâmica radial do plasma: registro fotográfico (sup.) e sequência temporal em microseg (inf.) dos quadros.

de ruptura ("tearing") [31,32,33,35,37] dirigida por relaxação de energia magnética. Condições como a dimensão finita do plasma ou a presença de fendas no solenóide podem influir na ocorrência da ruptura e ligação das linhas magnéticas. Uma análise neste sentido requereria naturalmente a simulação da reconexão para o caso específico do nosso sistema, o que está fora dos objetivos, no momento. Da evolução de instabilidade de ruptura podemos comparar o tempo de crescimento desta instabilidade. Segundo Galvão e Santiago [28,29], utilizando os nossos parâmetros de $B=500G$ a espessura da camada de corrente de 1 cm e o valor da resistividade clássica local obtemos o tempo de crescimento de 1,2 microseg, isto é, uma ordem de grandeza maior do que o observado. Determinando o valor da resistividade efetiva local em $z=24cm$ a partir das medidas com sonda magnética, temos um valor médio de $(1,2 \pm 0,6) \times 10^{-13}$ seg no início da implosão. Esta resistividade fornece um tempo de crescimento da instabilidade de ruptura de $(0,1 \pm 0,1) \times 10^{-6}$ seg, em boa concordância com o valor experimental.

Hewett e Seyler [34] em trabalho de simulação híbrida observaram a formação de ilhas magnéticas durante a fase de implosão de um theta-pinch de campo reverso. O mecanismo proposto é a instabilidade de Kruskal-Schwarzschild cuja razão de crescimento é dada por $\gamma^2 = k a - (k v_A)^2$, onde a é a aceleração dos íons e v_A a velocidade de Alfvén. Podemos estimar a aceleração a considerando sua reflexão no pistão; isso nos dá $a=2 v_p/r_{Li}$, onde r_{Li} é o raio de Larmor dos íons e v_p a velocidade do pistão. Para os valores de $v_p=9,8 \times 10^6$ cm/seg, $v_A=2,5 \times 10^6$ cm/seg e $k=2\pi/\lambda=0,15$ cm o tempo de crescimento da insta-

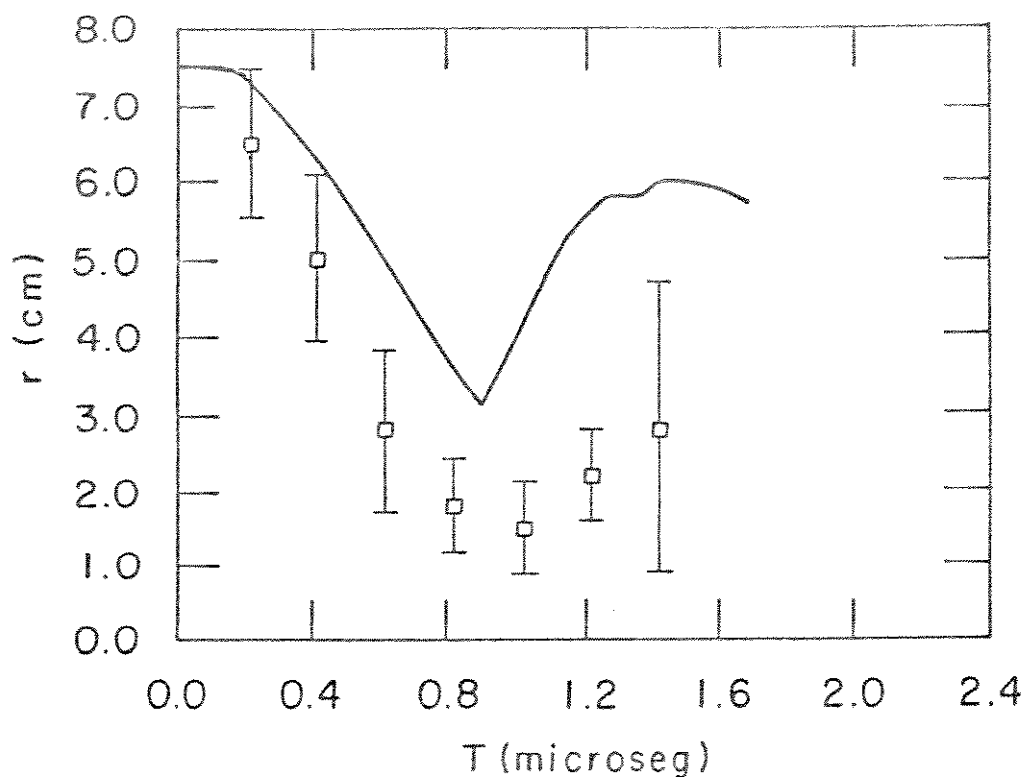


Fig. VI.4 - Raio do plasma segundo o modelo híbrido. Os pontos experimentais referem-se à borda luminosa do plasma.

bilidade é de $(\gamma)^{-1} = 0,1 \times 10^{-6}$ seg, também em boa concordância com o valor experimental.

VI.6 - DINÂMICA DO PLASMA

A camada de corrente no theta-pinch se forma durante os primeiros 0,4 microseg (Fig. V.4). Devido à baixa ionização inicial, aproximadamente 80% do fluxo magnético inicial

aprisionado é perdido nesta fase. Mecanismos de transporte anômalo resultam numa resistividade elevada em relação ao valor clássico. As linhas magnéticas se reconectam em torno de $z=18,0$ cm e $z=60,0$ cm dando origem a ilhas magnéticas.

A implosão do plasma se inicia em 0,4 microseg e atinge o eixo no instante 1,1 microseg. Na região central da ilha magnética é observado um aumento no fluxo aprisionado. A simulação numérica (Apêndice F) mostra no final da implosão um plasma de densidade máxima de $1,0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, temperatura de íons de 140eV e temperatura eletrônica 130eV. Os íons refletidos surgem em instantes próximo ao da aproximação do pistão magnético ao eixo do tubo. A dinâmica radial do plasma é mostrado na Fig. VI.4.

VI.7 - RAI0 DA SEPARATRIZ E DIAMAGNETISMO DO PLASMA

O raio da separatriz foi obtido pelas medidas com a sonda múltipla e a sonda de fluxo excluído (sonda diamagnética compensada). Os valores obtidos são mostrados na Fig. V.5 junto com o resultado obtido pelas sondas magnéticas. O raio da separatriz é aproximadamente constante após a implosão, com um valor médio de 2,2 cm.

O valor de $\langle \beta \rangle$ é dado pela relação:

$$\langle \beta \rangle = 1 - \frac{x_s^2}{2} \quad (\text{VI.15})$$

onde $x_s = r_s / r_w$. Portanto com $r_s = 2,2 \text{ cm}$ temos o valor médio de β igual a 0,98.

Na Fig. V.4 estão traçados os valores obtidos pelos dois diagnósticos do diamagnetismo do plasma, sendo que o valor de pico obtido pela sonda diamagnética foi normalizado ao obtido pela sonda magnética. O tempo de formação da camada de corrente é em torno de 0,4 microseg; notamos no sinal da sonda diamagnética um aumento no valor da corrente até um máximo de $\sim 3,0 \times 10^5 \text{ A/m}$ quando então inicia a implosão.

A discrepância nos valores obtidos pelas sondas magnéticas e sondas diamagnéticas após a implosão do plasma deve ocorrer devido à limitação na resolução espacial da segunda, que ao contrario da primeira, fornece valores integrados num determinado comprimento do plasma.

VI.8 - FLUXO MAGNÉTICO APRISIONADO

A variação do fluxo magnético aprisionado é mostrado na Fig. VI.5. Devido ao plasma de alta resistividade durante a formação da camada de corrente, é notado uma considerável perda de fluxo devido a difusão. A partir do instante 0,5 microseg é notado um aumento no fluxo aprisionado e em $t = 0,8$ microseg um decréscimo no mesmo. O resultado teórico fornece uma perda contínua de fluxo aprisionado.

A oscilação no fluxo aprisionado já foi observado em outras experiências [47,48,49] e pode ser analisada a partir da-

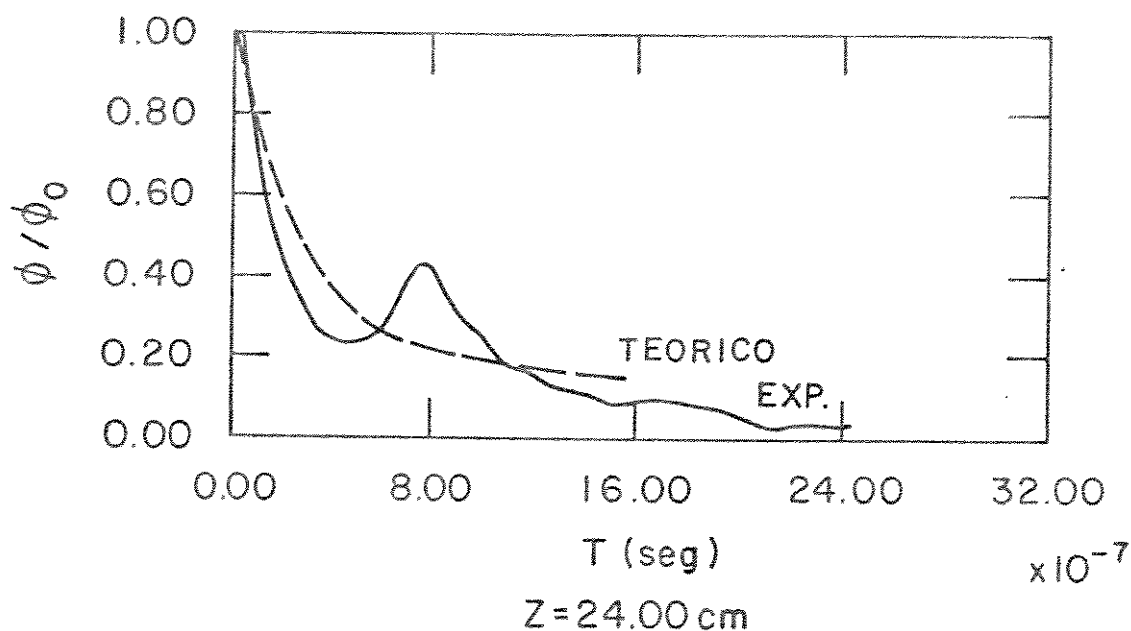


Fig. VI.5 - Fluxo magnético aprisionado.

equação de Faraday. Assumindo que o campo magnético não possui componente radial (coordenadas cilíndricas) temos então:

$$\frac{d\phi}{dt} = - 2\pi r_0 E_{\theta} \quad (\text{VI.16})$$

onde ϕ é o fluxo através da posição radial de campo nulo ($B_z=0$). Temos portanto que o aumento no fluxo ocorre apenas se E_{θ} se torna negativo.

Os valores do campo elétrico ao longo do raio obtidos pelas medidas com sondas magnéticas estão mostrados na Fig. V.3. É observado uma inversão do valor do campo em torno do ponto de campo nulo a partir do instante em que ocorre o aumento no fluxo aprisionado. Entretanto, a elucidação do mecanismo físico envolvido neste fenômeno de aumento de fluxo durante a implosão,

observado também em outras máquinas equivalentes, requerem mais diagnósticos para maior caracterização do plasma.

