

DINÂMICA DO PLASMA CONFINADO MAGNETICAMENTE
NO THETA-PINCH TUPÃ

M.E. Kayama*, R.Y. Honda* e H.K. Böckelmann
Instituto de Física "Gleb Wataghin", UNICAMP
C.P. 6165, Campinas - SP.

* Faculdade de Engenharia de Campinas - Dptº
de Engenharia Elétrica, UNICAMP, Campinas - SP.

Com o objetivo de caracterizar a dinâmica do plasma no Theta-Pinch Tupã, foi efetuado o mapeamento do campo magnético por meio de sondas magnéticas e estudo da luz emitida pelo plasma por uma câmera conversora de imagens. Através de um código elaborado para a análise destas medidas pode-se observar as características durante e depois da fase de implosão do plasma, estimar a temperatura e densidade do plasma e também caracterizar a dinâmica em configuração de campo reverso durante o segundo semi-ciclo magnético.

Plasma, Diagnóstico, Confinamento

1. INTRODUÇÃO

O Theta-Pinch Tupã é um sistema de grande porte para o estudo de plasmas de alta densidade e temperatura confinados por campos magnéticos intensos. Com o intuito de caracterizar a dinâmica do plasma e estimar a temperatura e densidade do plasma, foram combinadas às medidas experimentais algumas equações de magnetohidrodinâmica. As medidas experimentais consistiram essencialmente na utilização de sondas magnéticas múltiplas e método fotográfico ultra-rápido. Um código

numérico elaborado ajustou as medidas das sondas magnéticas às equações de pré-Maxwell. Foram adicionados ainda, a equação de momento e a lei de Ohm para a estimativa da densidade e temperatura. A utilização do código possibilitou a análise mais detalhada das medidas de sondas magnéticas, correlatando os seus sinais com a dinâmica do plasma no Theta-Pinch Tupã.

2. TEORIA

Em geometria colíndrica, admitindo-se simetria azimutal e $B_\theta = 0$, as equações de Ampère e Faraday em termos do fluxo magnético $\psi(r, z, t)$ são reescritas sob a forma:

$$\frac{4\pi}{c} J_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(r, z, t) - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \psi(r, z, t) \right\} \quad (1)$$

$$E_\theta = \frac{1}{rc} \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, z, t) \quad (2)$$

onde $\psi(r, z, t) = rA_\theta(r, z, t)$ e A_θ corresponde à componente azimutal do vetor potencial. Como $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$, tem-se a relação

$$\vec{B} \cdot \nabla \psi(r, z, t) = 0 \quad (3)$$

Nota-se pela relação (3) que os contornos de fluxo constante seguem linhas de campo.

A estimativa da densidade e temperatura eletrônica foram efetuadas através da equação da conservação do momento ($d/dt=0$) e a lei de Ohm, isto é:

$$\nabla p = \vec{J} \times \vec{B} \quad (4)$$

$$\vec{E} = \eta \vec{J} \quad (5)$$

onde p é a pressão cinética do plasma, \vec{J} a densidade de corrente e η a resistividade do plasma.

3. EXPERIÊNCIA

3.1 - Sistema Theta-Pinch Tupã

O sistema Tupã constitui-se de um solenóide de es-
pira única por onde se faz circular a corrente da descarga de
diversos bancos de capacitores previamente energizados. O sole-
nóide mede 1m de comprimento e o tubo de plasma (câmara de vá-
cuo) no seu interior um diâmetro de 15cm. Os bancos de capa-
citores correspondem à unidade de pré-aquecimento ($T=4,0\mu s$,
 $V=50kV$, $E=875J$), polarização ($t_s=10\mu s$, $V=8,0kV$, $E=6kJ$) e prin-
cipal ($\tau=T_p/4=1,2\mu s$, $V=100kV$, $E=50kJ$).

