1374

ING HWIE TAN

SBI-IFUSP
305M810T1374

OSCILAÇÕES MHD NO TBR-1

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1374
ex. 2
INSTITUTO DE FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Orientador: Prof. Dr. IBERÊ LUIZ CALDAS

SÃO PAULO
1984

530.44
T/610
M
e.2

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pela Biblioteca do
Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Tan, Ing Hwie
Oscilações MHD no TBR-1 . São Paulo, 1984.

Tese (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Iberê Luiz Caldas

Unitermos: 1. MHD; 2. Tokamaks

USP/ID-B53/84

Aos meus pais,

Lanny e Gioke

R E S U M O

Neste trabalho, foram investigadas as oscilações do campo magnético poloidal observadas no tokamak TBR-1. As amplitudes, frequências e números de onda poloidal e toroidal destas oscilações foram determinadas através do método de correlação de fases. O sistema de diagnóstico construído consistiu em 20 bobinas colocadas dentro do vaso em diferentes posições poloidais e toroidais e os sinais detectados foram digitalizados e armazenados para posterior análise de Fourier. As oscilações foram identificadas como modos MHD com m=4, m=3 e m=2, sempre com n=1. As frequências e amplitudes destes modos foram medidas em várias descargas, variando-se o fator de segurança no limitador (q_ℓ) entre 4 e 7. Os resultados obtidos foram comparados com as previsões teóricas e os trabalhos realizados em outros tokamaks.

A B S T R A C T

This work presents the results of the investigatio of the poloidal magnetic field oscillations in the TBR-1 tokamak using the phase correlation method. Twenty magnetic coils were placed inside the vessel at different poloidal and toroidal locations, and their signals were recorded in ADC modules to be Fourier analysed. The oscillations were identified as m=4, m=3 and m=2 MHD modes, always with n=1. The frequencies and amplitude of these modes were measured in different equilibria, for q_ℓ (the safety factor at the limiter) varying between 4 and 7. The result obtained were compared with theoretical predictions and similar data from other tokamaks.

Ao pessoal da Oficina Mecânica pelos serviços técnicos prestados.

À Ivanete pela datilografia deste trabalho.

À João Carlos e Carlos pelos desenhos.

À CNEN, FINEP, FAPESP, CNPq e USP, pelo apoio financeiro.

Aos colegas do IFUSP pelo companheirismo durante a minha formação acadêmica.

ÍNDICE

pg.

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO..... 01

CAPÍTULO II - INSTABILIDADES MACROSCÓPICAS EM TOKAMAKS

II.1 - Introdução..... 04
II.2 - Estabilidade MHD linear..... 04
II.3 - Modos de Dobra..... 10
II.4 - Modos de Ruptura..... 11
II.5 - Características Experimentais das Instabilidades Macroscópicas em Tokamaks 18

CAPÍTULO III - CARACTERÍSTICAS DO TOKAMAK TBR-1

III.1 - Introdução..... 22
III.2 - Descrição do TBR-1..... 22
III.3 - Parâmetros MHD do TBR-1..... 24

CAPÍTULO IV - DETECÇÃO DE OSCILAÇÕES DE MIRNOV NO TBR-1

IV.1 - Introdução..... 28
IV.2 - O Método de Correlação de Fases..... 28
IV.3 - Descrição Geral do Sistema de Diagnóstico..... 29
IV.4 - Construção e Calibração das Bobinas de Mirnov..... 32
(a) Bobinas Poloidais..... 34
(b) Bobinas Toroidais..... 38
(c) Circuito Eletrônico associado às Bobinas de Mirnov..... 39
IV.5 - Enrolamentos Helicoidais Ressonantes. 43

CAPÍTULO V - RESULTADOS OBTIDOS

V.1 - Introdução..... 46
V.2 - Descrição do Método de Análise..... 46
V.3 - Resultados Obtidos..... 51
V.4 - Avaliação dos Erros Experimentais..... 60

pg.

CAPÍTULO VI - DISCUSSÃO

VI.1 - Introdução..... 63
VI.2 - Características Gerais das Descargas do TBR-1..... 63
VI.3 - Características Gerais das Oscilações Detectadas..... 64
VI.4 - Efeitos Toroidais..... 68

CAPÍTULO VII - CONCLUSÕES..... 73

APÊNDICE..... 76

REFERÊNCIAS..... 77

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

A fusão termonuclear controlada é um dos objetivos mais almejados pelos físicos de Plasmas, por representar uma fonte praticamente inesgotável de energia. Para conseguir este objetivo, consideráveis esforços têm sido empregados no sentido de se projetar uma máquina de confinamento de plasmas suficientemente eficiente para vir a ser utilizado como um reator de fusão.

Dentre estas máquinas, o tokamak é a que tem apresentado os resultados mais promissores. Vários problemas no entanto, precisam ser resolvidos antes que se possa utilizá-lo como um reator de fusão. Em particular, diversas instabilidades macroscópicas são responsáveis pela deterioração e, em alguns casos, pela perda total de confinamento.

Uma das instabilidades mais perigosas num tokamak é a instabilidade de disruptura, que resulta muitas vezes numa perda violenta e inesperada de confinamento. Esta instabilidade é tipicamente precedida por oscilações de baixas frequências ($f < 100kHz$) comumente observadas no campo magnético poloidal (embora também sejam detectadas em outras grandezas, como a densidade, campo magnético radial, etc...).

Estas oscilações são normalmente observadas durante toda a descarga, crescendo em amplitude antes da ocorrência da instabilidade de disruptura. Na realidade, acredita-se, atualmente, que estas oscilações sejam a manifestação de ilhas magnéticas, denominadas na teoria MHD (Magnetohidrodinâmica) de modos de ruptura, sendo o crescimento e acoplamento destas ilhas a mais provável causa da instabilidade de disruptura.

A principal característica destas oscilações é a

sua estrutura espacial helicoidal na forma $\exp[i(\omega t + m\theta - n\phi]$ onde θ e ϕ são, respectivamente, os ângulos nas direções poloidal e toroidal. Os modos normais de oscilação mais comumente observados possuem números de onda poloidal (m) variáveis entre 1 e 8 e números de onda toroidal geralmente detectados como n=1 ou n=2. As amplitudes destas oscilações são geralmente pequenas, sendo que as amplitudes máximas, observadas antes da instabilidade de disruptura, correspondem a aproximadamente 5% do campo magnético poloidal de equilíbrio.

O objetivo deste trabalho é apresentar um estudo inicial sobre as instabilidades macroscópicas presentes no tokamak TBR-1 do Instituto de Física da USP.

Este estudo inicial consistiu na determinação das características gerais das oscilações MHD do campo magnético poloidal. Estas características (amplitude, frequência, números poloidal e toroidal) foram determinadas detectando-se as oscilações através de diversas bobinas, colocadas em diferentes posições ao redor do vaso de descarga. Os números de onda poloidal (m) e toroidal (n) foram determinados usando-se o método de correlação de fases, que consiste na análise das fases relativas das oscilações detectadas. Os resultados obtidos foram comparados a algumas previsões baseadas na teoria e nos resultados obtidos em outros tokamaks.

O capítulo II, destina-se à apresentação da teoria MHD linear que prevê a existência dos modos a serem medidos e define seus critérios de estabilidade. As características experimentais dos modos previstos por esta teoria também são apresentadas neste capítulo.

O capítulo III, é uma breve descrição do tokamak TBR-1, contendo seus principais parâmetros de trabalho, e

seus parâmetros MHD.

No capítulo IV, é descrito o sistema de diagnóstico construído para detectar as oscilações MHD.

No capítulo V, são apresentados os resultados obtidos em algumas descargas típicas.

O capítulo VI, é uma discussão dos resultados obtidos, que são comparados às previsões baseadas na teoria e nos resultados de outros tokamaks.

No capítulo VII, são apresentadas as principais conclusões deste trabalho, e são feitas algumas sugestões para trabalhos futuros.

O apêndice apresenta uma tabela que mostra os resultados das calibrações das bobinas construídas.

CAPÍTULO II - INSTABILIDADES MACROSCÓPICAS EM TOKAMAKS

II.1 - Introdução

Neste capítulo será apresentada brevemente a teoria de estabilidade MHD linear aplicada a uma configuração simplificada de tokamaks. Embora nem sempre as aproximações feitas correspondam à realidade, esta teoria prevê o aparecimento e as principais características das instabilidades mais importantes em tokamaks, definindo,também,critérios de estabilidade comprovados experimentalmente. Além da descrição teórica destas instabilidades principais (denominadas modos de dobra e modos de ruptura) , serão apresentados os fenômenos pelos quais elas se manifestam experimentalmente.

II.2 - Estabilidade MHD linear

A teoria magnetohidrodinâmica (MHD) ideal considera um plasma como um fluido condutor perfeito descrito por um sistema de equações de fluido acoplados às equações de Maxwell . Estas equações são [1,2] (no Sistema MKS racionalizado)

a equação da continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \qquad (2.1)$$

a equação de conservação de Energia para Processos Adiabáticos

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}\right)(p\rho^{-\gamma}) = 0 \qquad (2.2)$$

a equação de Conservação de Momento Linear

$$\rho\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}\right)\vec{v} = -\vec{\nabla}p + \vec{j} \times \vec{B} \qquad (2.3)$$

a lei de Ohm Ideal

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0 \qquad (2.4)$$

as equações de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad (2.5.a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_o \vec{j} \qquad (2.5.b)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \qquad (2.5.c)$$

Supondo o sistema em equilíbrio estático (velocidade de fluido v_0 nula), sua estabilidade pode ser investigada analisando-se a evolução temporal de pequenas perturbações em torno deste equilíbrio. Para isto, todas as grandezas são escritas na forma

$$f = f_0 + f_1 ,$$

onde os termos com índice "0" representam as soluções das equações de equilíbrio estático (v_0=0)

$$\vec{\nabla} p_0 = \vec{j}_0 \times \vec{B}_0 \qquad (2.6.a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}_0 = \mu_o \vec{j}_o \qquad (2.6.b)$$

e

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_0 = 0 \qquad (2.6.c)$$

e os termos com índice "1" representam perturbações de primeira ordem. Para todas as grandezas, a perturbação pode ser escrita em

termos de um vetor de deslocamento $\vec{\zeta}$ definido por

$$\vec{\zeta}\,(\vec{r}_0,t) = \vec{\zeta}(\vec{r}_0)e^{i\omega t} = \int \vec{v}_1 \cdot dt \qquad (2.7)$$

As equações (2.1) - (2.5) são linearizadas [2], fornecendo a equação de autovalores:

$$-\rho_0\omega^2\vec{\zeta} = \hat{F}(\vec{\zeta}) = \frac{1}{\mu_o}(\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1 + \frac{1}{\mu_o}(\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0 + \vec{\nabla}\,[\gamma p_0 \vec{\nabla}.\vec{\xi} + \vec{\zeta}\,.\vec{\nabla} p_0] \qquad (2.8)$$

onde $\vec{B}_1 = \vec{\nabla} \times (\vec{\zeta} \times \vec{B}_0)$.

Se o autovalor ω^2 for negativo, ω será imaginário, e a perturbação inicial crescerá no tempo representando uma instabilidade.

Além do cálculo de autovalores, existe outro critério de estabilidade denominado Princípio de Energia, segundo o qual o equilíbrio será instável se a variação na energia potencial associada à perturbação for negativa. Obtém-se a variação de energia potencial δW multiplicando a eq. (2.8) por $\vec{\zeta}^*$, e integrando sobre o volume do plasma [3]:

$$\delta W = -\frac{1}{2}\int_V \vec{\zeta}^*.\,\hat{F}\,(\vec{\zeta})\,dV \qquad \text{ou,}$$

$$\omega^2 = \frac{\delta W}{T} \quad \text{com} \quad 2T = \int_V \rho_0 |\dot{\vec{\zeta}}|^2\, dV \qquad (2.9)$$

A eq. (2.9) mostra que δW negativo implica em ω^2 negativo, e nesta situação a perturbação será instável com uma

taxa de crescimento $\gamma = |\omega|$.