CAPÍTULO VII

CONCLUSÕES E

TRABALHOS FUTUROS

VII.1 - CONCLUSÕES

O plasma no theta-pinch foi caracterizado por medidas com sondas magnéticas, sonda diamagnética compensada (sonda de fluxo excluído), fotografia ultra-rápida e espectroscopia.

Num theta-pinch sem gradientes de campo magnético geradas externamente nas extremidades do solenóide foi observada a formação da configuração de campo reverso com reconexão rápida de linhas magnéticas e a filamentação da camada de corrente gerando ilhas magnéticas.

A reconexão das linhas foi observada através do mapeamento do campo por sondas magnéticas múltiplas. O tempo de reconexão observado é menor que 0,2 microseg e o fenômeno ocorre interna e externamente à região ocupada pelo solenóide.

As sondas internas mostraram influir na configuração

final do plasma; medidas com a sonda magnética e camera conversora de imagens indicam perturbações a partir do instante $t > 0,8$ microseg, próximo ao momento em que a camada de corrente atinge o eixo do tubo. A temperatura e a densidade estimada no final da implosão é em torno de 130 eV e $5,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. A perturbação mais significativa se dá através da ruptura da ilha magnética quando a sonda se encontra posicionada em sua região central, onde a densidade e temperatura são mais elevadas ocasionando maior evaporação do material da jaqueta da sonda. O resfriamento local e a difusão do campo levam a formação de ilhas magnéticas menores. Após a formação dessas ilhas, o campo magnético externo decai rapidamente e a configuração do plasma é mantida até o final do semi-ciclo magnético.

A reconexão rápida observada no início do confinamento está mais isenta de perturbações, por ocorrer em região de baixa temperatura. O tempo de reconexão mostrou boa concordância com o tempo de crescimento das instabilidades de ruptura ("tearing") e Kruskal-Schwartzschild, ambos com esse tempo de aproximadamente 0,1 microseg.

A resistividade do plasma é bem maior que o esperado teoricamente (resistividade anômala devido às microinstabilidades e resistividade de Chodura). No início, tempo menor que 0,4 microseg, o valor obtido das medidas experimentais foi de $(1,2 \pm 0,6) \times 10^{-13}$ seg; o valor teórico pelo algoritmo de Chodura é de $5,0 \times 10^{-14}$ seg, i.e., aproximadamente metade do valor experimental. Nos instantes entre 0,9 microseg e 1,3 microseg, o valor médio da resistividade efetiva experimental é de $(2,2 \pm 0,4) \times 10^{-14}$

seg e o teórico é de $5,5 \times 10^{-10}$ seg, portanto em torno de um quarto do valor experimental. Os altos valores da resistividade ocasionam uma maior difusão do campo magnético, resultando perfiz de reduzido gradiente radial.

A taxa de ionização no plasma inicial está em torno de 2%. Esta baixa ionização ocasiona uma significativa perda do fluxo magnético aprisionado; aproximadamente 80% do fluxo inicial é perdido durante a implosão do plasma. O plasma final possui reduzido diâmetro; o raio da separatriz é de 2,2 cm e o valor médio de β dentro da separatriz é de 0,98.

A temperatura dos íons, obtida da medida do alargamento Doppler da linha 4686 Å do Hélio é (60 ± 15) eV, para o plasma de hélio gerado a pressão inicial do gás de 40 mTorr. Finalmente, foi observada por espectroscopia a presença de impurezas de silício; sua origem pode ser atribuída à evaporação do material da parede do tubo de pìrex durante a fase de pré-ionização, quando o plasma exerce uma série de oscilações radiais próximo à parede.

VII.2' - TRABALHOS FUTUROS

Um primeiro tópico sugerido para estudo são as oscilações do fluxo magnético aprisionado durante a implosão do plasma. As impurezas são apontadas como elementos que governam este mecanismo [49]. Isto poderia ser estudado com misturas de hélio (ou hidrogênio) com outros elementos mais pesados, como

o argônio e nitrogênio. Também a inversão do campo elétrico azimutal, observada por cálculos a partir das sondas magnéticas, poderia ser medida localmente.

A influência das condições de contorno na reconexão das linhas magnéticas é pouco conhecida. As formas dos contornos das linhas podem ser importantes ao processo da reconexão. Isso pode ser realizado por meio de condutores externos; com um código numérico específico esta questão poderia ser mais esclarecida.

As microinstabilidades presentes na fase inicial, predominantemente a de Buneman, contribuem ao aumento da resistividade anômala, que propiciariam a reconexão de linhas. Caracterizar as microinstabilidades e o mecanismo anômalo de aumento na resistividade, com sua influência na reconexão seria um interessante tópico de estudo.

As ilhas magnéticas formadas no theta-pinch sem espelhos se mantêm isoladas devido a relaxação do campo magnético externo. A colocação de espelhos e a manutenção do campo por um período de tempo maior poderia propiciar a evolução de instabilidades de coalescência. Naturalmente, implementando o theta-pinch desta forma, poderíamos analisar o plasma na fase de equilíbrio e tópicos como mecanismos físicos associados à origem e supressão da instabilidade rotacional e perdas de energia por condução térmica anômala dos elétrons.

APÊNDICE A

DESCRIÇÃO ELÉTRICA DA UNIDADE DE POLARIZAÇÃO

O banco de capacitores de polarização tem por função gerar um campo magnético homogêneo no plasma no sentido paralelo ou antiparalelo ao campo principal. Seu tempo de período t_D deve ser maior que o tempo característico da difusão do campo τ_D no plasma de dimensão L , i.e.,

$$t_D > \tau_D = \frac{\mu_0 L^2}{\eta} \quad (A.1)$$

, em unidades MKS, onde η é a resistividade do plasma. Para um plasma no theta-pinch Tupã de temperatura inicial de 2eV, o tempo t_D deve ser portanto maior que 10 microseg.

O circuito elétrico do banco de polarização e seu circuito de disparo é mostrado na Fig. III.3. O tempo t_D do banco de capacitores é de 20 microseg. O banco possui um capacitor de alta energia ($C=60 \mu F$, $V=8,0 \text{ kV}$, $E=2,5 \text{ kJ}$) e conectado à linha de transmissão principal do theta-pinch por meio de cabos coaxiais. O chaveamento do banco é efetuado por uma chave "spark-gap" do

tipo distorção de campo. Um terceiro eletrodo colocado entre os dois eletrodos de Rogowski principais, distorce as linhas de campo quando aplicamos a tensão de disparo. Isso estabelece uma primeira ruptura com um dos eletrodos e por um processo de avalanche o chaveamento é efetivado. Todos os eletrodos encontram-se imersos em atmosfera de ar comprimido seco e a sua curva de operação segue paralela a região linear da curva de Paschen para altas pressões.

O pulso de disparo é iniciado por um pulso externo rápido maior que 150V aplicado a uma válvula thyratron. Colocando-a em estado ligado, esta chaveia um cabo coaxial carregado a 15 kV gerando um pulso rápido nos terminais do cabo. Este pulso passa por um "gap" que opera como desacoplador do circuito de disparo do circuito do banco e como aguçador de pulso ("shaper"). Com o terceiro eletrodo da chave devidamente polarizado (razão entre "gaps" igual a razão entre tensões) o pulso é então aplicado para o chaveamento.

A oscilação ("jitter") no chaveamento do banco é menor que 0,5 microseg, desprezível comparada ao lento período de oscilação.

APÊNDICE B

DESCRIÇÃO ELÉTRICA DA UNIDADE PRINCIPAL E DE PRÉ-AQUECIMENTO

O banco de capacitores principal possui 24 capacitores de baixa indutância ($C=1,85\mu\text{F}$, $V=60\text{kV}$, $L\sim 20\text{nH}$, dimensão $27\times 35\times 63\text{ cm}^3$) dividido em dois módulos de capacitância equivalente de $22,2\mu\text{F}$ cada; a capacitância total equivalente no circuito é de $11,1\mu\text{F}$. O polo de carga de cada módulo é conectado ao eletrodo principal da chave, que pode atingir a tensão nominal de 50kV ; como os módulos possuem polaridade inversa quando carregados, a tensão máxima estabelecida na chave chega a 100kV .

Os eletrodos da chave estão imersas em mistura gasosa de argônio com SF_6 , de alta rigidez dielétrica (a do SF_6 é aproximadamente 2,5 vezes maior que a do ar seco). São quatro chaves em paralelo, cada uma podendo suportar uma corrente máxima de 750kA .

O disparo da chave é efetuado por pulsos de alta tensão aplicados simultaneamente nas quatro chaves. O esquema do

amplificador de pulso é mostrado na Fig. III.3. O pulso de disparo é iniciado pela aplicação de um pulso externo maior que 150V numa thyratron, um tetrodo em meio a hidrogênio, que gera um pulso negativo via descarga capacitiva. Este pulso é aplicado ao segundo estágio numa chave "spark-gap" que opera em modo cascata oscilante através de um eletrodo intermediário. Seus eletrodos são de elconita (cobre e tungstênio sinterizados) operando em meio a ar comprimido seco à pressão de 60 lb/pol². O pulso negativo gerado por descarga capacitiva e cabo coaxial carregado (~30kV) é de 50kV (em circuito aberto), com tempo de subida menor que 8 nanoseg; o "jitter" é menor que 4 nanoseg e o atraso menor que 150 nanoseg. Este pulso de 50kV é aplicado ao último estágio amplificador, onde a chave e o princípio de operação é semelhante ao anterior. A diferença está na tensão de carga dos cabos que aqui é de -60kV e a chave opera à pressão de 50 lb/pol². O pulso de saída é de 100kV (em circuito aberto) com tempo de subida menor que 8 nanoseg; o "jitter" é menor que 2 nanoseg e o atraso menor que 40 nanoseg.

O banco de pré-ionização possui um capacitor de baixa indutância ($C=0,75\mu F$, $L=30nH$, $V=50kV$). Este é chaveado por uma chave do tipo "spark-gap" em modo cascata oscilante e pressurizada por ar comprimido seco (Fig. III.3). O pulso de disparo é iniciado por um pulso externo maior que 150V aplicado ao primeiro estágio amplificador, um gerador de Marx chaveado por válvula de catodo frio (krytron). O pulso na saída deste gerador é aplicado ao primário de um transformador de pulso que é um auto-transformador de razão 10:1. O pulso final para o disparo da chave é de 100kV (com carga de 30pF) com "jitter" menor que 20

nanoseg e atrazo menor que 100 nanoseg.

APÊNDICE C

DEPENDENCIA DO CAMPO MAGNÉTICO APRISIONADO COM A PRESSÃO INICIAL DO GÁS

Com uma sonda magnética posicionada no eixo do tubo, foi medido a intensidade do campo magnético para um campo de polarização inicial de $-0,4$ kG e campo principal de $5,4$ kG. O gás utilizado foi o hélio, pré-ionizado por radio frequência (CW). O valor máximo do campo aprisionado em função da temperatura do gás é mostrado na Fig. C.1. A pressões muito reduzidas, a camada de corrente não é formada e a pressões elevadas a resistividade do plasma se torna muito elevada. Portanto, nesses dois limites, o campo magnético difunde-se rapidamente ao eixo do tubo. Temos um intervalo na qual a camada uma camada de corrente de alta condutividade pode ser formada, e o plasma ser implodido em direção ao eixo. O limite inferior não pode ser precisado pelos indicadores de vácuo utilizado sendo no entanto menor que 10 miltorr; o limite superior situa-se em torno de 60 miltorr.