O gás utilizado no experimento foi o Hélio ($p_0=8$,
0mTorr) num regime de fluxo contínuo pela câmara, à pressão de ba-
se de 10^{-6} Torr. O plasma foi inicialmente gerado por uma fonte
de RF ($f=17MHz$, $P=30W$) e pré-aquecido pela descarga do banco
de pré-aquecimento a 45kV. Após 20 μs foi efetuada a descar-
ga do banco principal a 50kV. O intervalo de tempo correspon-
dente ao primeiro e segundo semi-ciclo magnético deste banco
constituíram o período de estudo.

3.2 - Técnicas de Diagnóstico do Plasma

As técnicas de diagnóstico aplicadas foram simul-
taneamente as sondas magnéticas múltiplas e a câmara conver-
sora de imagens. Estas sondas magnéticas múltiplas, envoltas
em tubo de pirex, estavam posicionadas radialmente em $r=0,0$,
1,25, 3,85 e 5,05cm e alinhadas axialmente. Sua montagem pos-
sibilitou o deslocamento axial do conjunto. A câmara conver-
sora de imagens foi posicionada transversalmente ao eixo do
solenóide possibilitando o registro da luz emitida pelo plas-
ma em suas diversas posições radiais.

A monitoração das descargas foi feita por uma son-
da magnética na linha de transmissão do theta-pinch. Os si-
nais das sondas e da câmara foram tomados simultaneamente pa-
ra cada descarga dos bancos de capacitores. A fig. 1a ilus-
tra o arranjo experimental e a fig. 1b mostra o perfil tempo-
ral da corrente no solenóide.

4. ANÁLISE NUMÉRICA

A análise numérica compreendeu a interação dos sinais

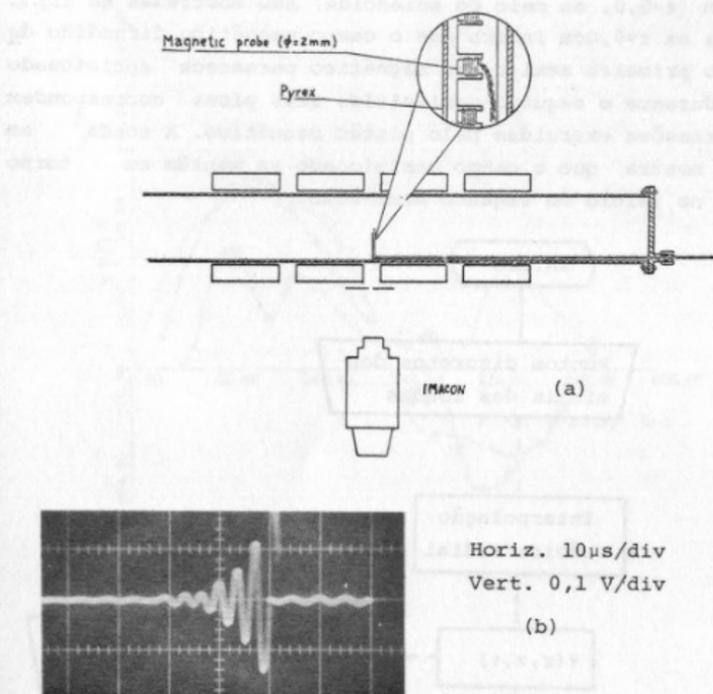


Fig. 1a - Arranjo experimental dos diagnósticos aplicados; b-evolução temporal no solenóide.

das sondas magnéticas às equações apresentadas no item 2. Os dados de entrada são pontos discretos tomados dos sinais das sondas. O processamento destes dados possibilita o traçado das linhas de campo, perfis radiais de densidade de corrente, campo magnético radial, densidade e temperatura eletrônica. O diagrama de bloco da fig. 2 ilustra as passagens principais do código.

4. RESULTADOS

Os sinais das sondas magnéticas em $r=0,0$ e $5,05\text{cm}$ e

$z=1,0\text{cm}$ ($z=0,0$, no meio do solenóide) são mostradas na fig.3. A sonda em $r=0,0\text{cm}$ indica que o campo magnético difundido durante o primeiro semi-ciclo magnético permanece aprisionado ainda durante o segundo semi-ciclo. Seus picos correspondem a compressões exercidas pelo pistão magnético. A sonda em $r=5,05$ mostra que o campo aprisionado se mantém em torno de 2kG no início do segundo semi-ciclo.