Para se investigar as instabilidades (ou perturbações instáveis) que podem ocorrer num tokamak, pode-se utilizar por base uma configuração simplificada do equilíbrio [4] que permite calcular δW aproximadamente. Nesta configuração (esquematizada na fig. 2.1) a corrente de plasma (I_p) confinada forma uma coluna toroidal de secção transversal circular. A componente mais intensa do campo magnético aplicado possue a mesma direção da corrente ($\vec{B}_\phi$). Esta corrente, por sua vez, produz outro campo menos intenso ($\vec{B}_\theta$), perpendicular ao primeiro. A combinação destes dois campos resulta na formação de linhas de campo magnético helicoidais. As partículas do plasma interagem com este campo resultante impedindo a expansão da coluna.

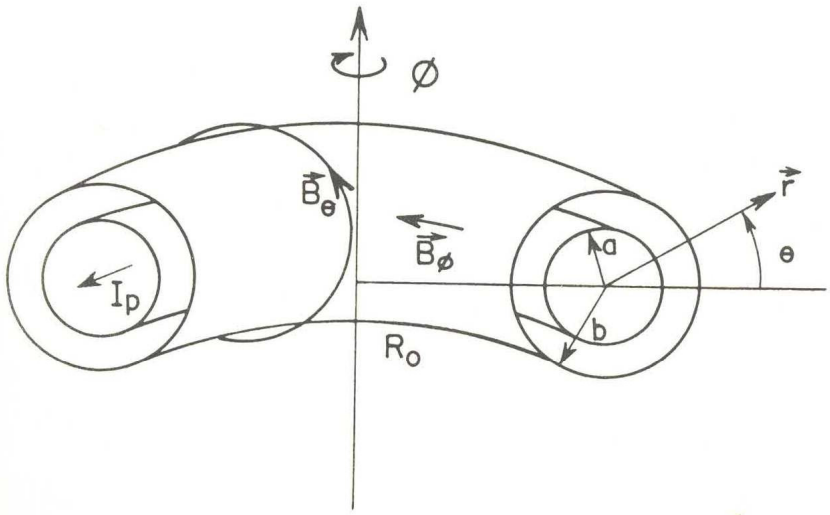


Fig. 2.1 - Configuração básica de um tokamak.

Aproximando a coluna de plasma por um cilindro periódico de comprimento $2\pi R_0$ (para isso é necessário que a razão de aspecto $A = R_0/a$ seja grande, isto é $A >> 1$), estas linhas de campo podem ser consideradas como hélices coaxiais, com helicidade caracterizada pelo fator de segurança definido por

$$q(r) = \frac{rB_\phi}{R_0 B_\theta} \tag{2.10}$$

Estas linhas de campo helicoidais formam superfícies magnéticas caracterizadas por um valor de q constante. Quando q for racional as linhas se fecham sobre si mesmas e a superfície é denominada superfície racional.

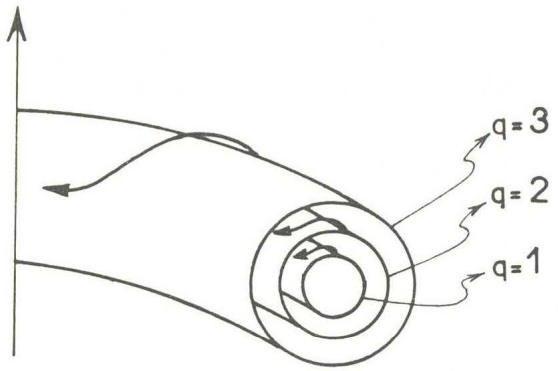


Fig. 2.2 - Superfícies racionais num tokamak

Como a aproximação considerada permite supor simetria na direção poloidal (θ), as perturbações (2.7) podem ser decompostas em componentes de Fourier na forma

$$\vec{\zeta}\,(\vec{r}_0,t) = \sum_{m,n} \vec{\zeta}_{mn}\,(r_0)\; e^{i(m\theta - n\phi + \omega t)} \tag{2.11}$$

onde um particular deslocamento $\vec{\zeta}_{mn} e^{i(m\theta - n\phi)}$ corresponde a uma perturbação helicoidal cuja helicidade é caracterizada pelos números m e n. As superfícies racionais em que a helicidade das linhas de campo magnético é igual à da perturbação (isto é, quando $q = m/n$) são chamadas superfícies ressonantes.

Na configuração acima descrita, a aplicação do Princípio de Energia é bastante simplificada, uma vez que a ra -

zão de aspecto inversa

$$\varepsilon = a/R_0 \tag{2.12}$$

pode ser usada como um parâmetro de expansão. A variação de energia potencial δW pode ser escrita na forma [1]

$$\delta W = \sum_n \delta W_n \varepsilon^n = \delta W_0 + \varepsilon \delta W_1 + \varepsilon^2 \delta W_2 + \ldots \tag{2.13}$$

e as instabilidades dominantes podem ser identificadas.

O cálculo dos termos desta expansão indica que existem basicamente duas fontes de energia para desestabilizar o sistema: são os gradientes de corrente e de pressão. Por este motivo é conveniente introduzir o parâmetro β definido como a razão entre a pressão cinética do plasma e a pressão magnética de confinamento, isto é,

$$\beta = \frac{2p}{B^2} \tag{2.14}$$

Este parâmetro é importante no cálculo da estabilidade porque irá definir se as instabilidades causadas pelo gradiente de pressão são relevantes em comparação àquelas produzidas pelo gradiente de corrente.

Para tokamaks de baixo beta (como o TBR-1, onde $\beta = (10^{-4} - 10^{-3})$) as instabilidades devidas aos gradientes de pressão aparecem apenas no termo de quarta ordem na expansão (2.13) [1]. As instabilidades dominantes, chamadas modos de dobra, são causadas pelo gradiente de corrente e aparecem no termo de segunda ordem [1] .

II.3 - Modos de Dobra

O termo de segunda ordem na expansão (2.14) associado a um deslocamento radial $\zeta(r)$ é [1]:

$$\delta W_2 = \pi^2 R_0 \int_0^b [\frac{B_1^2}{\mu_o} + B_\theta (1 - \frac{nq}{m}) \frac{dj_\phi}{dr} \zeta^2] r \, . \, dr \tag{2.15}$$

que também pode ser escrito como

$$\delta W_2 = \frac{\pi^2 B_\phi^2}{\mu_o R_0} \{ \int_0^a [(r \frac{d\zeta}{dr})^2 + (m^2 - 1)\zeta^2](\frac{n}{m} - \frac{1}{q})^2 \, rdr +$$

$$+ [\frac{2}{q_a} (\frac{n}{m} - \frac{1}{q_a}) + (1 + m\lambda) (\frac{n}{m} - \frac{1}{q_a})^2] a^2 \zeta_a^2 \} \tag{2.16}$$

onde $\lambda = \dfrac{1 + (\frac{a}{b})^{2m}}{1 - (\frac{a}{b})^{2m}}$

e o índice "a" se refere ao valor em r=a.

Na equação (2.16) nota-se que se b=a, necessariamente $\zeta_a = 0$ e $\delta W_2 \geq 0$, ou seja, o sistema será estável nesta ordem. Isto significa que para a instabilidade ocorrer é necessário que exista uma região de vácuo entre a coluna de plasma e a parede do vaso, de maneira que toda a coluna se "dobra" (inclusive a superfície) como uma hélice, devido a um deslocamento ra

dial na forma $\zeta_r(r)e^{i(\omega t + m\theta - n\phi)}$.

A equação (2.16) mostra ainda, que um modo de dobra (m,n) só será instável se a superfície ressonante correspondente estiver na região de vácuo, isto é, se

$$q_a < \frac{m}{n} \quad , \tag{2.17}$$

pois para $\zeta_a \neq 0$, tanto o integrando como o último termo da equação são positivos definidos e o fator de segurança $q(r)$ é na grande maioria dos casos, uma função crescente com r.

A expressão (2.17), conhecida como critério de Kruskal-Shafranov, é uma condição necessária mas não suficiente para a instabilidade, que em geral depende do perfil da densidade de corrente $j_\phi(r)$. De fato a equação (2.15) mostra que a estabilidade depende de $j_\phi(r)$ (e equivalentemente de $q(r)$), pois o termo desestabilizador é $(1 - nq/m)\, dj_\phi/dr$.

Um modo de dobra instável pode ser identificado experimentalmente pela sua extrema rapidez, pois os fenômenos ideais ocorrem em escalas de tempo comparáveis ao tempo τ_A de propagação de uma onda de Alfvén através da coluna de plasma [5]

$$\tau_A = \frac{a}{v_A} \quad \text{onde} \quad v_A^2 = \frac{B_\phi^2}{\mu_o \rho} \tag{2.18}$$

A taxa de crescimento do modo de dobra é $\gamma \sim \tau_A^{-1}$.

II.4 - Modos de Ruptura

A suposição de um plasma perfeitamente condutor é válida em primeira aproximação, pois sua resistividade é de fato

muito baixa, e as instabilidades ideais são realmente as mais rápidas e perigosas num tokamak.

Entretanto, esta suposição impõe um forte vínculo entre as linhas de campo magnético e o plasma, que na realidade não é verdadeiro. Na teoria ideal, ambos estão presos um ao outro (lei de congelamento) , conforme indica a combinação das equações (2.4) e (2.5.a) para plasmas incompressíveis e configurações bidimensionais ($\vec{B}=B\hat{e}_z$ e $\vec{v}=v_x\hat{e}_x + v_y\hat{e}_y$)

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) = -(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{B} + \vec{v}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) \qquad (2.19)$$

que fornece

$$(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{B} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{d\vec{B}}{dt} = 0 \qquad (2.20)$$

Nos casos reais, o plasma possue uma resistividade elétrica finita, sendo válida a lei de Ohm

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \eta \vec{j} \qquad (2.21)$$

Assim sendo,

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \frac{\eta}{\mu_o}(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B})$$

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \eta \nabla^2 \vec{B} \cong \frac{\eta}{\mu_o a^2} \vec{B} \qquad (2.22)$$

onde a é um comprimento típico (raio da coluna de plasma, por exemplo). Este resultado indica que as linhas de campo podem se difundir dentro do plasma numa escala de tempo típica dada por

$\tau_R = \mu_o a^2/\eta$

A remoção do vínculo criado pela lei de congelamento permite ao sistema o acesso a um estado de menor energia , possibilitando o aparecimento de novas instabilidades.

A instabilidade resistiva mais importante em tokamaks consiste na formação e crescimento de ilhas magnéticas,devido ao rompimento e posterior reconexão das linhas de campo magnético, nas vizinhanças de uma superfície ressonante.

A maneira mais simples de mostrar como estas ilhas podem ser formadas é considerar o modelo planar da fig. 2.3 [7,8]

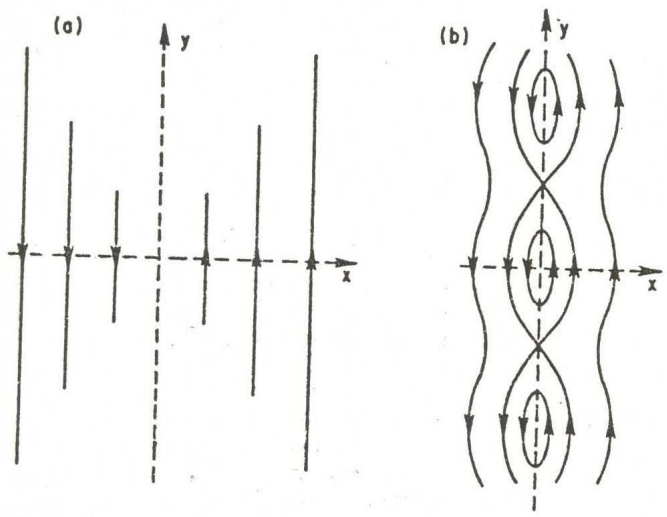


Fig. 2.3 – Formação de ilhas magnéticas num plasma plano.

Neste modelo, supõe-se que no equilíbrio exista uma corrente de plasma na direção z ($J_{z_0}(x)$), e que o campo magnético perto do plano x=0 seja dado por

$$\vec{B}_0 = B_{z_0}\hat{e}_z + xB'_{y_0}\hat{e}_y \qquad (2.23)$$

ou seja, B_{y_0} muda de sinal nesta superfície.