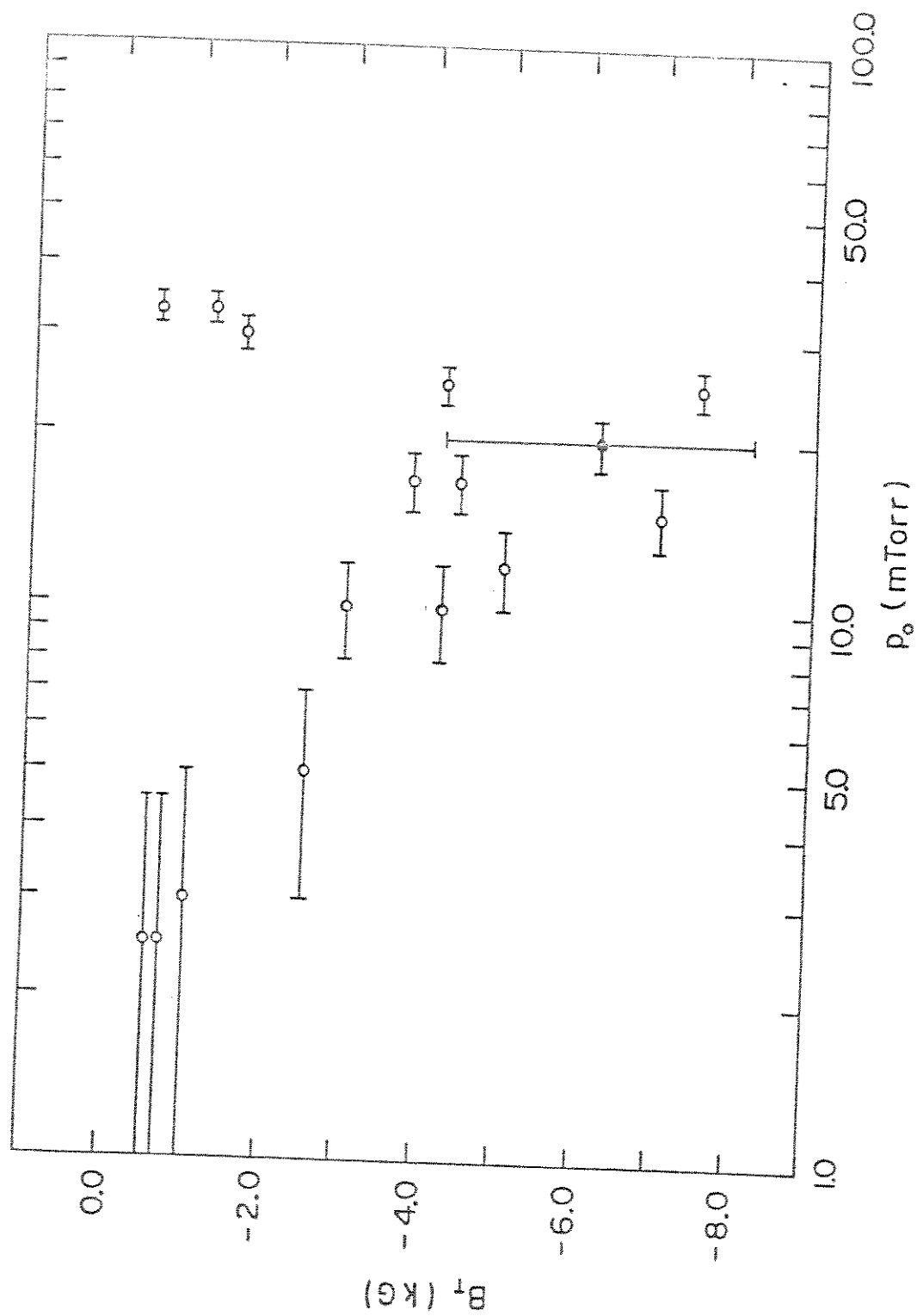


Fig. C.1 - Campo magnético aprisionado em função da pressão inicial do gás hélio.

APÊNDICE D

PROGRAMAS DE PROCESSAMENTO DE MEDIDAS DE SONDAS MAGNÉTICAS

O fluxograma dos programas de processamento de medidas de sondas magnéticas é mostrado na Fig. D.1.

Seja r_i ($i=1,N$) e z_j ($j=1,M$) as posições de medidas (em coordenadas cilíndricas) efetuadas por N sondas magnéticas em M posições axiais. Através de DATABAN.FOR é inicialmente digitado o banco de dados com os sinais das sondas sem o plasma $(S_{ij})_s$ e com o plasma $(S_{ij})_p$ em função do tempo discreto t_{aj} , onde $j=1$ corresponde à uma posição axial onde o campo magnético radial B_r é nulo, por exemplo, no meio do solenóide. O programa PROBEOPLO.FOR executa a interpolação temporal cúbica (em intervalos Δt) e os dados de entrada de cada sonda para o processamento pode ser verificado do sinal original. Com os parâmetros de operação do sistema, a tensão de carga, a capacitância e o amortecimento do banco de capacitores, todos as amplitudes dos sinais das sondas são convertidos em Gauss.

PROGRAMAS	FUNÇÃO	TEMPO DE CPU
Probeflux.for	Superfícies de Fluxo constante	1h:44m
Probeuni.for	Perfis radiais de B_z	1h:34m
Probetri.for	Perfis radiais e axiais de B_z (tridimensional)	1h:15m
Probeall.for	Perfis radiais de J_θ ; Perfis temporais do raio do plasma, fluxo magnético total, diamagnetismo, dB/dt e fluxo magnético aprisionado.	1h:43m
Proberes.for	Perfis do campo elétrico E_θ e da resistividade do plasma.	1h:32m

TABELA D.1 - Programas para processamento das medidas de sonda magnética. O tempo de CPU corresponde à operação no VAX 11-780.

PROBE1PLO.FOR possibilita a verificação desta conversão dando saída aos sinais das sondas em forma gráfica. Finalmente, PROBE2.FOR determina o valor médio e o desvio padrão em cada posição de medida, alocando esses dados em MFLD.DAT.

Os diversos programas descritos na Tabela D.1 utilizam o banco de dados MFLD.DAT. Esta segmentação em diversos programas possibilita que o trabalho de processamento seja realizado com reduzida área de trabalho. Estruturalmente, esses programas possuem um cálculo inicial comum, referente à interpolação radial e axial. Essas interpolações são efetuadas por funções quadráticas,

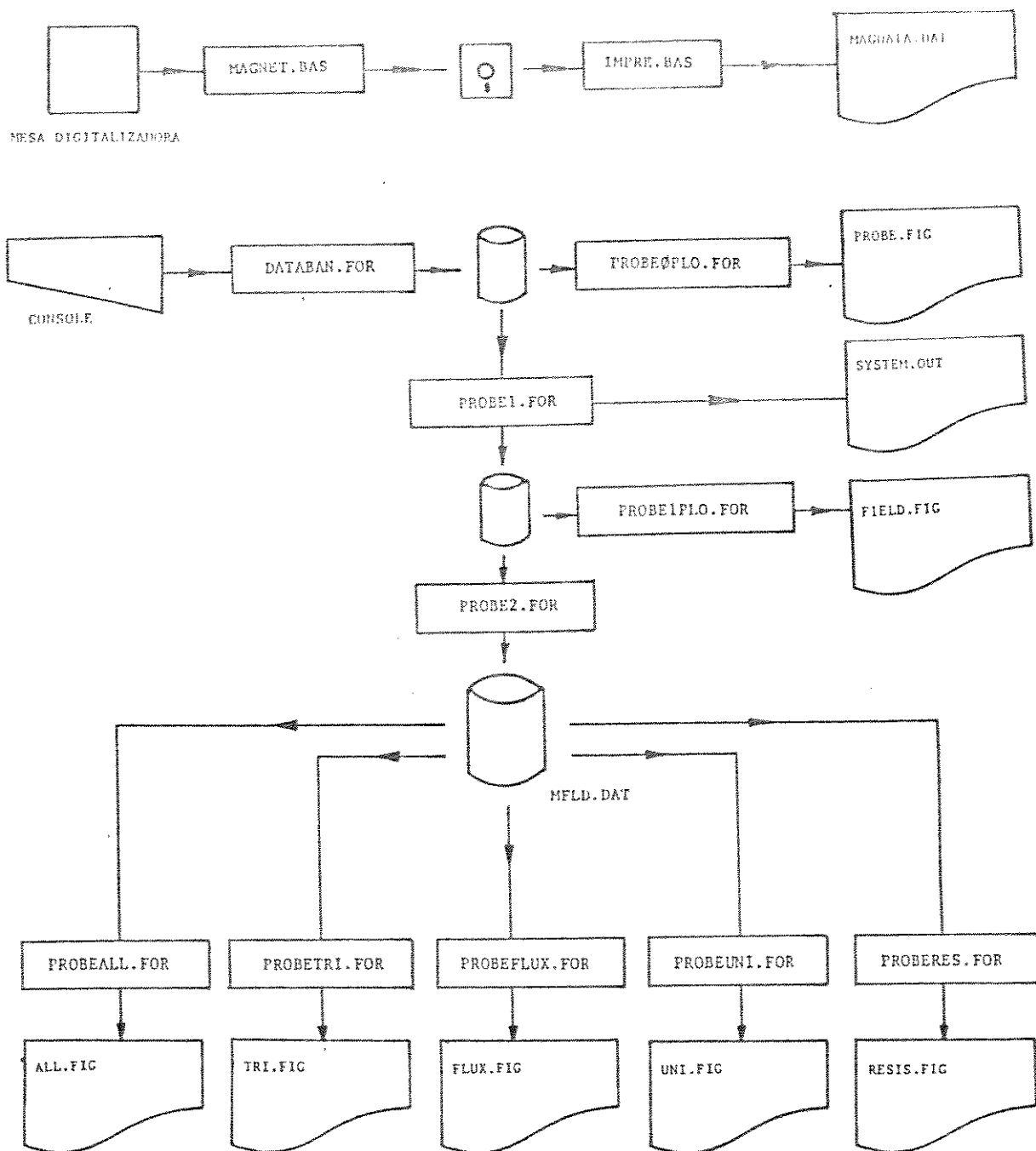


Fig. D.1 - Fluxograma dos programas para processamento dos dados obtidos por sonda magnética (múltipla).

cúbicas ou cúbica de Hermite, todas com "spline". A melhor função deve ser escolhida para cada experimento. Podemos então obter o traçado das linhas de campo magnéticas (superfícies de fluxo constante) em diversos instantes. Podemos ainda obter, para diversos instantes em diversas posições axiais, os perfis radiais do campo magnético axial B_z , da densidade de corrente azimutal (eq. IV.7.a), do campo elétrico azimutal (eq.IV.7.b) e da resistividade, todas em forma gráfica. E finalmente, em função do tempo, podemos obter o raio da separatriz e o diamagnetismo do plasma.