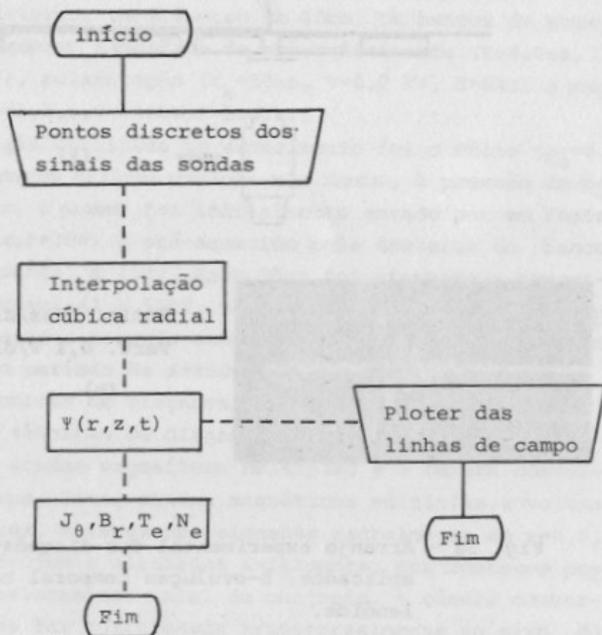


Fig. 2 - Fluxograma do programa

A dinâmica radial do plasma pode ser observada pelo registro da câmera conversora de imagens mostrado na fig.3. Observa-se a princípio que o plasma exerce uma série de oscilações radiais após a implosão e uma grande emissão de luz durante o segundo semi-ciclo.

5. ANÁLISE DOS RESULTADOS

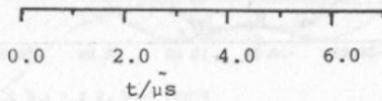
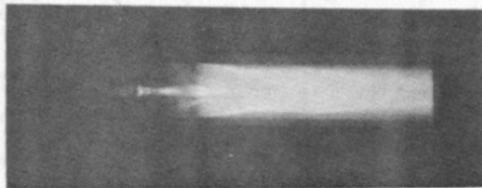
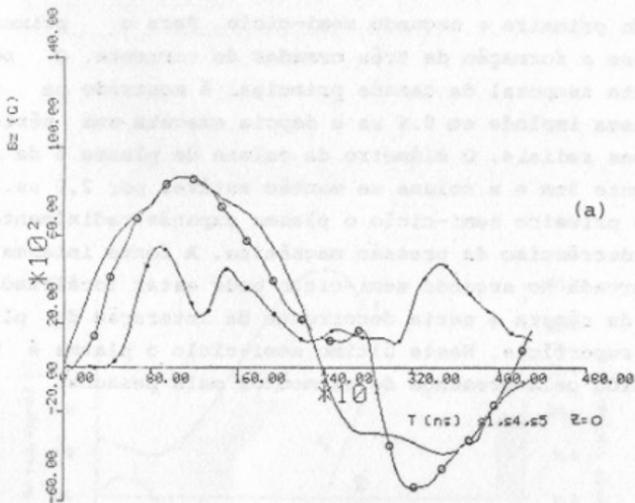


Fig.3a - Sinais de sondas magnéticas; b - Registro da câmera conversora de imagens.

Os perfis radiais do campo magnético no centro do solenóide é mostrado na fig.4 e na Fig. 5 temos o perfil radial da densidade de corrente azimutal no final da im-

plasma do primeiro e segundo semi-ciclo. Para o primeiro, observa-se a formação de três camadas de corrente. O posicionamento temporal da camada principal é mostrado na fig. 6. O plasma implode em $0,6 \mu s$ e depois executa uma série de oscilações radiais. O diâmetro da coluna de plasma é de aproximadamente 5cm e a coluna se mantém estável por $2,0 \mu s$. No final do primeiro semi-ciclo o plasma expande radialmente devido ao decréscimo da pressão magnética. A fonte intensa de luz observada no segundo semi-ciclo pode estar localizada às paredes da câmara e seria decorrente da interação do plasma com sua superfície. Neste último semi-ciclo o plasma é mais distribuído pela presença de elementos mais pesados.