Introduzindo uma perturbação no campo magnético na forma

$$\vec{B}_{x_1} = B_{x_1}(x) e^{(\gamma t + iky)} \hat{e}_x \qquad (2.24)$$

com $B_{x_1} = ikA_z$ ($\vec{A}$ é o potencial vetor),

a componente z da lei de Ohm linearizada fornece

$$-\gamma A_z + v_x B_{y_0} = -\frac{\eta}{\mu_o} \nabla^2 A_z \qquad (2.25)$$

Analisando a expressão acima nota-se que se a resistividade for nula, γ será nulo, porque $B_{y_0}=0$ em x=0, ou seja, a perturbação não poderá crescer, permanecendo infinitesimal. Por outro lado, se a resistividade for finita, a perturbação $\vec{B}_{x_1}$ crescerá, possibilitando a formação das ilhas magnéticas como na figura 2.3.b.

É importante notar que as ilhas se formam nas vizinhanças da superfície x=0 onde $\vec{B}_{y_0}$ muda de sentido, e onde $\vec{k} \cdot \vec{B}_0 = 0$ (pois $\vec{k} = k\hat{e}_y$ e $\vec{B}_0 = \vec{B}_{z_0}\hat{e}_z$ em x = 0). Estas características permitem mostrar como as ilhas magnéticas se formam num tokamak. Como já foi mencionado, as linhas do campo magnético de equilíbrio em tokamaks são hélices coaxiais cuja helicidade, caracterizada pelo fator de segurança q(r) é na maioria dos casos crescente com r. Tomando uma das linhas de campo helicoidais de uma superfície ressonante com raio r_s como referência (correspondendo ao eixo z do modelo planar), os campos magnéticos em superfícies racionais com $r \neq r_s$, terão componentes perpendiculares ao campo em r_s, pois a helicidade é diferente. Como q(r) cresce com

r, estas componentes perpendiculares (correspondentes a $\vec{B}_{y_0}$ no modelo planar) mudam de sentido em r_s. Se uma perturbação radial existir na forma

$$\vec{B}_r = \vec{B}_r(r)e^{i(\omega t + m\theta - n\phi)} = \vec{B}_r(r)e^{i(\omega t + \vec{k}.\vec{r})} \qquad (2.26)$$

onde $\vec{k} = \frac{m}{r}\hat{e}_\theta - \frac{n}{R}\hat{e}_\phi$ e $\vec{r} = r\hat{e}_r + R\phi\hat{e}_\phi + r\theta\hat{e}_\theta$,

as ilhas se formarão nas vizinhanças da superfície ressonante r_s (correspondente a x=0 no modelo planar) onde $\vec{k} \cdot \vec{B}_0 = 0$, ou seja $q(r_s) = m/n$, pois

$$\vec{k} \cdot \vec{B}_0 = \frac{m}{r} B_\theta - \frac{n}{R} B_\phi = 0$$

$$\frac{m}{r} B_\theta = \frac{n}{R} B_\phi$$

$$q(r_s) = \frac{rB_\phi}{RB_\theta} = \frac{m}{n} \qquad (2.27)$$

É imediato notar que a perturbação $\vec{B}_r$ corresponde a $\vec{B}_{x_1}$ no modelo planar. As figuras 2.4(a) - 2.4(c), mostram como as ilhas magnéticas são formadas num tokamak.

O crescimento destas ilhas magnéticas num tokamak, é associado à instabilidade de ruptura ("tearing mode"). O cálculo do critério de estabilidade do modo de ruptura é feito dividindo o plasma em duas regiões. As ilhas magnéticas são formadas numa estreita região em torno da superfície ressonante. Fora dessa região a perturbação causa apenas uma pequena deforma

ção nas linhas de campo, e por este motivo esta região externa

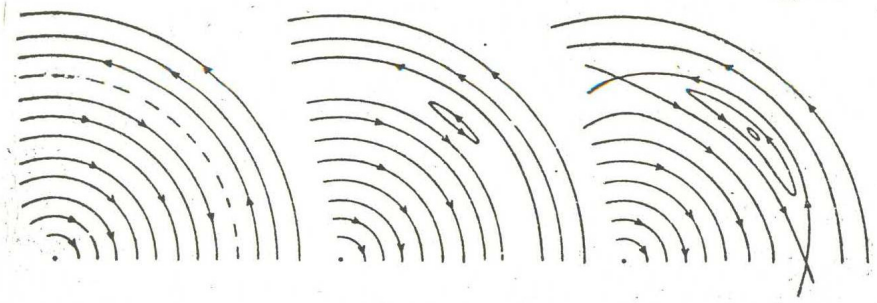


Fig. 2.4 - Formação de ilhas magnéticas num tokamak.

pode ser descrita pela teoria ideal. Como o modo de ruptura é resistivo, seu crescimento é muito mais lento que as instabilidades ideais (geralmente $\tau_R >> \tau_A$), e por isso, é necessário impor que a região externa seja estável em relação aos modos ideais. A equação usada é a condição de estabilidade marginal ($\delta W=0$) dos modos de dobra [1]:

$$\frac{d}{dr}\left[r \frac{d}{dr}(r\psi)\right] - m^2\psi - \frac{(dj_\phi/dr)\ \psi}{(B_\theta/mr^2)(m - nq)} = 0 \qquad (2.28)$$

onde $\psi = \dfrac{iB_\theta(m - nq)\ \zeta_r}{r}$ representa a perturbação radial do campo magnético.

Na região interna em que as ilhas são formadas, usam-se as equações resistivas.

Em geral, não é possível encontrar soluções de ψ que sejam contínuas e deferenciáveis nas duas regiões e uma descontinuidade deve ser tolerada na superfície ressonante.

Define-se então a quantidade

$$\Delta' = \frac{1}{\psi}\frac{d\psi}{dr}\Bigg|_{r_s-\varepsilon}^{r_s+\varepsilon} \quad \text{com } \varepsilon \to 0 \,, \tag{2.29}$$

para obter-se a condição de estabilidade dos modos de ruptura

$$\Delta' < 0 \tag{2.30}$$

Se Δ' for positivo, a instabilidade crescerá exponencialmente no tempo com uma taxa γ dada por [9]

$$\gamma \cong 0{,}55\ \tau_R^{-3/5}\ \tau_A^{-2/5}\ (\Delta' a)^{4/5}\ \left(\frac{a}{R}\ n\ \frac{aq'}{q}\right)^{2/5} \tag{2.31}$$

onde n é o número de onda toroidal.

A estabilidade do modo de ruptura depende em geral do perfil da densidade de corrente e do fator de segurança , pois assim como o modo de dobra, o modo de ruptura é causado pelo gradiente de corrente. De certa maneira, o modo de dobra pode ser considerado como um modo de ruptura com a superfície ressonante no vácuo, (conforme o critério de Kruskal-Shafranov) onde a resistividade é infinita. Os modos de ruptura ao contrário,possuem superfícies ressonantes dentro do plasma e portanto, a condição necessária para que a instabilidade ocorra é

$$q(a) > \frac{m}{n} \tag{2.32}$$

II.5 - Características Experimentais das Instabilidades Macroscópicas em Tokamaks

As experiências até hoje realizadas em tokamaks, confirmam a existência de pelo menos cinco fenômenos ligados às instabilidades MHD. São eles [5,9]: a instabilidade de dobra com m=1, a instabilidade "salsicha" (que é uma instabilidade de dobra com m=0), as oscilações de Mirnov, as oscilações "dente - de -serra", e a instabilidade de disruptura. As duas primeiras têm atualmente apenas uma importância histórica, pois são facilmente estabilizadas através de um intenso campo magnético toroidal, conforme o critério de Kruskal-Shafranov ($q(a) > 1$). Modos de dobra com $m \geq 2$ são eventualmente detectados, mas em geral os tokamaks atuais são estáveis em relação a estes modos quando $q(a) > 3$ [4].

As oscilações de Mirnov (que foram estudadas neste trabalho) foram descobertas em 1969 (por Mirnov) no tokamak T-3 [10,11]. Através de várias bobinas colocadas fora da coluna de plasma e distribuídas ao longo das direções poloidal e toroidal, Mirnov observou pequenas oscilações no campo magnético poloidal com estruturas espaciais helicoidais na forma $\exp [i(m\theta - n\phi)]$. Nas descargas em que $q(a) > 3$ as amplitudes relativas $(\tilde{B}_\theta/B_\theta)$ de oscilações com m=2 eram menores que 1%. Para $q(a) \cong 2$, as amplitudes relativas aumentavam, causando algumas vezes uma perda brusca e violenta de confinamento, que veio a ser chamada de instabilidade de disruptura. Como nem sempre esta instabilidade ocorria, suspeitou-se que o perfil da densidade de corrente tinha um papel relevante na estabilidade do sistema. Estes resultados foram confirmados por Hosea et. al [12] no tokamak ST de Princeton, onde foi observado que os modos rodavam na direção da deriva diamagnética dos elétrons (e com a freqüência desta), contrário à direção

observada por Mirnov. As oscilações de Mirnov foram observadas em muitos outros tokamaks [13], sendo que o número toroidal era quase sempre detectado como n=1. Atualmente, estas oscilações são teoricamente interpretadas como sendo a manifestação externa de ilhas magnéticas saturadas, produzidas por modos de ruptura , girando em torno do eixo magnético [5]. Várias experiências feitas em pequenos tokamaks, onde a temperatura é suficientemente baixa para a inserção de sondas magnéticas [14] confirmam a existência das ilhas magnéticas. Nestas experiências, os perfis e as amplitudes das oscilações medidas concordam com as previsões da teoria dos modos de ruptura. A largura das ilhas pode ser calculada a partir da teoria não linear destes modos que prevê a existência de ilhas magnéticas saturadas. A rotação dos modos de ruptura (sem a qual as oscilações não seriam detectadas) ainda não é bem compreendida [15]. Alguns modelos prevêm uma rotação poloidal na direção da deriva diamagnética dos elétrons (e com a frequência desta), outros prevêm uma rotação toroidal do modo. Embora na maioria dos tokamaks a rotação observada seja na direção da deriva diamagnética dos elétrons, existe ainda incerteza quanto à validade dos modelos apresentados.

As oscilações "dente-de-serra" são flutuações observadas na intensidade dos raios-X de baixa energia emitidos principalmente pela região central da coluna de plasma [16]. Estas oscilações possuem uma estrutura espacial correspondente a um modo com m=0 e n=0, e seu perfil temporal tem a forma de um "dente-de-serra". Superposta a esta oscilação principal, existe outra oscilação mais rápida com estrutura espacial correspondente a m=1 e n=1. Acredita-se atualmente, que as oscilações "dente-de-serra" sejam causadas pela concentração da corrente no centro da coluna de plasma onde a resistividade é mais baixa.Es

ta concentração provoca um aumento na temperatura central (correspondendo ao aumento da emissão), e faz com que o fator de segurança nesta região atinja valores menores do que 1, possibilitando o aparecimento de um modo de ruptura com m=1 e n=1. Este modo torna-se então instável e provoca um transporte de energia para fora da superfície q=1, diminuindo subitamente a temperatura central (correspondendo à queda brusca da emissão). A região central torna a se aquecer novamente e todo o processo se repete, dando origem às oscilações "dente-de-serra", que são consideradas benignas já que não provocam a destruição da corrente. Um estudo sobre essas oscilações foi iniciado recentemente no TBR-1 [17].

A instabilidade de disruptura é um fenômeno violento e inesperado que ocorre especialmente nas descargas de alta densidade podendo ocorrer repetidas vezes durante a descarga ou,no pior do caso, levar à perda total de confinamento [9,4].Experimentalmente esta instabilidade se manifesta como uma rápida expansão da coluna de plasma que ao mesmo tempo se desloca para a parte interna do tokamak. Os perfis de corrente e temperatura de elétrons também se expandem rapidamente, e um grande pico negativo é observado na tensão de enlace que cria a corrente de plasma.

A rapidez com que esta instabilidade ocorre, sugeriu inicialmente a idéia de que fosse um fenômeno ideal. Entretanto, ela é tipicamente precedida por oscilações com m=2, n=1 , identificadas como sendo um modo de ruptura cuja amplitude aumenta antes de cada instabilidade de disruptura. Eventualmente outros modos com helicidades diferentes são também observados, sendo o acoplamento entre eles, uma das prováveis causas desta instabilidade. A influência do modo com m=2, n=1 foi constatada ex

perimentalmente usando-se enrolamentos helicoidais ressonantes [18 , 19 , 20]. Fazendo-se passar uma corrente através destes enrolamentos (que possuem a mesma helicidade dos modos), gera-se um campo magnético helicoidal que pode, dependendo da intensidade da corrente, ativar ou inibir a instabilidade. Um trabalho semelhante será brevemente iniciado no TBR-1 [21].