APÊNDICE E

CAMPO MAGNÉTICO AXIAL NO THETA-PINCH

O campo magnético axial foi obtido por medidas com sondas magnética múltiplas, em $z=0,0$ (meio do solenóide) e de $z=12,0$ cm a $z=60,0$ cm em intervalos de $6,0$ cm. A posição $z=50,0$ cm corresponde à extremidade do solenóide. Os valores intermediários, axiais e radiais foram obtidas por interpolação quadrática com "spline". Os perfis do campo magnético em diversos instantes são mostrados nas Fig. E.1 e Fig. E.1.c.

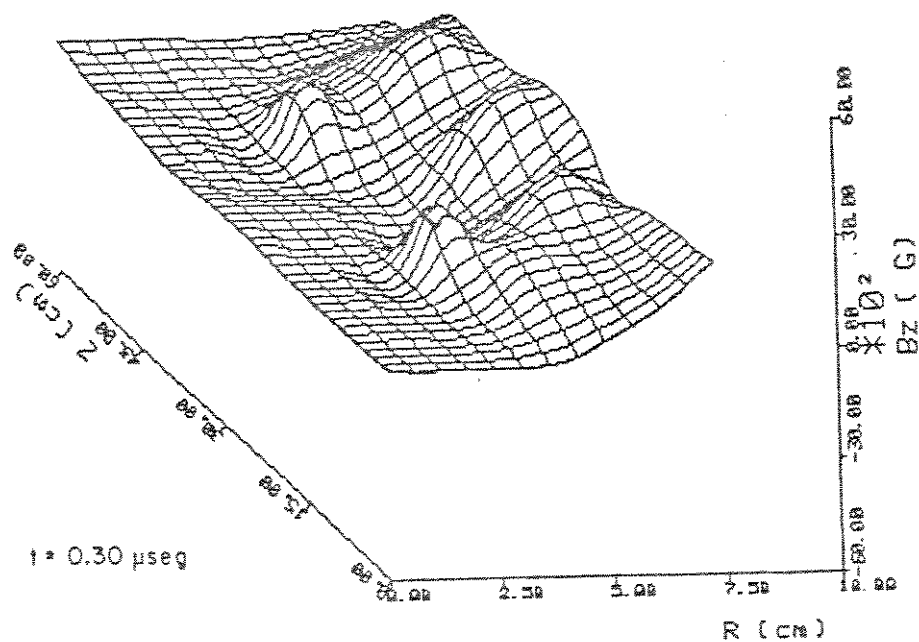
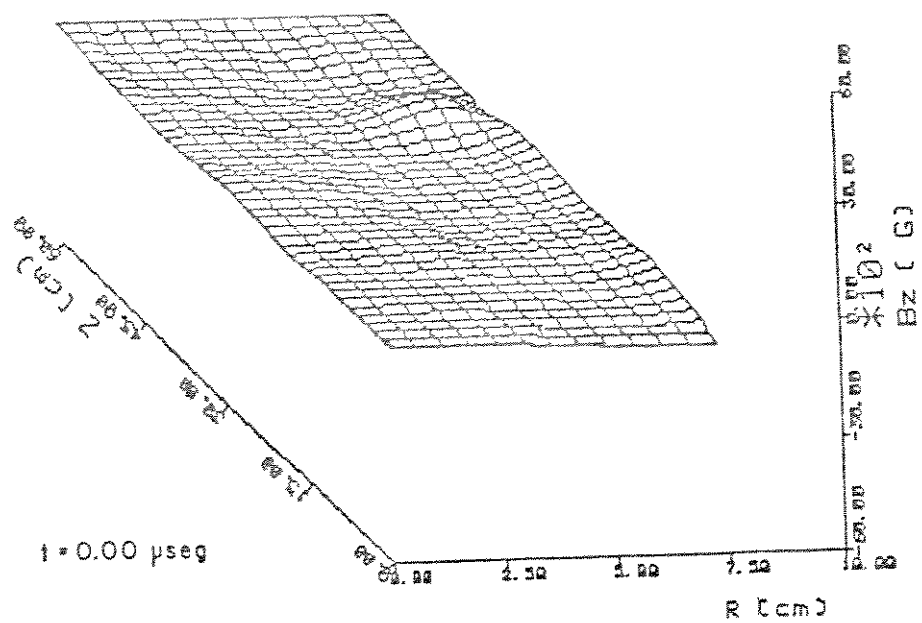


Fig. E.1 - Campo magnético axial ao longo de r e z .

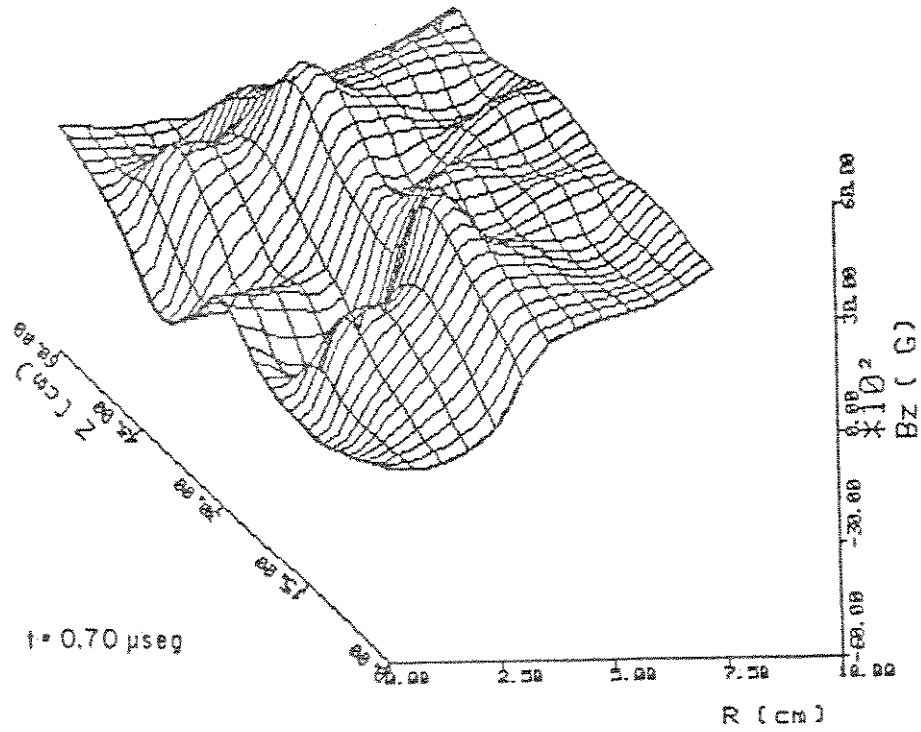
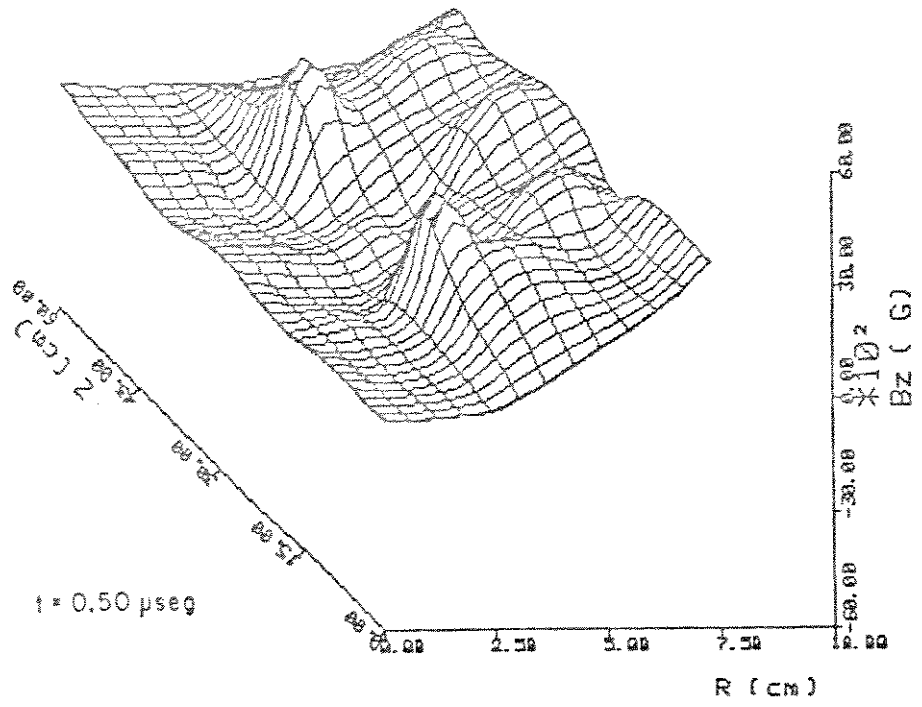


Fig. E.1.a - Campo magnético axial ao longo de r e z .