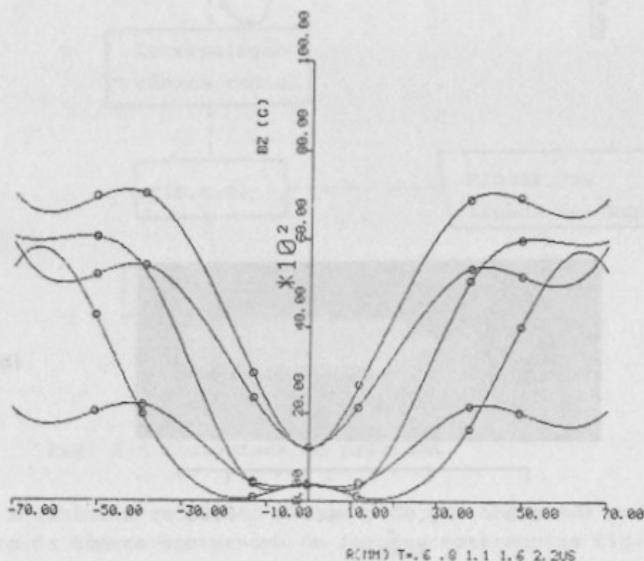


Fig.4 - Perfis radiais do campo magnético durante o confinamento do plasma. Os pontos denotam os valores medidos e é tomado simetria radial na figura.

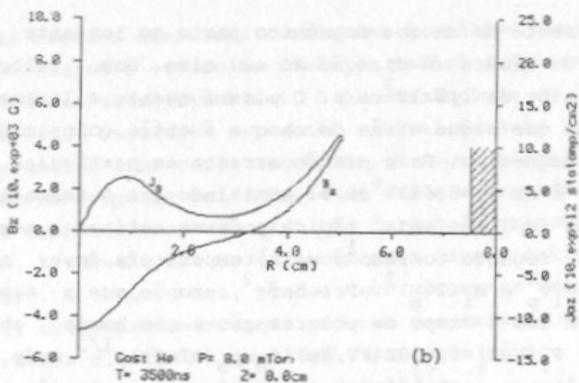
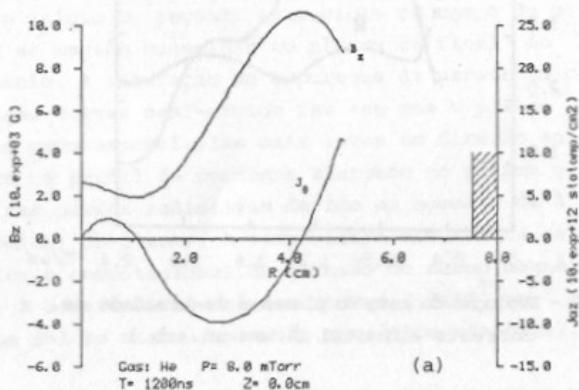


Fig.5 - Perfis do campo magnético axial (B_z) e da densidade de corrente (J_θ) em $Z=0,0$ cm no final da implantação do primeiro (a) e segundo (b) semi-ciclo magnético.

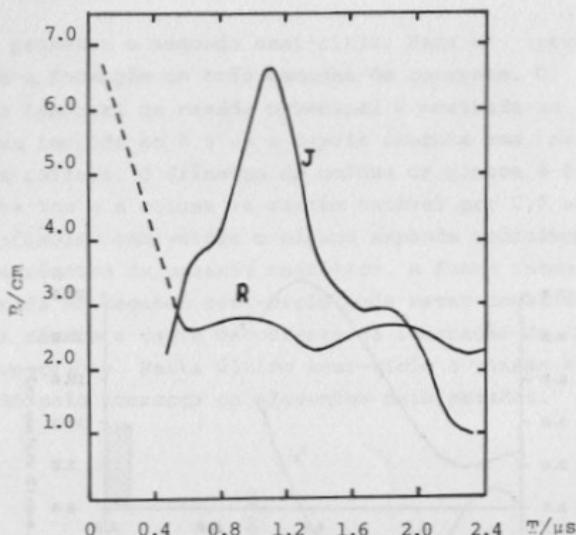


Fig. 6 - Evolução do raio do plasma e da densidade de corrente azimutal J (em un. arb.)