Tanto do ponto de vista teórico como do ponto de vista experimental, existem várias questões sobre instabilidades macroscópicas em tokamaks ainda não compreendidas. As pesquisas nessa área têm sido intensas como indicam as atas das principais conferências sobre Física de Plasmas.

CAPÍTULO III - CARACTERÍSTICAS DO TOKAMAK TBR-1

III.1 - Introdução

Este capítulo destina-se à descrição das principais características do TBR-1. Além de uma breve apresentação dos parâmetros de trabalho e dos sistemas de diagnóstico disponíveis, serão discutidas as características relevantes deste tokamak no que diz respeito às instabilidades MHD.

III.2 - Descrição do TBR-1

O TBR-1 é um tokamak de pequeno porte inteiramente construído no Instituto de Física da USP. O objetivo do projeto é o desenvolvimento de conhecimento científico e técnico, bem como a formação de pessoal nas áreas de Física de Plasmas e tecnologia de máquinas de confinamento magnético de plasmas de alta temperatura. Vários trabalhos foram publicados, descrevendo detalhadamente sua construção e os sistemas de diagnóstico disponíveis [6,22 a 25].

Os principais parâmetros de trabalho que caracterizam esse tokamak aparecem na tabela abaixo:

PARÂMETROS DO TBR-1

Raio maior	R_0	0,30 m
Raio menor	b	0,11 m
Raio do limitador	a	0,08 m
Campo Magnético Toroidal	B_ϕ	(4-4,5)kG

continua...

...a continuação

Corrente de Plasma	I_p	(6-12)kA
Temperatura de Elétrons	T_e	$\geq$ 30 eV
Densidade de Partículas	n	(2-10) x 10^{12} cm^{-3}
Duração da Descarga	t	(2-7) ms
Número Atômico efetivo	Z_{ef}	~3
Pressão base	pb	(1-2) x 10^{-6} mbar
Pressão de Trabalho	p	~2,7 x 10^{-4} mbar

Os sistemas de diagnóstico normalmente utilizados consistem em: bobinas de Rogowsky para medidas de corrente de plasma e correntes nos diversos transformadores (de aquecimento ôhmico, campos vertical e toroidal); bobinas de detecção da posição horizontal e vertical da coluna de plasma; espiras para a detecção da tensão de enlace (V_{loop}), e vários medidores de pressão. Um analisador de gás residual é utilizado para detectar impurezas e vazamentos. A densidade de partículas e a temperatura dos elétrons durante as descargas podem ser medidas por uma sonda eletrostática [26]. Um espectrômetro ótico para medida de temperatura de elétrons [27], e um detector de raios-X de alta energia [28] são também eventualmente utilizados. Os sinais gerados por estes equipamentos podem ser visualizados através de dois osciloscópios de armazenamento com quatro canais cada, e dois módulos digitalizadores de transientes com 8 canais cada.

Estes últimos serão brevemente acoplados a um computador PDP 11/45.

III.3 - Parâmetros MHD do TBR-1

Baseado nos parâmetros do TBR-1, pode-se fazer algumas estimativas a respeito de algumas grandezas relativas às instabilidades MHD.

A razão de aspecto do TBR-1 é $A = R_0/a \cong 3,8$, se a secção transversal da coluna de plasma for considerada circular, com um raio igual ao do limitador (esta suposição, é bastante plausível, apesar de ainda não ter sido comprovada experimentalmente). Apesar deste valor não ser muito maior do que 1, como requer a teoria descrita no capítulo anterior, as principais características das instabilidades previstas, usando-se a aproximação $A >> 1$, ainda se verificam, a menos de algumas correções devidas aos efeitos toroidais (ver capítulo 6).

As instabilidades MHD previstas para o TBR-1 são basicamente aquelas causadas por gradientes de corrente (modos de dobra e modos de ruptura), pois os valores de beta total e beta poloidal são respectivamente [9]:

$$\beta \cong 5 \times 10^{-4} \quad \text{e} \quad \beta_p \cong 0,08 \qquad (3,1)$$

já que $\beta \cong 4,03 \times 10^{-16} \dfrac{n[cm^{-3}]\ T\ [keV]}{(B\ [tesla])^2}$ e

$$n \cong 5 \times 10^{12}\ cm^{-3},$$

$$T \cong 5 \times 10^{-2}\ keV,$$

$$B_\phi \cong 0,45\ tesla \quad \text{e} \quad B_\theta \cong 0,035\ tesla$$

Para uma instabilidade ideal (modos de dobra), a escala de tempo é o tempo de propagação de uma onda de Alfvén através da coluna de plasma:

$$\tau_A = \frac{a}{v_A} \quad , \quad v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu\rho}}$$

No TBR-1, $B_\phi \cong 4{,}5$ kG e $\rho = 2 \times 10^{12} \times m_p$ (m_p é a massa de próton), e portanto

$$\tau_A \cong 18 \text{ ns} \qquad (3.2)$$

As instabilidades resistivas devem aparecer no TBR-1, com uma taxa de crescimento (2.31).

$$\gamma \cong 0{,}55\, \tau_R^{-3/5} \cdot \tau_A^{-2/5} (\Delta' a)^{4/5} \left(\frac{a}{R} \text{ na } \frac{q'}{q}\right)^{2/5}$$

Para uma estimativa correta de γ é necessário conhecer o perfil da densidade de corrente, não medida neste trabalho. Entretanto, a ordem de grandeza de γ pode ser estimada supondo que [5]

$$\gamma \cong \tau_R^{-3/5} \cdot \tau_A^{-2/5} \quad \text{com} \quad \tau_R = \mu_o a^2/\eta \qquad (3.3)$$

Calculando a resistividade pela fórmula de Spitzer [29]

$$\eta = \frac{17{,}16 \times 10^{-5}\ Z\ \ell n\ \Lambda}{T_e^{3/2}(eV)}\ \Omega \cdot m\,, \qquad (3.4)$$

têm-se, para $T_e \cong 50$ eV, $Z=3$ e $\ell n\ \Lambda \cong 15$,

$$\eta \cong 2{,}18 \times 10^{-5}\ \Omega\,.\,m$$

$$\tau_R \cong 0{,}37\ ms \quad e$$

$$\gamma \cong 1{,}4 \times 10^{-5}\ s^{-1} \tag{3.5}$$

ou seja, o tempo de crescimento deve ser da ordem de 7 μs.

Foi constatado em muitos tokamaks [12,20] que a frequência de rotação dos modos de ruptura é aproximadamente igual à frequência da deriva diamagnética dos elétrons. A velocidade desta deriva é dada por [29]

$$v_{D_e} = \frac{10^8 \times KT_e\ (eV)}{B(Gauss)} \cdot \left(\frac{n'}{n}\right)(cm^{-1}) \tag{3.6}$$

onde n é a densidade, e n' = dn/dr. A frequência será então

$$f_{D_e} = \frac{v_{D_e}}{2\pi r_s}$$

onde r_s é o raio da superfície ressonante, onde se encontram as ilhas magnéticas. A estimativa desta frequência para o TBR-1 é difícil de ser feita, pois neste trabalho não é possível localizar a superfície ressonante dos modos detectados. Além disso, as medidas do perfil de densidade n(r) feitas por uma sonda eletrostática [26], não possuem precisão suficiente para permitir o cálculo de (n'/n). Entretanto, pode-se levar em conta o fato de que o TBR-1 é em muitos aspectos semelhante ao tokamak TOSCA [14], onde estas grandezas são conhecidas. Para o TOSCA

$$KT_e \cong (100\text{-}300)eV, \quad B_\phi \cong (4\text{-}6)kGauss, \quad n \cong 10^{13} cm^{-3},$$

a frequência da deriva diamagnética é da ordem de 50kHz [20], e a superfície ressonante (calculada numericamente) [14], está localizada em r ≅ 7 cm. Com estes dados pode-se estimar que o valor de (n'/n) é entre, 0,3 e 1 (cm^{-1})

Adotando então, para o TBR-1:

$$KT_e = 50eV,\ (n'/n) \cong 0{,}5,\ B_\phi \cong 4{,}5kG \quad e \quad r_s \cong 7\ cm,$$

a velocidade e a frequência da deriva diamagnética dos elétrons serão

$$v_{D_e} \cong 5 \times 10^3\ m/s \quad e \quad f_{D_e} \cong 13\ kHz \qquad (3.7)$$

CAPÍTULO IV - DETECÇÃO DE OSCILAÇÕES DE MIRNOV NO TBR-1

IV.1 - Introdução

Neste capítulo é descrito o procedimento experimental utilizado para a detecção de Oscilações de Mirnov no TBR-1. Esta descrição se inicia com uma explicação sobre os princípios nos quais o método de detecção utilizado (Método de Correlação de Fases) se baseia, passando, a seguir, a uma descrição geral do sistema de diagnóstico. Após esta apresentação, cada parte deste sistema é descrita detalhadamente. No final do capítulo é feita uma breve descrição de um sistema alternativo de detecção denominado Enrolamentos Helicoidais Ressonantes.

IV.2 - O Método de Correlação de Fases

Como foi descrito no capítulo anterior, o TBR-1 é um tokamak de baixo beta, com razão de aspecto $A \cong 3,8$, que produz uma coluna de plasma com secção transversal supostamente circular. Com estas características, é razoável admitir que as perturbações possam em, primeira aproximação, ser decompostas em componentes de Fourier como num cilindro, e considerar sua configuração simétrica na direção poloidal (θ). Assim, uma perturbação genérica $\psi(\vec{r},t)$ em qualquer grandeza, pode ser escrita como uma soma de perturbações helicoidais ψ_{mn} na forma

$$\psi(\vec{r},t) = \sum_{m,n} \psi_{mn}(r) e^{i(\omega_{mn}t + m\theta - n\phi)} \qquad (4.1)$$

Cada perturbação helicoidal é caracterizada pela

sua frequência ω_{mn}, pela sua amplitude ψ_{mn}, e pelos números de onda m e n, que definem sua helicidade. Estas características podem ser medidas de diversas maneiras, mas o método mais comumente utilizado é o método de correlação de fases [30]. Este método consiste em se fixar três das quatro coordenadas existentes (r , θ , ϕ e t) e analisar a perturbação variando a coordenada restante. O número poloidal m, por exemplo, é determinado a partir da variação das amplitudes da perturbação com o ângulo θ, para r, ϕ e t fixos. Obtém-se assim a curva

$$\psi(\theta) = \sum_{m} \psi_m \cos m\theta, \qquad (4.2)$$

que decomposta em componentes de Fourier, fornecerá os números m existentes. De maneira análoga, pode-se determinar o número toroidal n e a frequência dos modos.

IV.3 - Descrição geral do sistema de diagnóstico

Para determinar as características das Oscilações de Mirnov no TBR-1, aplicou-se o método de correlação de fases, usando-se um sistema de bobinas que detectam a variação temporal das oscilações do campo magnético poloidal (B_θ).

Para a determinação do número de onda poloidal (m), construiu-se um sistema de 16 bobinas (chamadas daqui em diante de bobinas "poloidais"), uniformemente distribuídas ao longo de uma secção transversal do toróide (r e ϕ fixos, θ variável). O número toroidal (n) foi determinado a partir dos sinais detectados por quatro bobinas (daqui em diante denominadas bobinas " toroidais"), separadas de 90° na direção toroidal.

O uso de um número relativamente grande de bobi-

nas "poloidais", comparado ao número de bobinas "toroidais", se deve ao fato do número poloidal (m) observado em outros tokamaks [9], ser geralmente entre 1 e 8 (dependendo do valor do fator de segurança na borda do plasma q_a), enquanto o número toroidal é quase sempre detectado como n=1, ou mais raramente como n=2. Além dos valores de q_a no TBR-1 levarem a esta orientação, a estrutura poloidal dos modos pode ser distorcida por efeitos toroidais (discutidos no capítulo 6), devendo portanto ser mais cuidadosamente investigada. Este problema não ocorre com o número toroidal, pois a simetria em ϕ existe de fato.