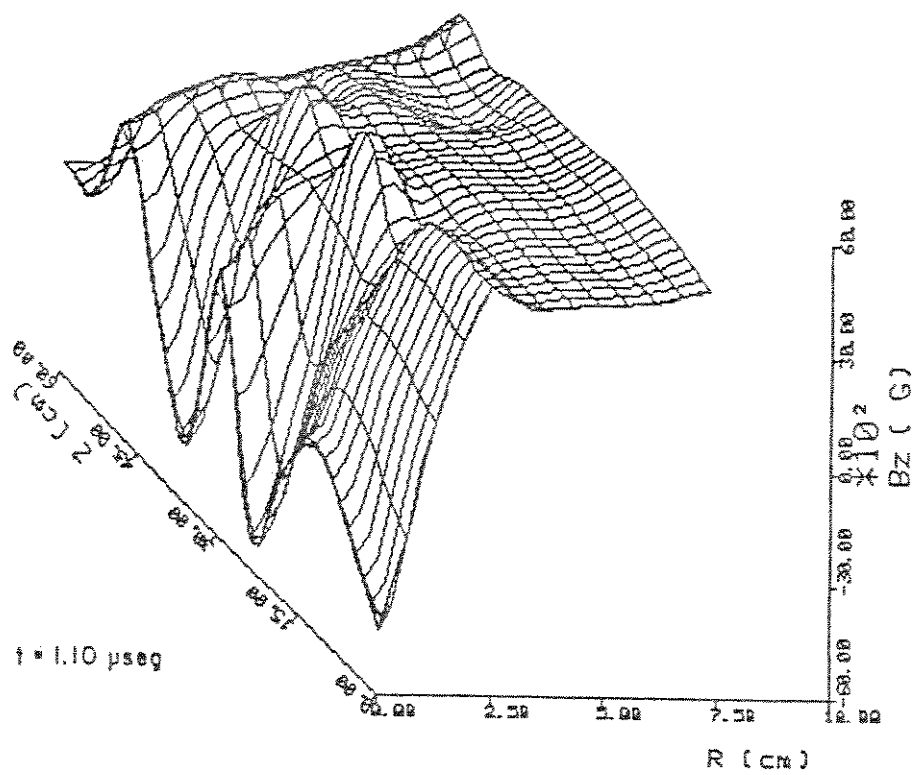
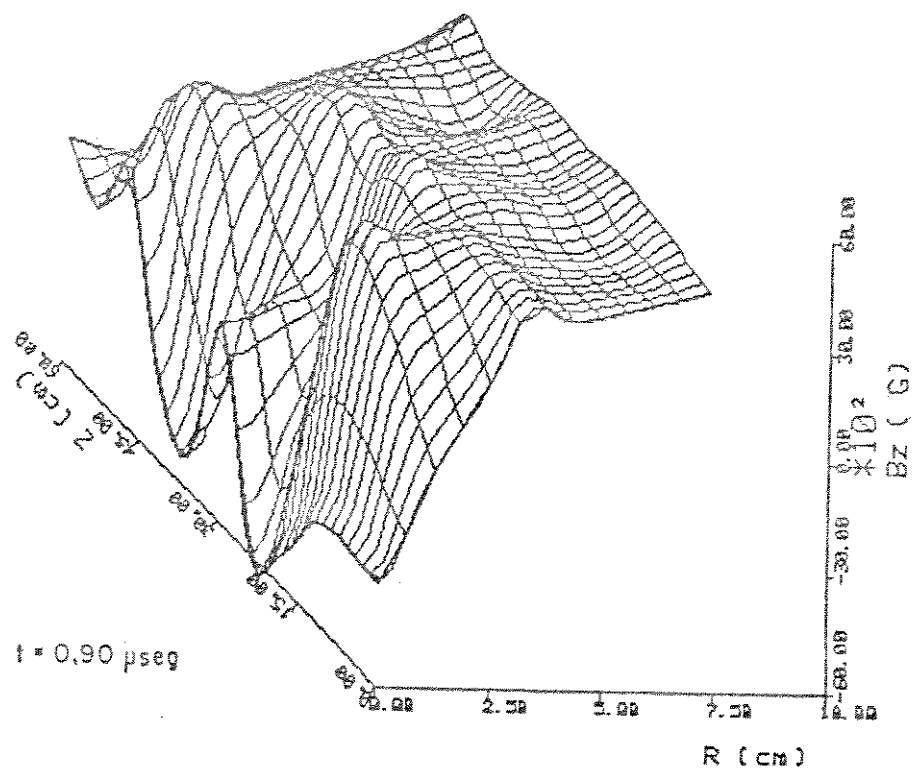


Fig. E.1.b - Campo magnético axial ao longo de r e z .

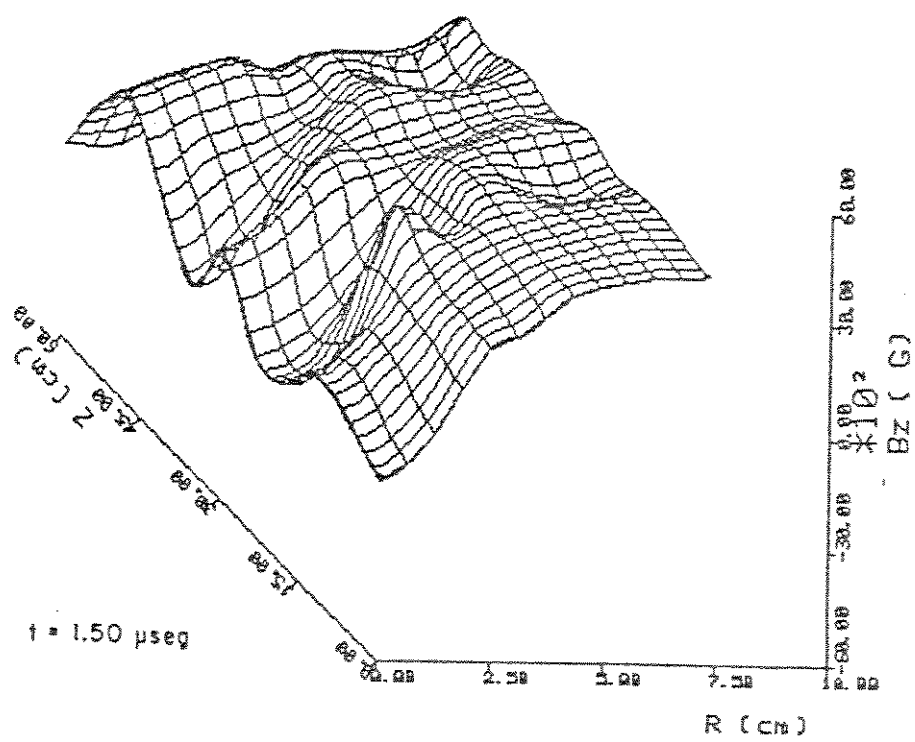
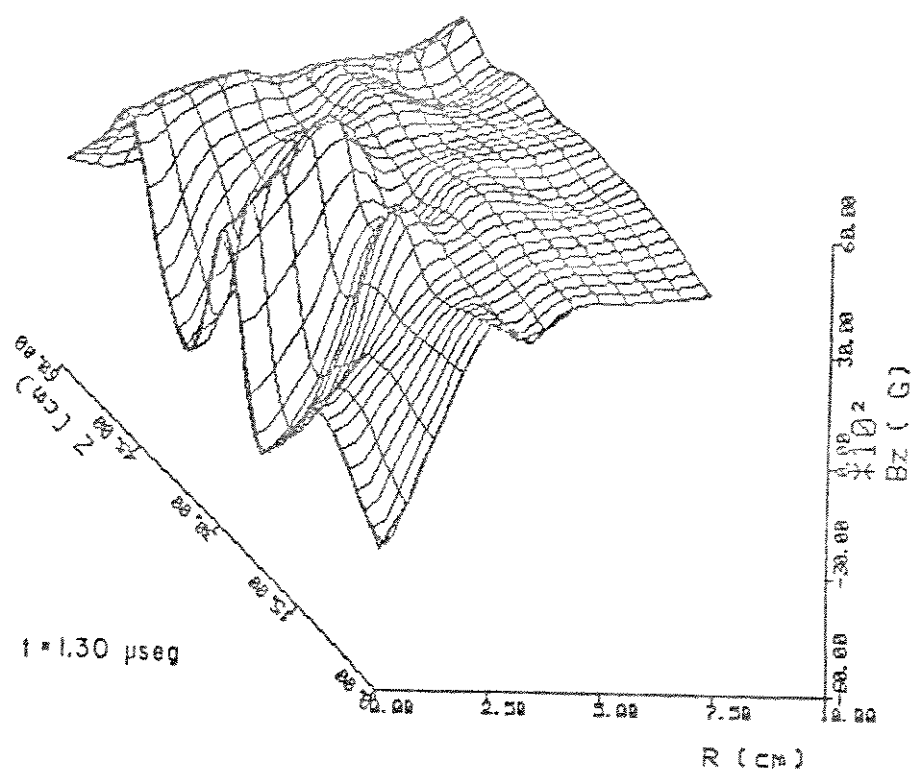


Fig. E.1.c - Campo magnético axial ao longo de r e z .

APÊNDICE F

DISTRIBUIÇÃO DOS ÍONS NO ESPAÇO DE FASE

A dinâmica dos íons durante a implosão dada pela simulação numérica do código híbrido é mostrada a seguir. Os valores dos coeficientes $C_{1,II}$ e $F_{1,II}$ no algoritmo de Chodura (equação 1.2) utilizados foram respectivamente 1,0 e 5,5. Esses coeficientes proporcionam o melhor casamento do perfil radial do campo magnético axial com os resultados experimentais. A distribuição dos íons, a densidade dos elétrons e o campo magnético axial em diversos instantes são dados nas Fig. F.1 e Fig. F.1.b.

