

- 200 -

ESTRUTURA DO CAMPO MAGNÉTICO EM TOKAMAKS*

M.V.A.P. Heller e I.L. Caklas
Instituto de Física, Universidade de São Paulo INIS-BR--2037
C.P. 20.516, 01498 São Paulo, SP, Brasil

BR9023199

RESUMO

Superfícies magnéticas, necessárias ao confinamento do plasma, podem ser destruídas por perturbações helicoidais ressonantes de pequena intensidade devidas a oscilações do plasma ou correntes helicoidais externas. Neste trabalho, o mapeamento do campo é obtido integrando-se numericamente a equação diferencial de suas linhas, sendo apresentados critérios que avaliam a distribuição caótica das linhas entre as ilhas magnéticas ressonantes.

*Trabalho financiado parcialmente pelo CNPq.

A operação de um tokamak é limitada pela ocorrência de disrupturas, procedidas, muitas vezes, pelo crescimento de oscilações ressonantes do campo magnético do plasma confinado^[1]. Essas disrupturas podem ser provocadas igualmente por perturbações ressonantes criadas por correntes elétricas em hélices enroladas ao redor do vaso toroidal^[2]. O efeito dessas perturbações helicoidais foi também investigado no Tokamak TBR-1 da Universidade de São Paulo^[3].

Durante as descargas elétricas no TBR-1 foram observadas disrupturas pequenas, sem a perda de confinamento, causadas provavelmente pela destruição de superfícies magnéticas, devida ao crescimento das oscilações do plasma^[3]. O objetivo deste trabalho é o de investigar a distribuição espacial das linhas do campo magnético nessa situação. Para isso, foi considerada a destruição de superfícies magnéticas causada pelo aumento da intensidade da corrente helicoidal que perturba o equilíbrio obtido no Tokamak TBR-1^[4].

Para realizar essa investigação, a equação diferencial que descreve as linhas do

$$\vec{B} \times d\vec{l} = 0 \quad (1)$$

foi integrada numericamente. \vec{B} é o campo devido à superposição do campo de equilíbrio com o criado pelas correntes helicoidais; $d\vec{l}$ é um deslocamento infinitesimal na direção de \vec{B} .

Nos cálculos foram utilizados os parâmetros típicos do TBR-1^[5], considerando-se a aproximação de tokamak com razão-de-aspecto grande, i.e., $R/a \gg 1$, onde R e a são, respectivamente, o raio do toroide e o raio da coluna de plasma. O equilíbrio MHD é determinado pelas componentes B_θ e B_ϕ . As superfícies magnéticas não-perturbadas são caracterizadas pelo fator de segurança

$$q = \frac{r B_\phi}{R B_\theta} \quad (2)$$

relacionado à transformada rotacional das linhas helicoidais em cada superfície (que especifica o passo dessas linhas).

As perturbações são criadas por correntes elétricas I em m pares hélices, com corrente operada em condutores adjacentes, enroladas na câmara toroidal^[6]. Essas correntes criam perturbações ressonantes do tipo $I(t) \cos(m\theta - n\phi)$ com m ilhas magnéticas em torno de

superfícies magnéticas com $q = m/n$ e raio $r_{m,n}$. A largura $\Delta_{m,n}$ dessas ilhas depende do rizalhamento das linhas não perturbadas e da corrente I . Para ilhas pequenas, a largura pode ser calculada analiticamente de forma aproximada, obtendo-se [1]

$$\Delta_{m,n} \sim (I)^{1/2} \quad (3)$$

A principal conseqüência da correção toroidal (levada em conta, considerando-se, na equação (1), a componente B_ϕ com uma dependência espacial $(1 + r/R \cos\theta)^{-1}$) é o aparecimento de $m \pm 1$ ilhas magnéticas nas superfícies com $q = (m \pm 1)/n$. Para ilhas pequenas,

$$\Delta_{m\pm 1,n} \sim (I)^{1/4} \quad (4)$$

Comparando as equações (3) e (4), concluímos que as $m\pm 1$ ilhas secundárias são menores do que as m ilhas principais.