A figura 4.1 mostra a disposição das bobinas utilizadas no TBR-1.

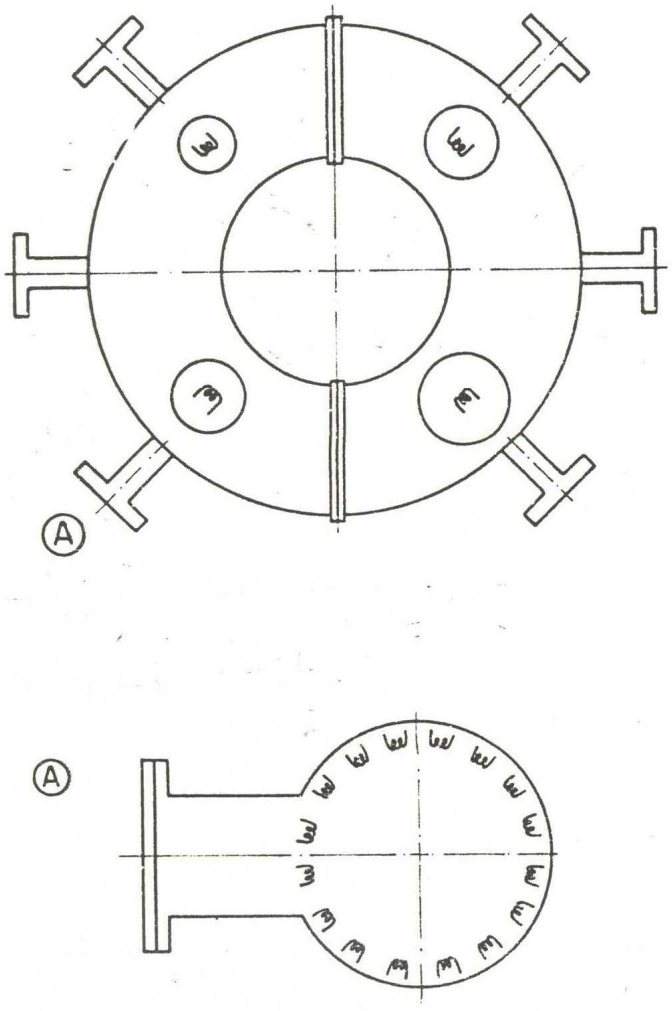


Fig. 4.1 - Localização das bobinas de Mirnov no TBR-1

O esquema geral do sistema de diagnóstico aparece na figura 4.2.

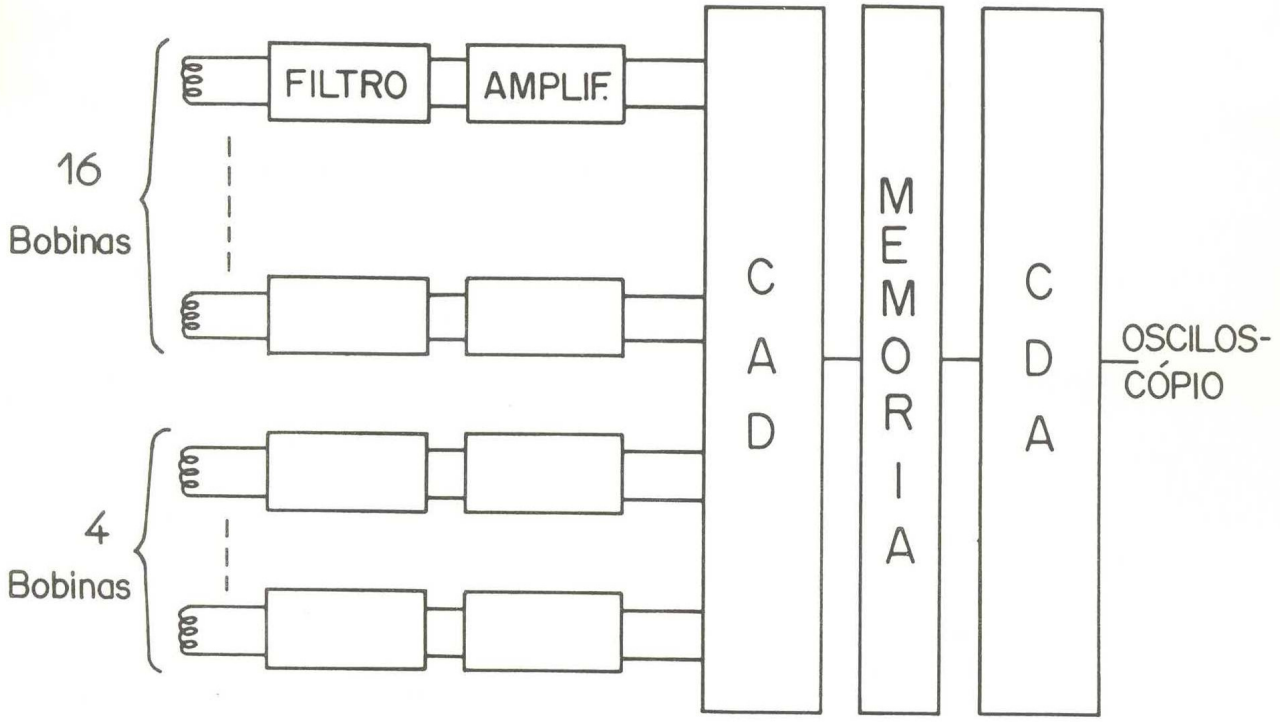


Fig. 4.2 - Esquema geral do sistema de diagnóstico

O sinal detectado por cada bobina passa através de um filtro RC passa-alto (com atenuação de 3 dB em 2 kHz) que atenua os ruídos de baixas frequências causados pela variação da corrente de plasma e pela subida dos diversos campos magnéticos. Em seguida este sinal é atenuado por um amplificador diferencial de ganho 0,11, sendo a seguir digitalizado (por um conversor analógico - digital) e armazenado num módulo de memória. Após a descarga, ele pode ser reconvertido num sinal analógico, e observado na tela de um osciloscópio, de onde pode ser fotografado para posterior análise. Este procedimento é feito apenas em descargas com altas correntes (I_p = 9-12 kA), quando a atividade MHD é intensa, fazendo com que os sinais detectados tenham que ser atenuados para não ultrapassar o nível máximo de entrada dos digita

lizadores (este nível máximo é de 250mV para um sinal alternado, enquanto as amplitudes detectadas neste regime chegam a atingir 2V). Em descargas com baixas correntes (I_p = 6-8 kA) os sinais detectados pelas bobinas são diretamente aplicados aos digitalizadores, sem mesmo passar pelos filtros, pois verificou-se que os ruídos de baixas frequências não chegam a prejudicar a análise dos dados.

IV.4 - Construção e Calibração das Bobinas de Mirnov

Tradicionalmente as bobinas utilizadas para detectar oscilações de Mirnov são colocadas externamente ao vaso de descarga. No TBR-1 entretanto, isto não é possível devido à atenuação dos sinais pela parede do vaso. Como as oscilações neste tokamak possuem frequências típicas de 50kHz, e a espessura do vaso de aço inoxidável é de 3mm, esta atenuação é de aproximadamente 80%.

As figuras 4.3(a) e 4.3(b) mostram uma comparação entre os sinais detectados por duas bobinas externas e duas bobinas internas. Elas estão colocadas nas mesmas posições angulares (θ) (separadas de 90°) e à mesma distância do centro geométrico do tokamak ($r \cong 12$ cm).

Na figura 4.3(a) pode-se notar que as oscilações MHD detectadas pelas bobinas internas, não o são pelas bobinas externas, devido à atenuação do vaso e à interferência de ruídos. Na figura 4.3(b) nota-se que as oscilações MHD são detectadas pelas quatro bobinas, mas com defasagens diferentes. Além disso, a amplitude das oscilações detectadas internamente é de aproximadamente 1 Gauss, enquanto externamente esta amplitude é de 0,15

Gauss, significando uma atenuação de 85%.

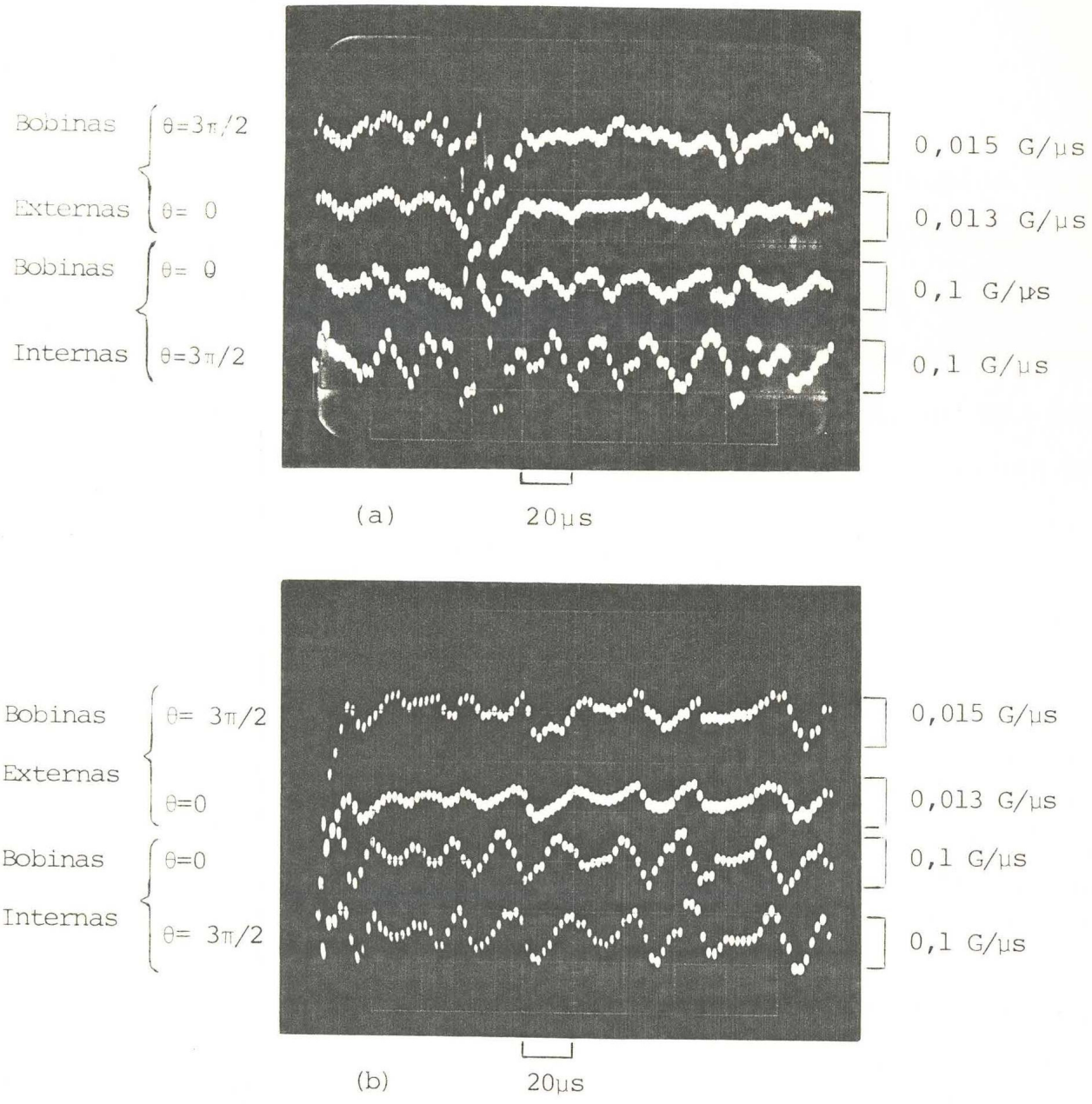


Fig. 4.3(a)-(b) - Comparação entre os sinais detectados por bobinas internas e bobinas externas ao vaso.

As bobinas foram então colocadas internamente ao vaso, fora da coluna de plasma (na região do limitador). Dentro do vaso, é necessário protegê-las do vácuo (que poderia comprometer a isolação de esmalte dos fios) e do bombardeio das partículas do plasma. Este problema foi solucionado de maneiras dife

rentes nos dois sistemas de bobinas, cujas construções e calibrações são descritas a seguir.