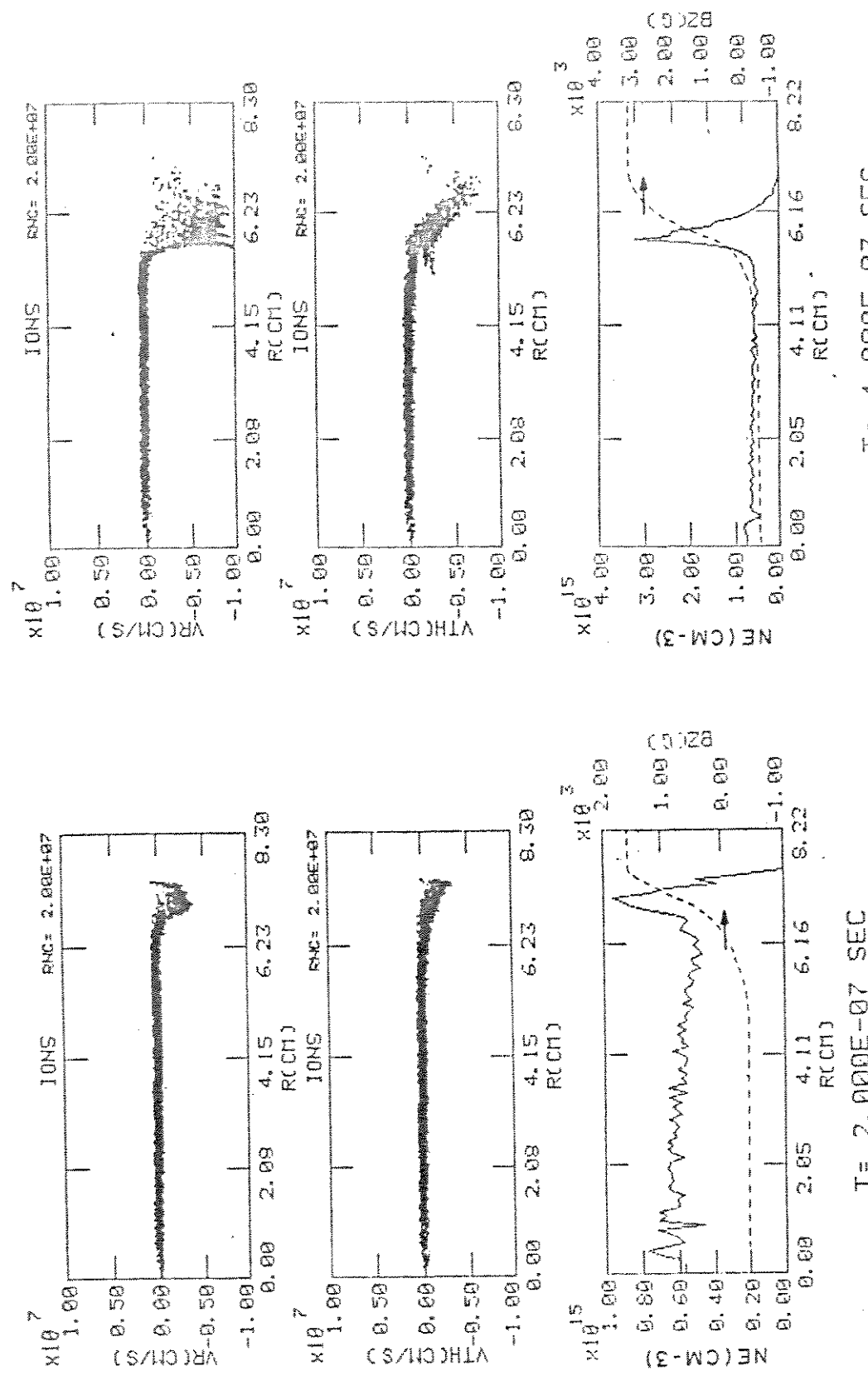
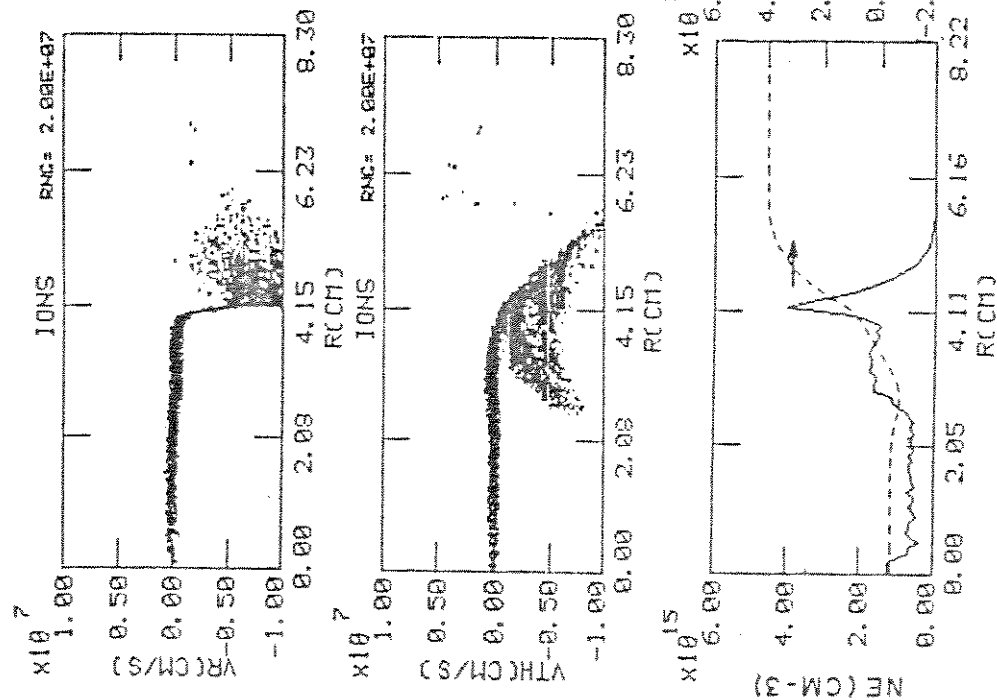
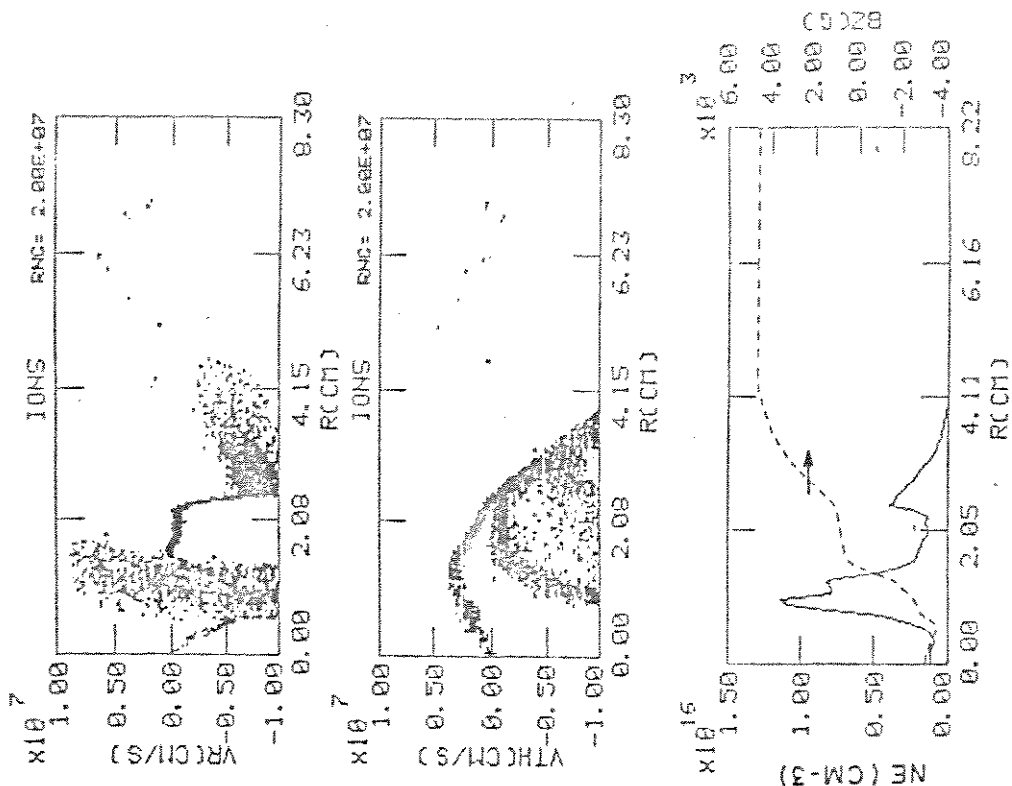


Fig. F.1 - Distribuição dos íons no espaço de fase (VR=velocidade radial, VTH=velocidade axial) e perfis da densidade de elétrons (NE) e do campo magnético axial (BZ).



$T = 6.000E-07$ SEC



$T = 8.000E-07$ SEC

Fig. F.1.a - Distribuição dos Íons no espaço de fase (VR=velocidade radial, VTH=velocidade azimutal) e perfis da densidade de elétrons (NE) e do campo magnético axial (BZ).

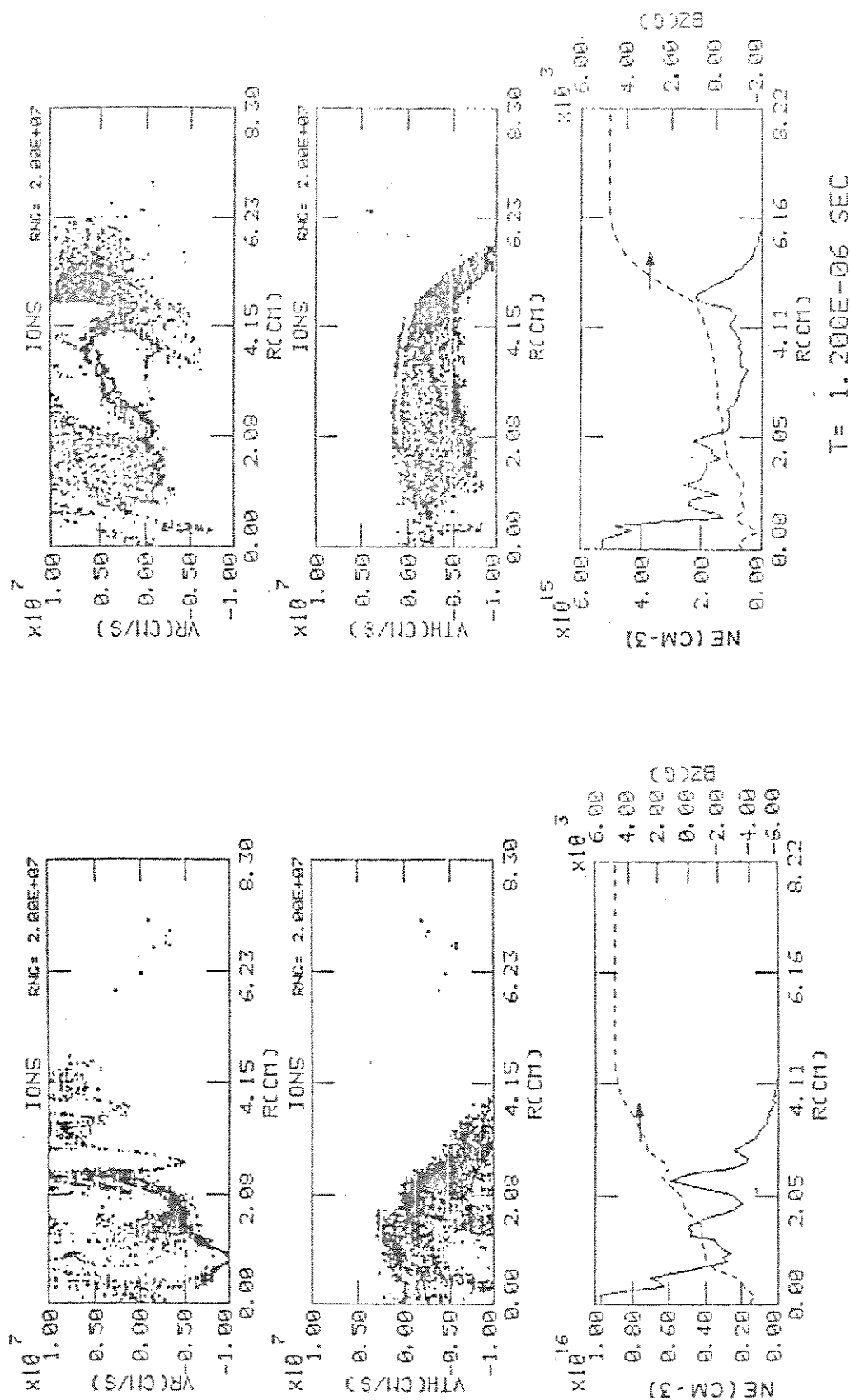


Fig. F.1.b - Distribuição dos Ions no espaço de fase (VR =velocidade radial, VTH =velocidade azimutal) e perfis da densidade de elétrons (NE) e do campo magnético axial (BZ).

APÊNDICE G

SUMÁRIO DAS CARACTERÍSTICAS DO THETA PINCH TUPÃ

Os parâmetros citados abaixo com asterisco (*) referem-se a grandezas medidas e com (s) às obtidas por simulação do código híbrido, ajustadas aos resultados obtidos experimentalmente. Os grandezas sem notação referem-se a valores calculados a partir desses resultados.