A destruição de superfícies magnéticas está relacionada à quebra de simetria espacial do campo \vec{B} , causada pelas correntes helicoidais. O grau de distribuição caótica das linhas do campo entre as superfícies não-destruídas depende da intensidade I da corrente perturbadora. Esta dependência pode ser indicada também pelo parâmetro de estocasticidade S definido como

$$S = \frac{\Delta_{m,n} + \Delta_{m',n'}}{2(r_{m,n} - r_{m',n'})} \quad (5)$$

onde

$$q(r_{m,n}) = m/n \quad (6)$$

Os valores de $\Delta_{m,n}$ são calculados analiticamente, considerando-se uma simetria helicoidal aproximada de \vec{B} em torno da superfície ressonante.

Os resultados numéricos apresentados neste artigo foram obtidos (integrando-se numericamente a equação (1)) considerando-se um equilíbrio com $q(0)=1$, $q(a)=5$ e perturbações com $m=3/n=1$.

Na Fig. 1 é apresentado para $I=125A$, o mapeamento do campo magnético no plano $\phi=0$. Os pontos assinalados correspondem às intersecções das linhas de campo com esse plano. Foram escolhidas as linhas que passam por 20 pontos distribuídos radialmente na direção $\theta=0$, assinalando-se, para cada linha, 100 intersecções após cada volta dela ao longo da câmara na direção toroidal.

Na Fig. 2, são mostradas, para duas intensidades da corrente elétrica, a evolução do deslocamento quadrático médio das intersecções das linhas com o plano $\phi=0$, após N voltas na direção toroidal:

$$\langle \Delta r_N^2 \rangle = \langle [r_N(l) - r_0(l)]^2 \rangle \quad (7)$$

A média $\langle \rangle$ é calculada para pontos iniciais $r_0(l)$ igualmente espaçados na direção θ , em um intervalo entre aqueles de raios $r_{3,1}$ e $r_{4,1}$. A variação do valor obtido para esse algoritmo torna-se mais irregular e aumenta de amplitude com o crescimento de I .

Na Fig. 3 a 5, são mostrados os deslocamentos radial $\Delta_r = (r - r_0)$ e angular $\Delta_\theta = (\theta - \theta_0)$ das intersecções de uma única linha do campo com o plano mencionado

anteriormente. As duas primeiras fornecem os valores de Δr e $\Delta\theta$ ($r_0 = 6,6 \times 10^{-2}$ m e $\theta_0 = 0^\circ$) para duas intensidades I. Para I=100A (S=1.0) existe ainda alguma regularidade nas variações obtidas (Fig. 3), que desaparece para I=125A (S=1.1). Essas variações nos valores de Δr e $\Delta\theta$ persistem, a cada volta, até que a linha, sob a ação de um processo difusivo, saia do plasma, o que ocorre durante apenas uma volta, conforme exemplificado na Fig. 5 ($r_0 = 7,0 \times 10^{-2}$ m, $\theta_0 = 0^\circ$, I=150A).

Os resultados apresentados mostram a destruição de superfícies magnéticas no TBR-1. Para uma corrente de plasma da ordem de 10kA, basta acionar correntes helicoidais externas de cerca de 100A, para que esse efeito seja relevante, deteriorando o confinamento obtido.

REFERÊNCIAS

- [1] Vannucci, A.; Nascimento, I.C.; Caldas, I.L.; Publicação IFUSP/P-736 (1988), aceito para publicação em "Plasma Physics and Controlled Fusion".
- [2] Pulsator Team; Nuclear Fusion 28, 560 (1985).
Robinson, D.C.; idem, 1101.
- [3] Vannucci, A.; Bender, O.W.; Caldas, I.L.; Tan, I.H.; Nascimento, I.C.; Saaveda, E.K.; Publicação IFUSP/P-703 (1988), aceito para publicação em "Il Nuovo Cimento".
- [4] Fernandes, A.S.; Heller, M.V.A.P.; Caldas, I.L.; Plasma Physics and Controlled Fusion, 30, 1203(1988).
- [5] Fagundes, A.N.; Cruz Jr., D.F.; Galvão, R.M.O.; Elizondo, J.I.; Nascimento, I.C.; Sá, W.P.; Silva, R.P.; Tuszel, A.G.; Vannucci, A.; Violo, J.H.; "TBR-1 (Brazilian Tokamak) - Recent Results", Proceedings of the Energy Independence Conference/Fusion Energy and Plasma Physics (Rio de Janeiro, 1987) IUPAP-IBF-COPPE, a ser publicado.