6. DINÂMICA E ESTIMATIVA DE PARÂMETROS

Uma frente de choque magnético parte no instante $t=0,0$ da parede da câmara em direção ao seu eixo. Sua velocidade atinge o valor de $1,8 \times 10^7$ cm/s. O plasma quente e levemente magnetizado que segue atrás do choque é então comprimido pelo pistão magnético. Este pistão arrasta as partículas e sua velocidade é de $v_p = 8,6 \times 10^6$ cm/s. Admitindo que a termalização no final da implosão seja rápida pode-se estimar a temperatura final. Segundo Comisso¹, esta temperatura deve situar-se entre $m_i v_p^2$ e $m_i (2v_p)^2$. Frieberg², propõe que a temperatura do íon sem o campo de polarização e com borda abrupta é dado por T_i (keV) = $1,18E$ (kV/cm) (r_c/p_0) (mTorr)^{1/2} onde E é o campo elétrico azimutal, r_c o raio da câmara de vácuo, p_0 a pressão inicial e m_i a massa do íon. O primeiro fornece uma estimativa da temperatura iônica entre 300eV a 1,2keV e o segundo um valor de 360eV.

Após esta fase de implosão observa-se a ocorrência de oscilações radiais da coluna. Estas oscilações seriam devi-

do ao decréscimo (constricção) e aumento (expansão) da pressão interna do plasma. Segundo Taylor³ o período destas oscilações está correlacionado à densidade iônica através da relação $T = (2\pi r_p) / (g(x) v_A)$, onde r_p é o raio da coluna de plasma, $g(x)$ uma constante dependente de r_c/r_p e v_A a velocidade de Alfvén $(= B_G / 4\pi m_i n_i)^{1/2}$. A densidade iônica estimada é então de $2,8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. A conservação de partículas fornece o valor de $2,2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ indicando boa concordância entre os valores.

No início do segundo semi-ciclo um campo de polarização de 2kG se mantém congelado no plasma do final do primeiro semi-ciclo. A liberação de impurezas da parede da câmara na transição destes semi-ciclos faz com que o pistão magnético arraste apenas as partículas mais leves em direção ao eixo. Isto gera um perfil de corrente alargado no plasma e um aumento nas perdas radiativas devido ao aumento de Z_{eff} (número atômico) do plasma. A temperatura eletrônica estimada pelo cálculo computacional da difusão do campo magnético é de 150eV. A densidade eletrônica atinge $2,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ quando admitimos $\beta=1$ no eixo ($\beta = \text{pressão magnética/cinética}$).

7. CONCLUSÃO

As medidas efetuadas combinadas à análise computacional possibilitaram o estudo da dinâmica radial do plasma e a estimativa dos seus parâmetros. O plasma implode em 0,6 μ s e a coluna final oscilante se mantém estável durante 2,0 μ s durante o primeiro semi-ciclo magnético. O segundo semi-ciclo inicia com um campo de polarização de 2kG e observa-se um perfil de corrente mais alargado que durante o primeiro semi-ciclo. A emissão de luz é também mais significativa que no primeiro. A temperatura iônica deve situar-se entre 300eV a 1,2keV; outros parâmetros que puderam ser estimados foram: temperatura eletrônica de 150eV, densidade iônica de $2,8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ e densidade eletrônica de $2,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

8. AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi financiado por: FINEP, CNEN e FAPESP.

9. REFERÊNCIAS

1. Comisso, R.J., "Plasma Heating and Dynamics in a Theta-Pinch". Ph.D. Thesis, University of Maryland, 1975.
2. Steinhauer, L., Phys. Fluids 26 (1), 254, 1983.
3. Taylor, J.B., Proceeding of Conference on the Theoretical Aspect: of Controlled Fusion Research, Gatlinburg, Tenn. US. Atomic Energy Comission, TID-7582, 1959.