Características gerais do theta-pinch Tupã:

Diâmetro interno do solenóide: 17cm

Diâmetro interno do tubo de plasma (pirax): 15,0cm

Comprimento do solenóide: 100,0 cm

Campo magnético externo (V=30kV): 5,4 kG

Campo magnético de polarização (V=6,0kV): - 0,4 kG

Tempo de subida (1/4 do período): 1,2 microseg

Características do plasma à pressão inicial de 40 mTorr do gás hélio

$B_B = - 0,4 \text{ kG (*)}$

$B_m = 5,4 \text{ kG (*)}$

Tempo de constrição máximo = 1,2 microseg (*)

$n_e = 3.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ (s)}$

$T_i = (60 \pm 15) \text{ eV (*)}$

Características do plasma à pressão inicial de 20 mTorr do gás néon:

$B_B = - 0,4 \text{ kG (*)}$

$B_m = 5,4 \text{ kG (*)}$

Tempo de constrição máximo = 1,1 microseg (*)

$n_e = 5,0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ (s)}$

$T_i = 140 \text{ eV (s)}$

$T_e = 130 \text{ eV (s)}$

$\eta = (2,2 \pm 0,5) \times 10^{-14} \text{ seg (*)}$

$\langle \beta \rangle = 0.98 \text{ (*)}$

$r_z = 2,2 \text{ cm (*)}$

$\tau_{ee} = 6,9 \times 10^{-8} \text{ seg}$

$\tau_{ii} = 8,5 \times 10^{-9} \text{ seg}$

$\tau_{ei} = 1,0 \times 10^{-8} \text{ seg}$

APÊNDICE H

GLOSSÁRIO DE SÍMBOLOS E ABREVIACÕES EMPREGADOS

Notação	Significado
a	Aceleração;
$\vec{A}$	Vetor potencial;
A_r, A_θ, A_z	Componentes do vetor potencial em coordenadas cilíndricas;
A_w, A_p, A_L, A_m	Área da seção transversal do tubo, do plasma, da espira única e da sonda magnética;
$\vec{B}$	Intensidade do campo magnético em Gauss;
B	Buneman (subscrito);
B_r, B_θ, B_z	Componentes do campo magnético em coordenadas cilíndricas;
B_i, B_e	Campo magnético axial interno e externo;
BGN	Campo magnético de Green-Newton;
B_p, B_s	Campo magnético axial com plasma e em vácuo;
B_B, B_m	Campo magnético de polarização e principal;
c	Velocidade da luz;
C_m	Calor específico;
C	Capacitância;
$C_{1,II}$	Constante numérica;
D	Sinal diferencial da sonda diamagnética;
D_f, D_i, D_e	Sinal diferencial da sonda diamagnética na formação da camada de corrente, na implosão e no equilíbrio;
D_T	Difusividade;
e	Carga do elétron;
$\vec{E}$	Intensidade do campo elétrico;
E_r, E_θ, E_z	Componentes do campo elétrico em coordenadas cilíndricas;
E	Energia;
E_{z-1}	Energia de ionização do estágio $z-1$;
f_i	Função distribuição dos íons;
F	Sinal integrado da sonda diamagnética;
F_f, F_i, F_e	Sinal integrado da sonda diamagnética na formação

FRC	da camada de corrente, na implosão e no equilíbrio; "Field reversed configuration";
g	Aceleração da gravidade;
gz	Peso estatístico;
$\hbar$	Constante de Planck ($=h/2\pi$);
I_i	Perfil instrumental;
I_D, I_S	Perfil da linha devido ao efeito Doppler e Stark;
I_{DS}	Perfil da linha pela convolução dos perfis Doppler e Stark;
I_O	Perfil da linha observada;
I_P	Corrente de plasma por unidade de comprimento;
J	Densidade de corrente;
J_r, J_θ, J_z	Componentes da densidade de corrente em coordenadas cilíndricas;
$J_{\perp}, J_{\parallel}$	Componentes da densidade de corrente perpendicular e paralela ao campo magnético;
k	Vetor propagação;
k_B	Constante de Boltzmann;
K	Condutividade térmica;
$K_{\perp}$	Condutividade térmica perpendicular às linhas de campo;
$\ln A$	Logaritmo de Coulomb ;
L	Comprimento característico do plasma, indutância;
L	Híbrida inferior (subscrito);
l_s	Dimensão característica da sonda ;
m	Índice caracterizando um modo normal onde alguma perturbação varia como $\exp(im\theta)$;
m_e, m_i	Massa do elétron e do íon;
n	Densidade de partículas em cm^{-3} ;
n_e, n_i	Densidade de elétrons e íons em cm^{-3} ;
N	Número de espiras;
NE	Densidade de elétrons;
p	Pressão;
p_e, p_i	Pressão dos elétrons e íons;
$\vec{P}$	Momento (anômalo) transferido dos íons aos elétrons por íon por unidade de tempo; força gravitacional;
P	Fluxo de energia por unidade de tempo;
r	Coordenadas radial;
r_s	Raio da separatriz;
r_{Le}, r_{Li}	Raio de Larmor dos elétrons e íons;
r_w, r_p, r_L	Raio da parede interna do tubo, do plasma e da bobina de espira única;
r_1, r_2, r_3	Posições radiais do perfil trapezoidal (Fig. 1.3);
R_0, R_1, R_2	Resistência;
t	Tempo, $t=0$ início da descarga do banco principal;
t_0	Um quarto do período do banco de polarização;
T	Temperatura em graus Kelvin, período de oscilação;
T_B	Temperatura de fusão em graus Kelvin;
T_i	Temperatura da jaqueta da sonda;
T_e, T_i	Temperatura de elétrons e íons em K;
V_A	Velocidade de Alfvén;
V_{De}, V_{Di}	Velocidade de arrasto dos elétrons e dos íons;
V_P	Velocidade do pistão magnético;
V_r	Velocidade radial do plasma;

v_s	Velocidade íon acústica;
v_{Te}, v_{Ti}	Velocidade térmica dos elétrons e dos íons;
v_θ	Velocidade azimuthal ($=J_\theta/en$);
∇_e, ∇_i	Velocidade dos elétrons e íons;
∇_D	Velocidade de arrasto;
∇_L	Velocidade de arrasto ($=c\vec{E} \times \vec{B}/B^2$);
∇_o	Velocidade de arrasto ($=c\vec{F} \times \vec{B}/eB$);
V	Voltagem, tensão;
V_L, V_m	Tensão induzida nos terminais da espira única e da sonda magnética;
V_R	Velocidade radial dos íons;
V_{TH}	Velocidade azimuthal dos íons;
x_s	Razão entre o raio da separatriz e o raio condutor;
z	Eixo de coordenada axial (r, θ, z);
Z	Numero de cargas efetivas;
Z_z	Função de partição do estágio z ;
α	Grau de ionização, constante numérica;
β	Razão entre energia térmica e magnética,
γ	Taxa de crescimento da instabilidade ($\omega = \omega_r + i\gamma$), razão entre calores específicos;
ϵ_r	Energia perdida devido a radiação de linha ultra violeta;
ϵ_r	Energia dos campos flutuantes;
η	Resistividade;
η	Tensor resistividade;
η_o	Resistividade clássica
η_a	Resistividade anômala;
η_{er}	Resistividade efetiva;
θ	Coordenada azimuthal;
λ_D	Distância de Debye;
ΔE_{z-1}	Correcção na energia de ionização;
$\Delta \lambda$	Deslocamento em relação ao centro da linha;
$\Delta \lambda_D$	Meia largura total à meia altura do perfil Doppler;
$\Delta \lambda_s$	Meia largura total à meia altura do perfil Stark;
$\Delta \Phi$	Diamagnetismo do plasma;
$\Delta \phi$	Fluxo magnético perdido;
μ	Razão entre a massa do íon com a massa do próton, ($=m_i/m_p$);
ρ	Densidade de massa por unidade de volume;
ρ_o	Densidade de massa de particulas neutras por unidade de volume;
ρ_i	Densidade de massa de íons por unidade de volume;
ρ_D	Distância de Debye;
σ	Condutividade ($=1/\eta^{-1}$);
σ	Tensor condutividade;
$\sigma_{\perp, \parallel}$	Condutividade perpendicular e paralela ao campo magnético;
T_A	Tempo característico de Alfvén;
T_s, T_D	Tempo característico de difusão clássica;
T_{ee}, T_{ii}	Tempo de colisão entre particulas da mesma espécie, elétrons e íons;
T_{eq}	Tempo de equipartição;
Φ	Diâmetro interno;
$\Delta \phi$	Diamagnetismo do plasma, fluxo magnético perdido;

ϕ	Fluxo magnético em $B_z=0$;
ϕ_0	Fluxo magnético total de polarização;
ψ	Fluxo magnético;
ψ_p, ψ_s	Fluxo magnético total com plasma e em vácuo;
ω	Frequência angular;
ω_r	Frequência angular real;
ω_{pe}	Frequência eletrônica do plasma ;
ω_{pi}	Frequência iônica do plasma;
ω_{ce}	Frequência ciclotrônica dos elétrons;
ω_{ci}	Frequência ciclotrônica dos íons;
ω_L	Frequência híbrida inferior;
Ω_L	Frequência híbrida inferior ($\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$).

REFERÊNCIAS

- (1) SIEMON, R.E. et alii "Review of the Los Alamos FRX-C experiment", *Fusion Technology*, 9:13-37, 1986;
- (2) OKADA, S. et alii "Slow formation and stabilization of FRC plasma", *Proceeding of 11th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Control. Thermonuclear Research* (Kyoto, Japan), p.117, 1986;
- (3) SGRO, A.G. & NIELSON, C.W. "Hybrid model studies of ion dynamics and magnetic field diffusion during pinch implosion", *The Phys. of Fluids*, 19(1):126-133, 1976;
- (4) LIEWER, P.C. & KRALL, N.A. "Self-consistent approach to anomalous resistivity applied to theta-pinch experiments", *The Phys. of Fluids*, 16(11):1953-1963, 1973;
- (5) DAVIDSON, R.C. & KRALL, N.A. "Anomalous transport in high-temperature plasmas with applications to solenoidal fusion systems", *Nuclear Fusion*, 17(6):1313-1372, 1977;
- (6) KRALL, N.A. & LIEWER, P.C. "Low-frequency instabilities in magnetic pulses", *Phys. Rev. A*, 4(5):2094-2103, 1971;
- (7) BOCKELMANN, H.K. et alii "Optimization and diagnostic of plasma produced in the theta-pinch Tupã", *Proceed. 4th Japan-Brazil Symposium on Science and Techn.* (Sao Paulo, Brazil), 3:188-195, 1984;
- (8) KRUSKAL, M. & SCHWARZSCHILD, M. "Some instabilities of a-completely ionized plasma", *Proc. Royal Soc. London*, 223:348-360, 1954;
- (9) LEHNERT, B. "Gravitational instability of a magnetized plasma", *Phys. Rev. Lett.*, 7(12):440-441, 1961;
- (10) CAP, F.F. "Handbook on plasma instabilities", New York, Academic Press, 1976. p.71-75;
- (11) HAMASAKI, S. & KRALL, N.A. "Relaxation of anisotropic collisionless plasma", *Phys. Fluids*, 16(1):145-149, 1973;
- (12) DAVIDSON, R.A. & HAMMER, D.A. "Nonequilibrium energy constants associated with large-amplitude electron whistlers", *Phys. Fluids*, 15(7):1282-1284, 1972;
- (13) DAVIDSON, R.C. & OGDEN, J.M. "Electromagnetic ion cyclotron instability driven by ion energy anisotropy in high beta plas-

mas", Phys. Fluids, 18(8):1045-1050, 1975;

(14) HAMASAKI, S., GLADD, N.T. & KRALL, N.A. "One-dimensional transport models with local and nonlocal lower-hybrid-drift waves in field-reversed configurations", Phys. Fluids, 29(12):4131-4137, 1986

(15) GLADD, N.T., SGRO, A.G. & HEWETT, D.W. "Microstability properties of the sheath region of a field-reversed configuration", Phys. Fluids, 28(7):2222-2234, 1985;