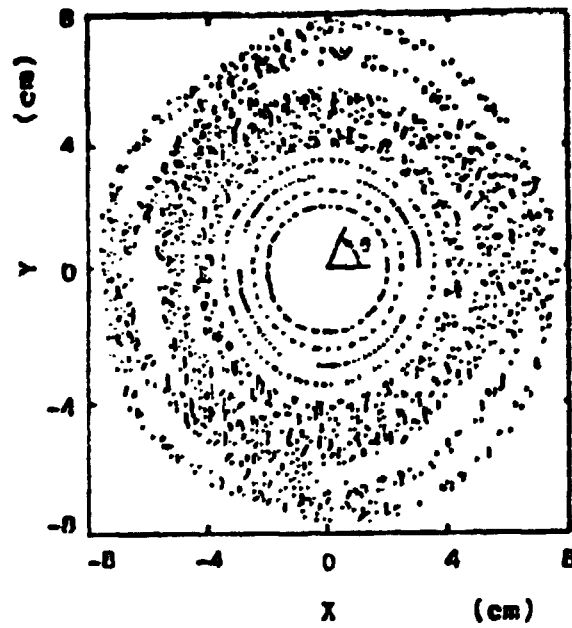


FIG. 1 INTERSECÇÕES DE LINHAS DO CAMPO MAGNÉTICO COM UMA SUPERFÍCIE POLOIDAL PARA $I_p = 10\text{kA}$, $q(a)=5$, $q(0)=1$, $I_{3/1}=125\text{A}$ ($S=1.1$).

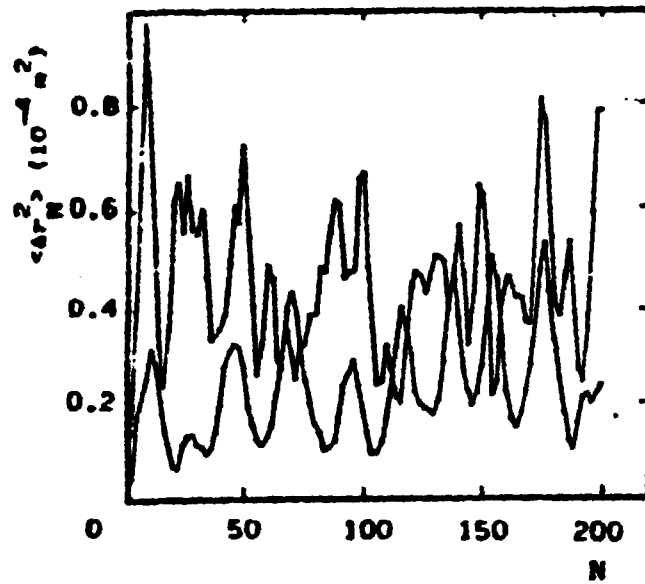


FIG. 2 - EVOLUÇÃO DO DESLOCAMENTO QUADRÁTICO MÉDIO DAS INTERSECÇÕES DE LINHAS DO CAMPO COM UMA SUPERFÍCIE POLOIDAL APÓS N VOLTAS NA DIREÇÃO TOROIDAL PARA $S=1.0$ ($I=100A$) E $S=1.4$ ($I=150A$) $I_p=1GA$, $o(A)=5$ E $o(0)=1$.