(a) Bobinas "poloidais"

A figura 4.4(a) mostra a estrutura mecânica montada no tokamak para a sustentação das 16 bobinas "poloidais". Elas foram colocadas dentro de dois tubos encurvados de aço inoxidável, de modo a ficarem protegidas do vácuo e do bombardeio das partículas do plasma. Apesar do aço inoxidável ser um material condutor, ele foi utilizado por ser resistente a choques e a problemas de diferença de pressão. Para que a atenuação fosse mínima, utilizou-se tubos bastante finos, com 0,2mm de espessura, o que corresponde a uma atenuação de apenas 10% em 50kHz. Os tubos encurvados foram soldados a dois tubos (retos e também de aço) de sustentação que são presos à flange de uma das janelas de acesso através de um sistema de "O'rings". A outra extremidade dos tubos encurvados foi fechada após a colocação das bobinas, soldando-se tampas de latão.

Durante as sessões de limpeza por descarga, a temperatura interna do tubo foi medida por um termopar, chegando a atingir 95^{o}C em apenas 10 minutos.Como estas sessões têm geralmente de uma a duas horas de duração, a temperatura dentro do tubo ultrapassaria 130^{o}C derretendo o esmalte de isolação dos fios das bobinas. Foi construído então um sistema de refrigeração que consistiu em se fazer passar um fluxo contínuo de ar dentro do tubo, como mostra a figura 4.4(b).

As bobinas construídas foram enroladas sobre dois suportes ocos de nylon, encurvados na forma de uma semi-circunferência de raio 9,5 cm. Dentro destes suportes é injetado o ar

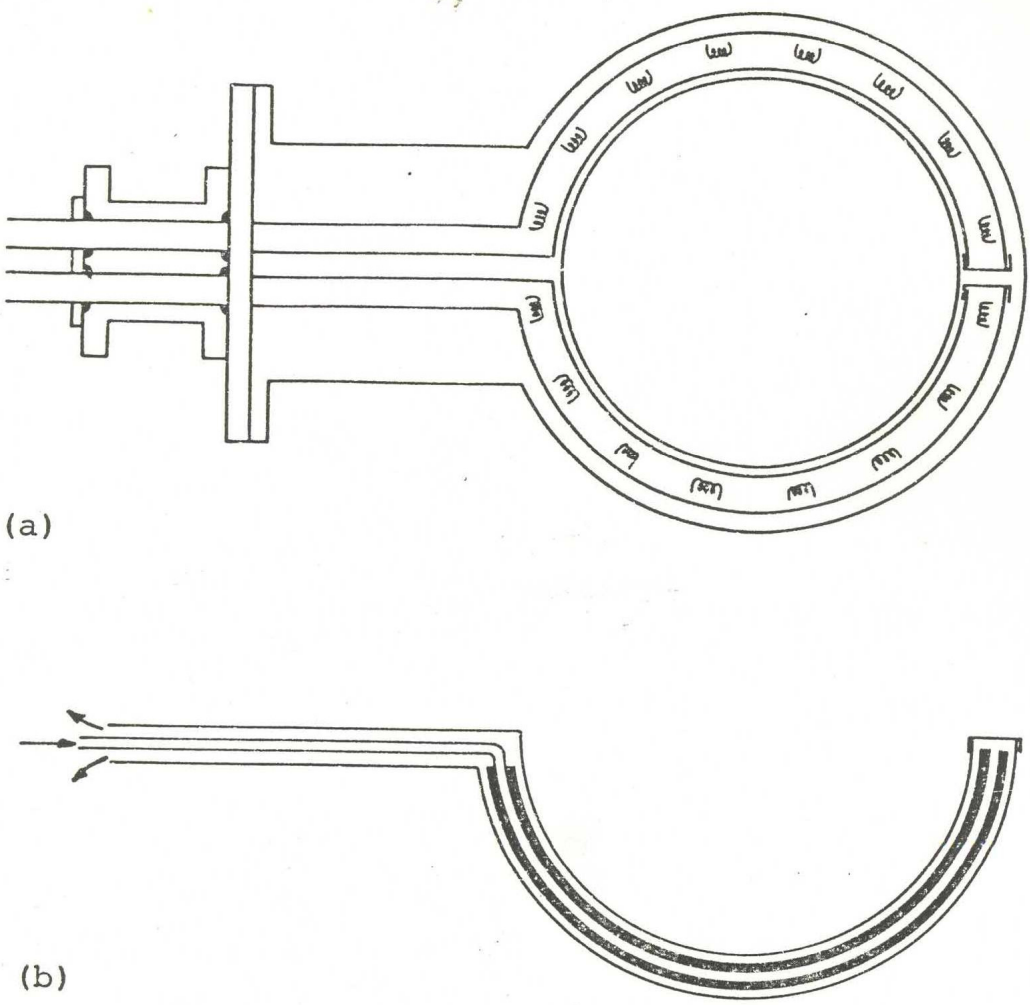


Fig. 4.4 - (a) Estrutura mecânica das bobinas poloidais.
(b) Esquema do sistema de refrigeração.

comprimido de refrigeração que sai pelos tubos de aço. Cada bobina tem a forma aproximada de um solenóide cilíndrico de 60 espiras (usou-se um fio esmaltado de cobre com 0,16 mm de diâmetro) com 10,5 mm de comprimento e 6,7 mm de diâmetro. Com estas dimensões, sua indutância foi calculada a partir da relação [31]

$$L = N^2 \cdot d \cdot K\,(d/\ell) \cdot 10^{-9} H \qquad (4.3)$$

onde N é o número de espiras

d é o diâmetro do solenóide (em cm)

ℓ é o comprimento do solenóide

e $k(d/\ell)$ é a função graficada na figura 4.5

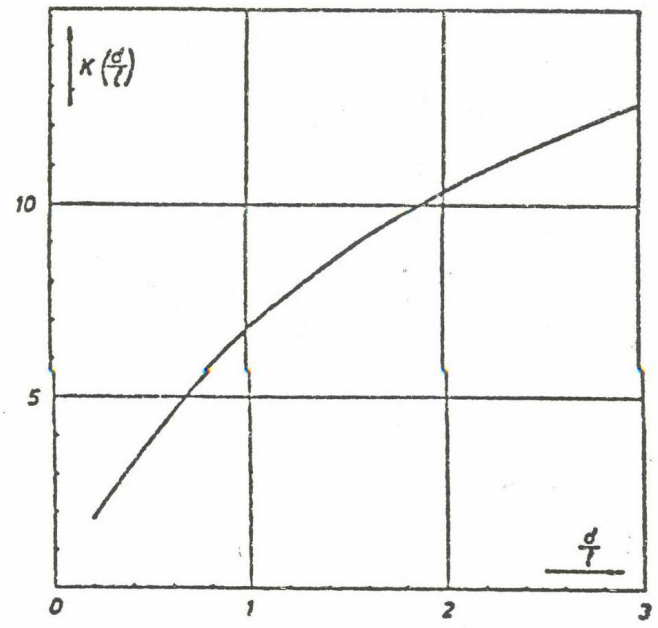


Fig. 4.5 - Função $k(d/\ell)$ utilizada na relação (4.3).

obtendo-se o valor $L \cong 11{,}3\mu H$. Os sinais detectados pelas bobinas são transmitidos aos filtros (ou diretamente aos digitalizadores) por 16 pares de fios trançados, sendo que o conjunto bobina-cabo tem uma resistência de aproximadamente 6Ω.

A sensibilidade (ou área efetiva) das bobinas foi determinada a partir de duas calibrações diferentes. A primeira delas (esquematizada na figura 4.6) consistiu em se colocar cada bobina no centro de uma bobina de Helmholtz [25,31], onde o campo magnético pode ser calculado a partir da corrente medida através da queda de tensão numa resistência (R_m na fig. 4.6). A área efetiva foi determinada fazendo-se passar uma corrente senoidal de 60Hz (proveniente da rede) e relacionando o sinal detectado pela bobina (medido com um voltímetro) com a intensidade da corrente.

d é o diâmetro do sólenóide (em cm)

ℓ é o comprimento do solenóide

e k(d/ℓ) é a função graficada na figura 4.5

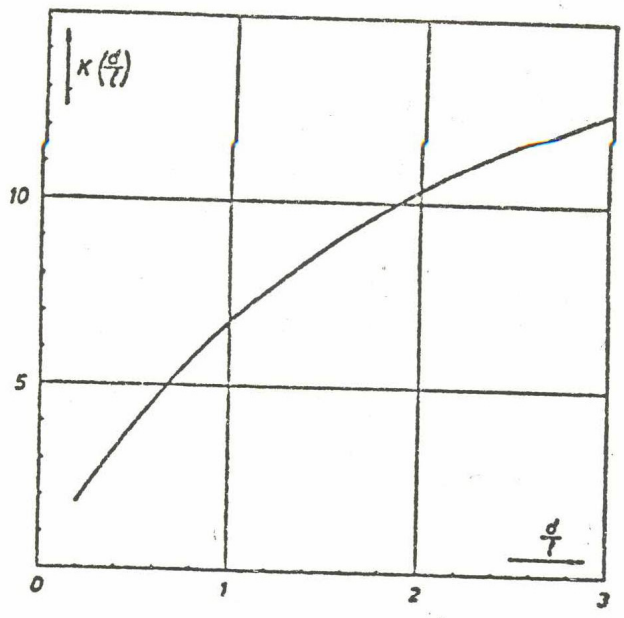


Fig. 4.5 - Função k(d/ℓ) utilizada na relação (4.3).

obtendo-se o valor L ≅ 11,3μH. Os sinais detectados pelas bobinas são transmitidos aos filtros (ou diretamente aos digitalizadores) por 16 pares de fios trançados, sendo que o conjunto bobina-cabo tem uma resistência de aproximadamente 6Ω.

A sensibilidade (ou área efetiva) das bobinas foi determinada a partir de duas calibrações diferentes. A primeira delas (esquematizada na figura 4.6) consistiu em se colocar cada bobina no centro de uma bobina de Helmholtz [25,31], onde o campo magnético pode ser calculado a partir da corrente medida através da queda de tensão numa resistência (R_m na fig. 4.6). A área efetiva foi determinada fazendo-se passar uma corrente senoidal de 60Hz (proveniente da rede) e relacionando o sinal detectado pela bobina (medido com um voltímetro) com a intensidade da corrente.

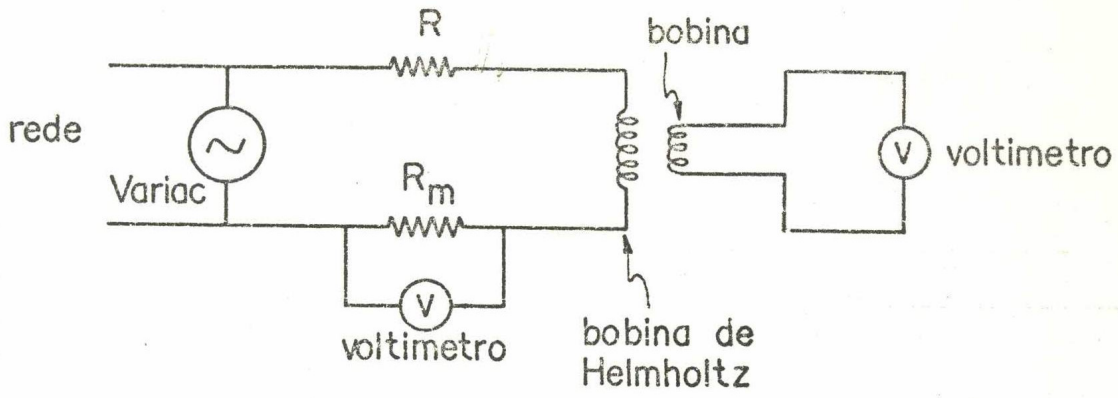


Fig. 4.6 - Calibração das bobinas de Mirnov utilizando uma bobina de Helmholtz

Na segunda calibração utilizou-se um enrolamento de 25 espiras originalmente construído para simular a corrente de plasma. Este enrolamento possue o mesmo raio que o eixo geométrico do TBR-1, e produz um campo magnético poloidal que pode ser determinado a partir dos cálculos realizados num trabalho anterior [42] . Como na calibração anterior, a determinação da área efetiva é feita relacionando-se o sinal detectado pela bobina com o campo magnético que passa por ela. Nesta calibração (esquematizada na figura 4.7) cada bobina foi colocada internamente no plano do enrolamento, distante 9,5 cm das espiras, e seu eixo foi orientado de modo a detectar a variação temporal do campo magnético poloidal, criado por uma corrente senoidal de 60Hz.