(16) DAVIDSON, R.C., GLADD, N.T., WU, C.S. & HUBA, J.D. "Effects of finite beta on the lower-hybrid-drift instability", The Phys. of Fluids, 20(2):301-310, 1977;

(17) GLADD, N.T. "The lower hybrid drift instability and the modified two stream instability in high density theta pinch environments", Plasma Phys., 18:27-40, 1976;

(18) KAYAMA, M.E. "Diagnosticos basicos e espalhamento Thomson num theta-pinch" Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, 1981;

(19) WIESE, W.L. "Line Broadening". In: HUDDLESTONE, R.H. & LEONARD, S.L. ed. "Plasma Diagnostic Techniques", New York, Academic Press, 1965, cap. 6;

(20) PAES, A.C.J. "Simulação de um theta-pinch por modelo de dois fluidos", Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, 1979;

(21) GRIEM, H.R. & SHEN, K.Y. "Stark broadening of hydrogenic ion lines in a plasma", Phys. Rev., 122(5):1490-1496, 1961;

(22) BERG, H.F. et alii "Measurement of Stark profiles of neutral and ionized Helium and Hydrogen lines from shock-heated plasmas in electromagnetic T tubes", Phys. Rev., 125(1):199-206, 1962;

(23) COMISSO, R.J. "Plasma heating and dynamics in a theta-pinch", Tese de Doutorado, Universidade de Maryland (USA), 1975;

(24) KEILHACKER, M. "Diffusion of trapped reversed magnetic field in a theta pinch in the presence of a probe", Nuclear Fusion, 4, 287, 1964;

(25) SHIGUEOKA, Y. "Dinâmica de compressão e mecanismos de aquecimento de plasmas no theta-pinch", Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, 1979;

(26) TONKS, L. & LANGMUIR, I. "A general theory of the plasma of an arc", Phys Review, 34, 876, 1929;

(27) FURTH, H.P., KILEEN, J., ROSENBLUTH, M.N., "Finite resistivity instabilities of a sheet pinch", The Physics of Fluids, 6

- (4), 459, 1963;
- (28) GALVAO, R.M.O. & SANTIAGO, M.A.M., "Resistive instabilities in reversed field confinement configurations without shear", *Phys of Fluids*, 24(4), 661, 1981;
- (29) SANTIAGO, M.A.M., "Instabilidades resistivas em sistemas de confinamento magnetico com campo reverso", Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas (SP, Brasil), 1982;
- (30) FURTH, H.P., "Nonideal magnetohydrodynamics instabilities and toroidal magnetic confinement", *Phys Fluids*, 28(6), 1595, 1985;
- (31) COPPI, B. et alii, "Resistive internal kink modes", *Sov J Plasma Physics*, 2(6), 5333, 1976;
- (32) BODIN, H.A.B. et alii, "Plasma containment and stability in a megajoule theta-pinch experiment", *Plasma Phys and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Culham, 1965)*, 1, IAEA, 193, 1966;
- (33) BISKAMP, D., "Magnetic reconnection via current sheets". in: DUBOIS, M.A. et alii ed. "Mag netic Reconnection and Turbulence", *Proc. of Intern. Workshop on magnetic reconnection and turbulence*, Les Ulis Cedex, Les Editions de Physique, 1985, p.19-60;
- (34) HEWETT, D.W. and SEYLER, C.E., "Reconnection Phenomena during the formation phase of field-reversed experiment", *Phys Review Let*, 46(23), 1519, 1981;
- (35) STEINOLFSON, R.S. & VANHOVEN, G., "The growth of tearing modes: boundary and scalling effects", *Phys Fluids*, 26 (1), 117, 1983;
- (36) YEH, T. & AXFORD, W.I., "On the re-connection of magnetic field lines in conducting fluids", *J. Plasma Phys*, 4 , part 2, 207, 1970;
- (37) IRBY, J.H. et alii, "Observation and interpretation of magnetic field line reconnection and tearing in a theta-pinch", *Phys Review Lett*, 42(4), 228, 1979;
- (38) SATO, T. & HAYASHI, T., "Externally driven magnetic reconnection and a powerful magnetic energy converter", *Phys Fluids* 22(6), 1189, 1979;
- (39) UGAI, M., "Spontaneously developing magnetic reconnections in a current-sheet system under different sets of boundary conditions", *Phys Fluids* 25(6), 1027, 1982;
- (40) ELTON, R.C., "Atomic Processes". In: GRIEM, H.R. & LOVBERG, R.H. ed. "Methods of Experimental Physics: Plasma - Physics", New York, Academic Press, 1970, p.163, 164;
- (41) GRIEM, H.R. "Plasma Spectroscopy", New York, McGraw Hill, 1964, p.134-139;
- (42) ZANDT, J.R.V. "Shift measurements of the Stark broadened

ionized helium lines at 1640 and 1215 Å", Tese de Doutorado, Universidade de Maryland, 1976;

(43) GREEN, T.S. & NEWTON, A.A. "Diffusion of antiparallel bias magnetic field during the initial stages of a theta-pinch", The Phys. of Fluids, 9(7):1386-1388, 1966;

(44) STEINHAEUER, L.C. "Magnetic flux trapping during field reversal in the formation of field reversed configuration", Phys. Fluids 28(11):3333-3340, 1985;

(45) KUTUZOV, M.I., SEMENOV, V.N. & STRIZHOV, V.F. "Trapping of magnetic flux during the formation of a compact toroid", Sov. J. Plasma Phys. 7(4):520-525, 1981;

(46) VEKSHTEIN, G.E. "Loss of magnetic flux during the formation of a reversed-field plasma configuration", Sov. Phys. Dokl., 28(7):569-571, 1983;

(47) HIRANO, K. "A steady-state axisymmetric toroidal system", Nuclear Fusion, 24(9):1159-1172, 1984;

(48) ARMSTRONG, W.T. et alii "Flux trapping during the formation of field reversed configurations", Phys. Fluids 25(11):2121-2127, 1982;

(49) WU, C. et alii "The oscillation of the trapped flux in the early phase of a reversed field theta-pinch", J. Phys. Soc. Japan, 52(4):1215-1223, 1983;

(50) KNOX, S.O. et alii "Reversed-field flux-trapping in a low-compression theta pinch", Phys. Fluids 25(2):262-268, 1982;

(51) ARMSTRONG, W.T. et alii "Field-reversed experiments (FRX) on compact toroids", Phys. Fluids 24(11):2068-2089, 1981;

(52) MILROY, R.D., SLOUGH, J.T. & HOFFMAN, A.L. "Plasma wall sheath contributions to flux retention during the formation of field-reversed configuration", Phys. Fluids, 27(6):1545-1551, 1984;

(53) COMISSO, R.J. & GRIEM, H.R. "Experimental study of the post-implosion phase of a theta-pinch", The Phys. of Fluids, 20(1):44-50, 1977;

(54) DAVIDSON, R.C. & GLADD, N.T. "Anomalous transport properties associated with the lower hybrid drift instability", The Phys. of Fluids, 18(10):1327-1335, 1975;

(55) LEITE NETO, J.P. "Simulação numérica de um theta-pinch", Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, 1984;

(56) HUBA, J.F., DRAKE, J.F. & GLADD, N.T. "Lower hybrid drift instability in field reversed field", Phys. Fluids, 23(3):552-561, 1980;

- (57) KAYAMA,M.E. et alli "Dinamica do plasma confinado magneticamente no theta-pinch Tupã", Rev. Brasil. Aplic. Vac., 5(1,2):352-362, 1985;
- (58) GRIEM,H.R. "Plasma Spectroscopy", New York, McGraw Hill, 1964, p.90;
- (59) KAYAMA,M.E. & BOCKELMANN,H.K. "Estudo de instabilidades durante a implosão no theta-pinch Tupã", Rev. Brasil. Aplic. Vac., 6(1,2):187-194, 1986;
- (60) IRBY,J.A. "Observations and interpretations of magnetic-field-line reconnection and tearing in a theta-pinch", PhD Thesis, University of Maryland, 1979;
- (61) SAKANAKA,P.H. "Implosion phase of the field reversed theta-pinch", Proc. of 4th Japan-Brazil Symposium on Science and Technology (Sao Paulo, Brasil),p.129-137, 1984;
- (62) ASHBY,D.E.T.F. "A simple theory of wall evaporation in a pulsed gas discharge", Plasma Phys. (J. of Nuclear Energy part c), 5:83-87, 1963;
- (63) SPITZER JR.,L. "Physics of Fully Ionized Gases", New York, John Wiley, 1962, p.120-143;
- (64) HIROSE,A. et alli "Anomalous Resistivity in a steady-state, current-carrying discharge-tube plasma", Phys. Rev. Lett., 25(25):1563-1567, 1970;
- (65) BUNEMAN,O. "Dissipation of currents in a ionized media", Phys. Rev., 115(3):503-517, 1959;
- (66) MILROY,R.D. & BRACKBILL,J.U. "Two-dimensional MHD simulation of field-reversed plasma formation", Proc. of 3rd Symposium on the Phys. and Techn. of Compact toroids in the Magn. Fusion Energy Program (Los Alamos,USA),p.161-164, 1980;
- (67) PIETRZYK,Z.A. "Field line reconnection at the end of a field reversed theta pinch", Proc. of 3rd Symposium on the Phys. and Techn. of Compact toroids in the Magn. Fusion Energy Program (Los Alamos,USA), p.165-168, 1980;
- (68) GRIEM,H.R. "Plasma Spectroscopy", New York, McGraw Hill, 1964, p.539;
- (69) SHIMADA,T. et alli "A study of the linear theta-pinch plasma using compensated diamagnetic probes", Techn. Rep. of Tohoku University, 39(2):343-363, 1974;
- (70) BOTTICHER,W. "Measurement of magnetic fields in plasmas". In: LOCHTE-HOLTGREVEN,W. ed. "Plasma Diagnostics", Amsterdam, North-Holland, 1968, p.618-648;

(71) ELTON,R.C., "Atomic Processes". In: GRIEM,H.R. & LOVBERG,R.H. ed. "Methods of Experimental Physics: Plasma - Physics", New York, Academic Press, 1970, p.120-122;

(72) SEVILLANO,E. & RIBE,F.L. "Reconnection studies in field-reversed configurations", Phys. Fluids, 28(10):3142-3153, 1985;

(73) SGRO,A.G. "Calculations of effects of incomplete preionization in high voltage theta pinches", Preprint;

(74) TUSZEWSKI,M. "Characterization of the equilibrium of field-reversed configuration", Preprint LANL;

(75) DAVIS,W.D. "The role of turbulence in coupling of a magnetic pulse to a collisionless plasma", PhD Thesis, University of Maryland, 1972, p.19-24;

(76) COMISSO,R.J. et alii "The initial ionization stage of FRC formation", Proceed. of 3rd Symposium on the Phys. and Techn. of Compact Toroids in the Magnetic Fusion Energy Program (Los Alamos, USA), p.184-187, 1980;

(77) PAES, A.C.J. "Simulação de um theta-pinch com três fluidos: elétrons, íons e íons refletidos", Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, 1987.