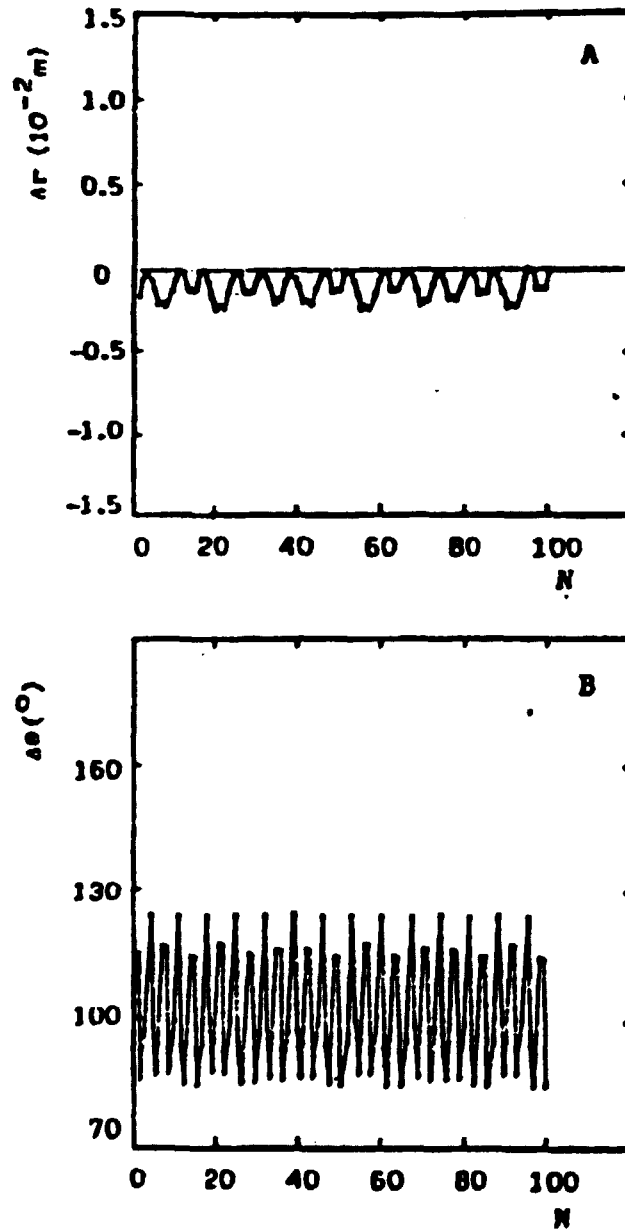


FIG. 3 - DESLOCAMENTOS RADIAL (A) E ANGULAR (B) DAS INTERSECÇÕES DE UMA LINHA DO CAMPO NAS CONDIÇÕES DAS FIGURAS ANTERIORES E $S=1(I=100A)$.