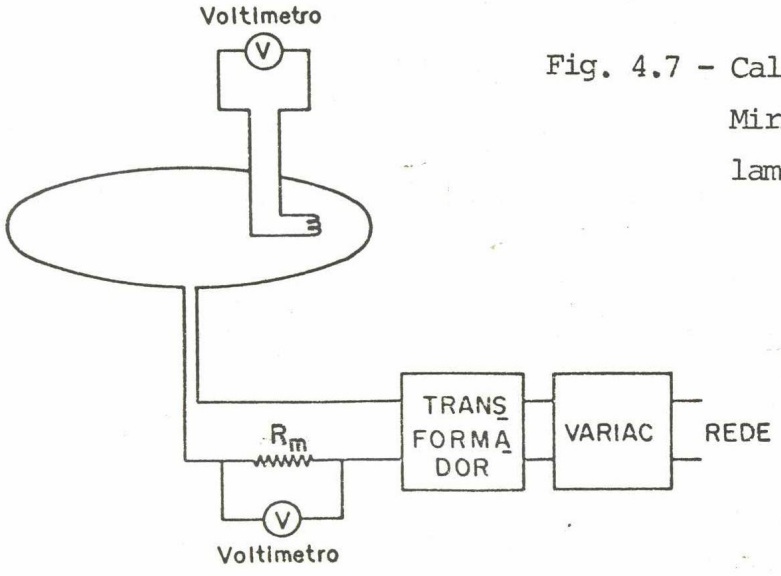


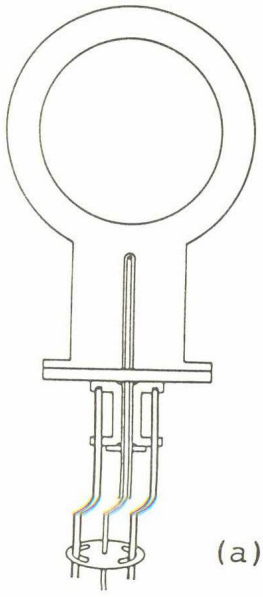
Fig. 4.7 - Calibração das bobinas de Mirnov utilizando um enrolamento de 25 espiras.

O resultado destas calibrações (mostrado na tabela 1 do Apêndice) indicam uma área efetiva média entre (18 e 19,4) x 10^{-4} m^2 com uma incerteza de 4% em cada bobina.

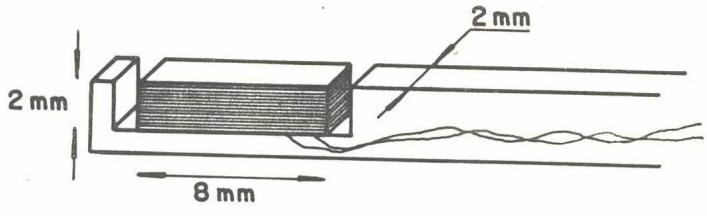
Ao serem colocadas no vaso, as bobinas foram orientadas de modo a detectar as oscilações do campo magnético poloidal. O seu alinhamento foi testado disparando os bancos do campo toroidal e medindo os sinais detectados que, numa situação ideal devem ser nulos. O desalinhamento médio medido, corresponde à detecção de 3% do campo toroidal (com um máximo de 8%).

(b) Bobinas "toroidais"

As bobinas "toroidais" foram colocadas dentro do vaso através de tubos de alumina, fechados em uma das extremidades e presos às flanges de quatro janelas de acesso separadas de 90^{o} na direção toroidal. A figura 4.8(a) mostra o esquema do suporte mecânico utilizado. Neste sistema as bobinas podem ser facilmente retiradas durante as sessões de limpeza por descarga e recolocadas quando a máquina é operada em regime tokamak. O seu alinhamento é feito antes de cada sessão de descargas, minimizando o campo toroidal detectado.



(a)



(b)

Fig. 4.8 - (a) Estrutura Mecânica das Bobinas Toroidais.
(b) Dimensões de uma Bobina Toroidal

As bobinas construídas possuem as dimensões mostradas na figura 4.8(b). Cada uma possue 40 espiras enroladas num suporte de fibra de vidro, usando-se um fio esmaltado de cobre de 0.09 mm de diâmetro. Elas foram blindadas com papel alumínio, e seus sinais são transmitidos através de quatro pares de fios trançados. Aproximando o enrolamento por um solenóide cilíndrico, sua indutância foi calculada a partir da relação (4.3), obtendo-se o valor $L \cong 11{,}3\mu H$. A resistência do conjunto bobina-cabo é de aproximadamente 7Ω.

A área efetiva das bobinas foi determinada usando-se a bobina de Helmholtz mencionada anteriormente. Numa das calibrações, fez-se passar uma corrente com 60Hz e mediu-se diretamente o sinal detectado pela bobina. Este procedimento foi repetido numa segunda calibração acrescentando-se um integrador, isto é, medindo-se o sinal integrado da bobina. Foi feita ainda uma terceira calibração, alimentando a bobina de Helmholtz com pulsos de corrente de aproximadamente 1ms de duração [25]. O sinal detectado pela bobina foi integrado e lido num osciloscópio. Os resultados destas calibrações (ver tabela 2 do Apêndice) mostram áreas efetivas médias entre (7,4 e 8,0) x $10^{-4} m^2$ com incertezas de 6%.

(c) Circuito eletrônico associado às bobinas de Mirnov

O circuito do conjunto filtro-atenuador construído para cada bobina está esquematizado na figura 4.9. A resposta em frequência deste circuito foi medida usando-se um gerador de funções. Entre 10 e 100kHz o ganho medido é de $0{,}11 \pm 0{,}01$. Fora desta banda, existe uma frequência de corte inferior em 2kHz (devido ao filtro RC passa-alto) e uma frequência de corte superior em 500kHz (devido à resposta em frequência do circuito integrado uti

lizado.

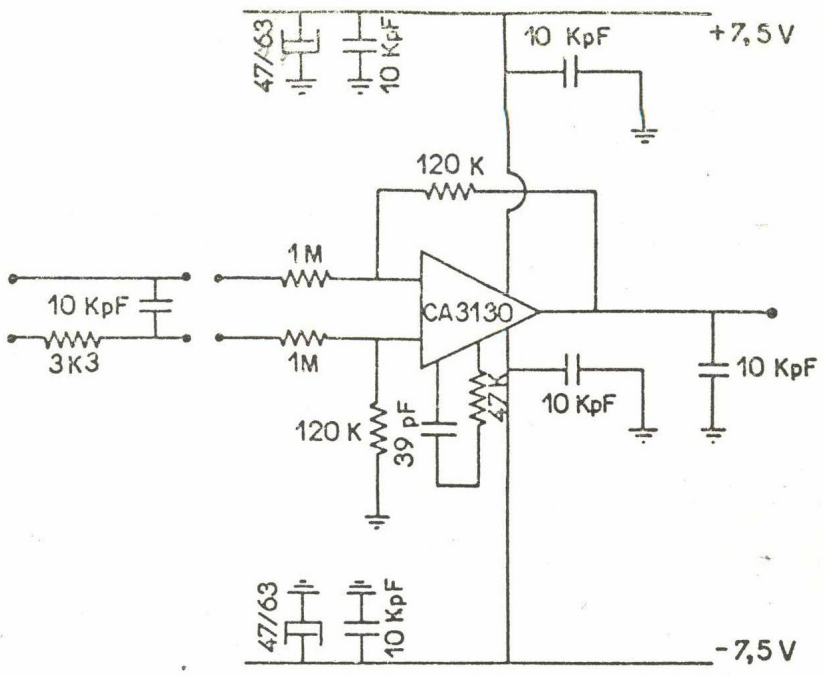
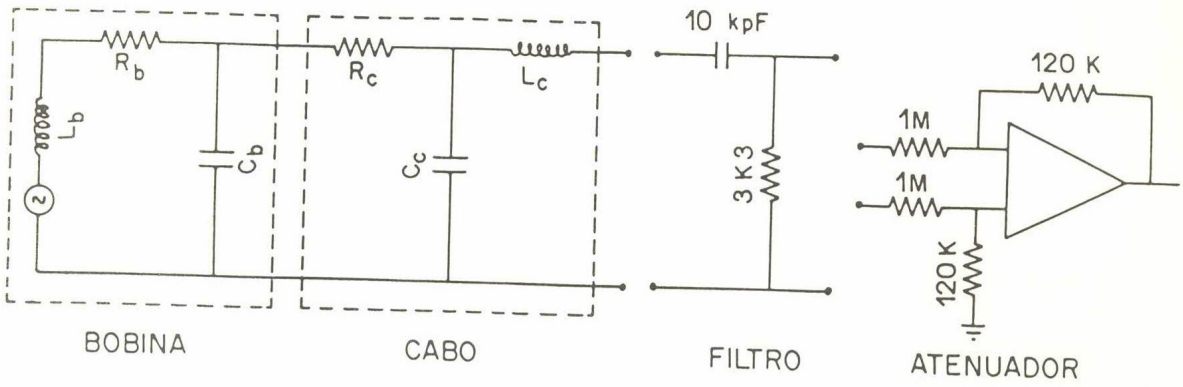


Fig. 4.9 - Circuito do conjunto filtro-atenuador

Os sinais detectados pelas bobinas podem ser digitalizados e armazenados em dois módulos conversores analógico-digitais (Le Croy 2264 Waveform Digitizer) acoplados a dois módulos de memória (Le Croy 8800/8 Memory Module). Cada módulo digitalizador possue 8 canais de entrada e uma frequência de leitura de 400 kHz por canal. Os módulos de memória possuem uma capacidade de 32 kbites (4kbites por canal), sendo possível portanto, armazenar sinais de até 10 ms de duração. Os dados digitalizados podem ser reconvertidos em sinais analógicos e observados na tela de um osciloscópio, de onde podem ser fotografados para posterior análise. Nesta reconversão os sinais são mostrados com ganho 10 em amplitude e ganho 1,9 na escala de tempo.

Como foi mencionado no início deste capítulo, os sinais detectados pelas bobinas em descargas com altas correntes, passam pelo circuito filtro-atenuador antes de serem aplicados aos digitalizadores. Nesta situação, utilizou-se como circuito equivalente de cada bobina e seus componentes associados, o circuito

esquematizado na figura 4.10.



L_b = Indutância da bobina

R_b = Resistência da bobina

C_b = Capacitância da bobina

L_c = Indutância do cabo

R_c = Resistência do cabo

C_c = Capacitância do cabo

Fig. 4.10 - Circuito equivalente de uma bobina conectada ao conjunto filtro-atenuador

A indutância do cabo e as capacitâncias do cabo e da bobina foram medidas experimentalmente obtendo-se os seguintes valores

$L_b \cong 11,3\mu H$ (valor teórico)

$R_b \cong 2\Omega$

$C_b \cong 2 \times 10^{-10} F$

$L_c \cong 6\mu H$

$R_c \cong 4\Omega$

$C_c \cong 1,1 \times 10^{-9} F$

Na frequência típica de 50kHz as impedâncias envolvidas são

$$\omega L_b \cong 3{,}5\Omega \qquad \omega L_c \cong 1{,}9\Omega$$
$$1/\omega C_b \cong 16k\Omega \qquad 1/\omega C_c \cong 3k\Omega$$

Como a impedância característica do conjunto filtro-atenuador é cerca de 3kΩ , a atenuação devido às impedâncias na bobina e no cabo são desprezíveis.

Entretanto, em descargas com baixas correntes as oscilações detectadas têm amplitudes pequenas e portanto os cabos são diretamente conectados aos digitalizadores, sem se utilizar os filtros e atenuadores. Nesta situação as impedâncias na bobina e no cabo não são desprezíveis em relação à impedância de entrada do digitalizador (50Ω) (figura 4.11). A atenuação dos sinais em 50kHz é de aproximadamente 23%.