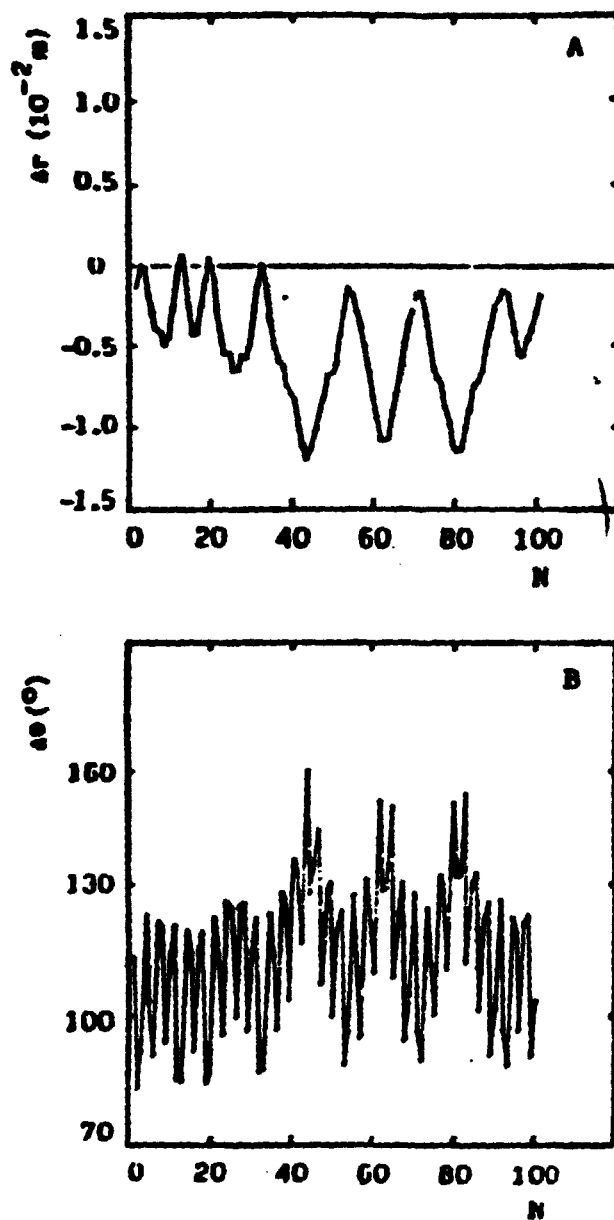


FIG. 4 DESLOCAMENTOS RADIAL (A) E ANGULAR (B) DAS INTERSECÇÕES DE UMA LINHA DO CAMPO NAS CONDIÇÕES DAS FIGURAS ANTERIORES E $S=1.1$ ($I=125A$).

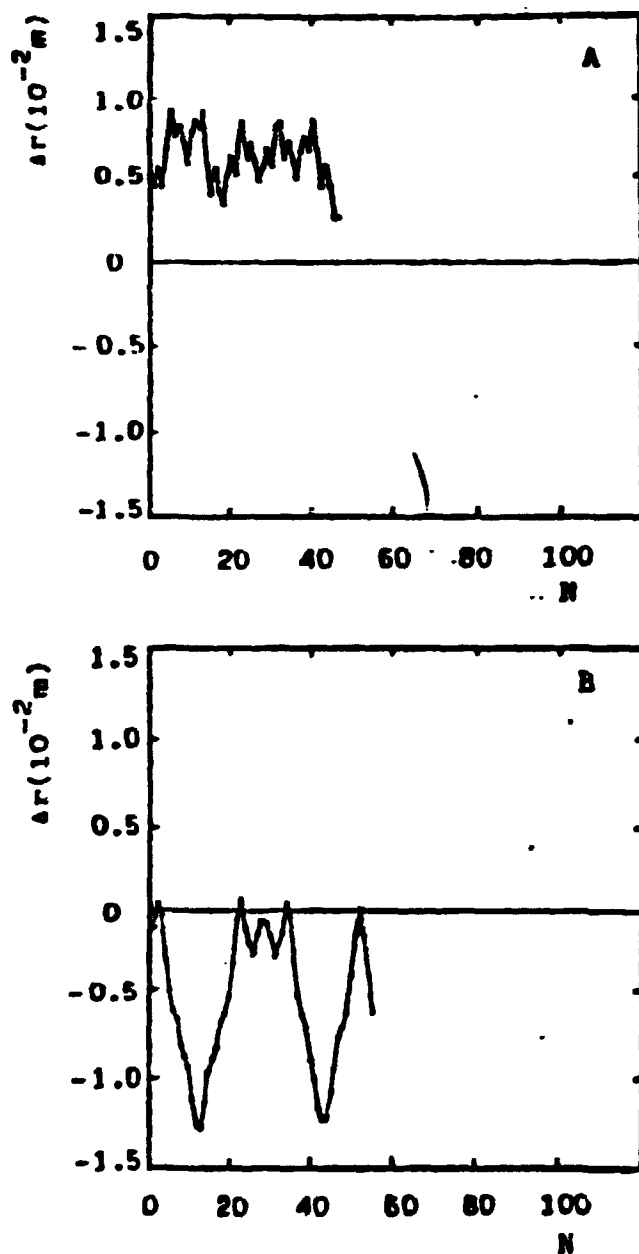


FIG. 5 DESLOCAMENTOS RADIAL (A) E ANGULAR (B) DAS INTERSEÇÕES DE UMA LINHA DO CAMPO NAS CONDIÇÕES DAS FIGURAS ANTERIORES E $S=1.2$ ($I=150A$).