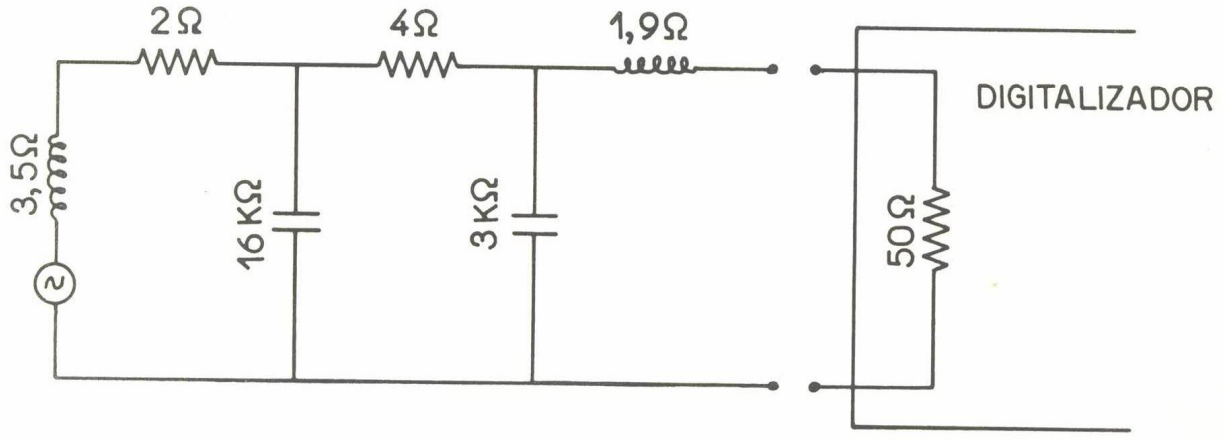


Fig. 4.11 - Impedâncias no circuito equivalente de uma bobina conectada diretamente no digitalizador (f=50kHz)

Os 20 circuitos construídos (conjunto cabo-filtro-atenuador) foram testados experimentalmente não sendo constatada nenhuma diferença significativa que pudesse implicar numa defasa

gem sistemática entre os sinais detectados.

IV.5 - Enrolamentos Helicoidais Ressonantes

A detecção de um particular modo com helicidade m, n, pode ser feita de maneira bastante simples, através de ressonância, ou seja, colocando-se em torno do vaso um enrolamento de mesma helicidade [20].

O TBR-1 foi equipado com dois sistemas de enrolamentos helicoidais capazes de detectar, por indução, as oscilações da componente radial do campo magnético. Assim, quando a estrutura do enrolamento coincide com a estrutura do campo radial produzido por uma perturbação, deve-se observar um sinal nitidamente maior que o nível normal de ruídos.

Um dos enrolamentos é constituído de malhas grossas de cobre isoladas e coladas ao vaso, possuindo uma helicidade correspondente a m=4 e n=1, isto é, o enrolamento dá quatro voltas na direção toroidal enquanto completa uma volta na direção poloidal. O enrolamento não é contínuo: a cada meia volta na direção toroidal (região das flanges do vaso) as malhas são conectadas a um sistema de terminais, permitindo, através de diversos arranjos, mudar a helicidade (figuras 4.12(a) a 4.12(c)). Este enrolamento poderá também ser utilizado na prevenção ou ativação de instabilidades, fazendo-se passar uma corrente elétrica que cria dentro do plasma uma estrutura de campos helicoidais capazes de formar ilhas magnéticas ou inibir seu crescimento [18].

O outro enrolamento possue helicidade correspondente a m=3 e n=1, e será utilizado apenas para detecção, razão pela qual usou-se fios finos de cobre ao invés das malhas. As combinações possíveis neste sistema estão equematizados nas figu

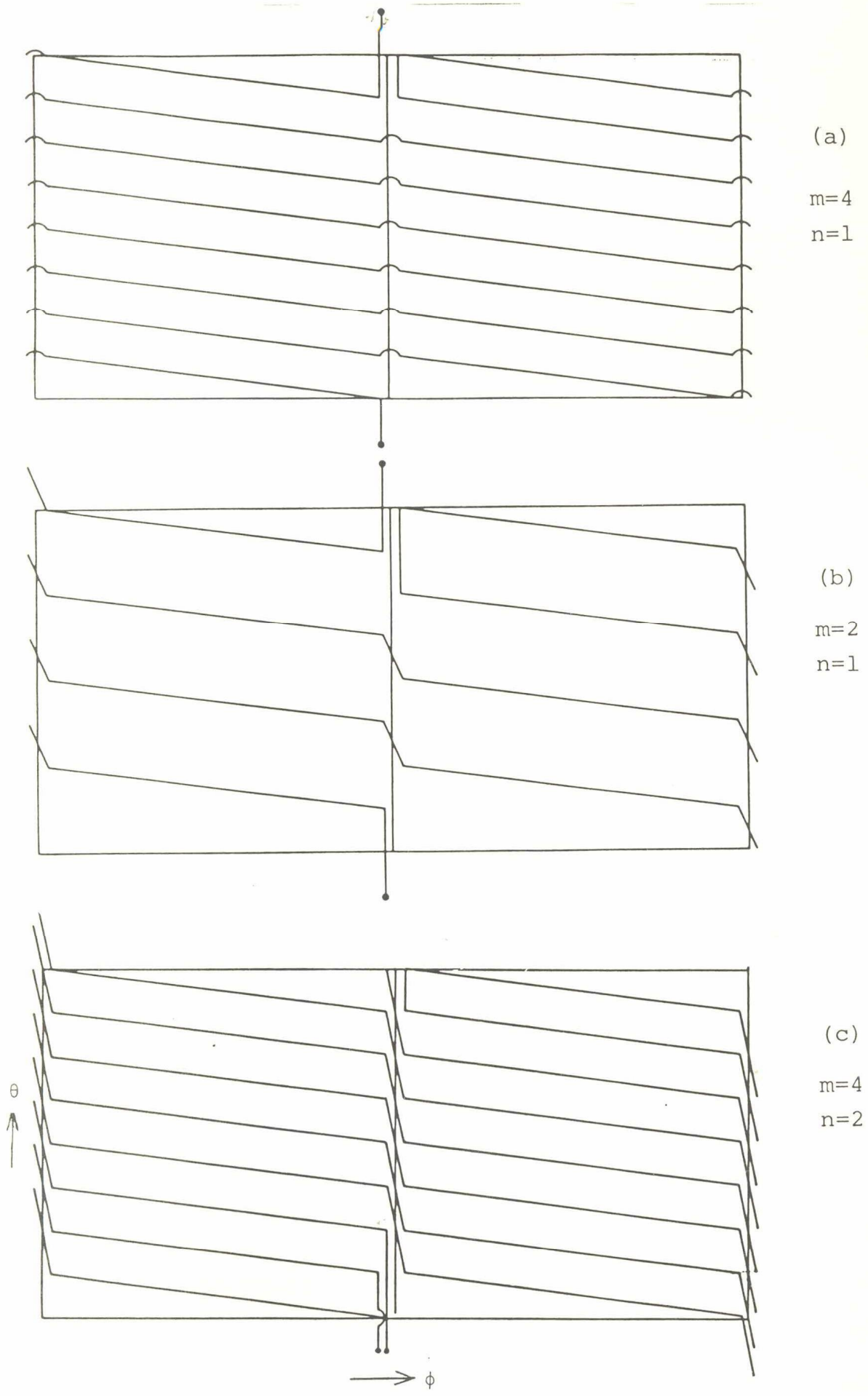


Fig. 4.12 - Helicidades possíveis no enrolamento helicoidal correspondente a m=4, n=1 .O toróide foi "cortado e aberto num plano".

ras 4.13(a) e 4.13(b).

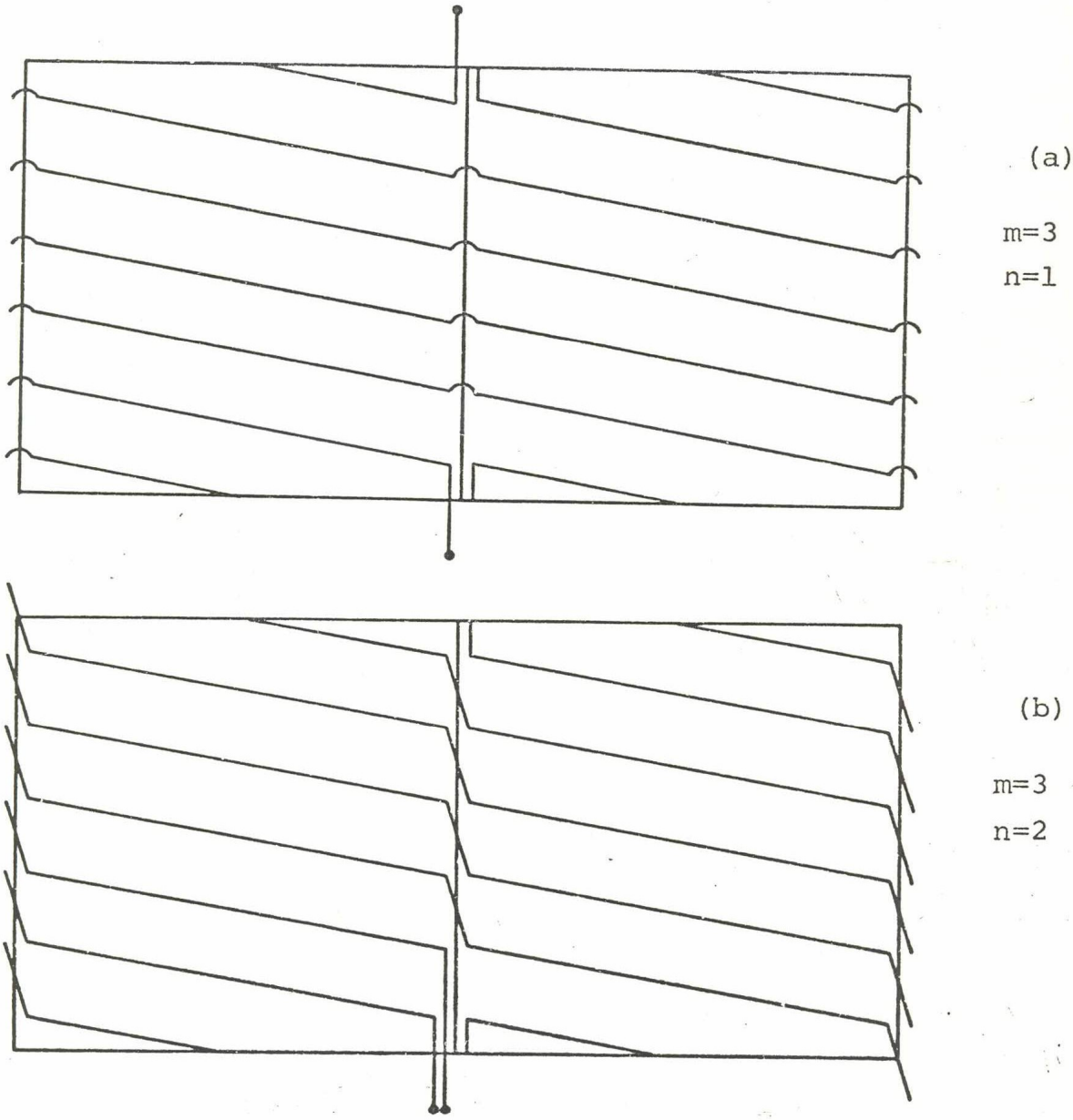


Fig. 4.13 - Helicidades possíveis no enrolamento helicoidal correspondente a m=3, n=1.

A detecção de instabilidades através de enrolamentos helicoidais ressonantes é um método bastante simples mas restrito a poucos modos, pois seria inviável equipar um tokamak com enrolamentos de muitas helicidades. Por esse motivo eles são principalmente utilizados no estudo da evolução temporal de apenas alguns modos que têm papel relevante na instabilidade de disruptura.

Neste trabalho os enrolamentos instalados não foram sistematicamente utilizados na tomada de dados, devido à restrita capacidade de armazenamento de sinais.

CAPÍTULO V - RESULTADOS OBTIDOS

V.1 - Introdução

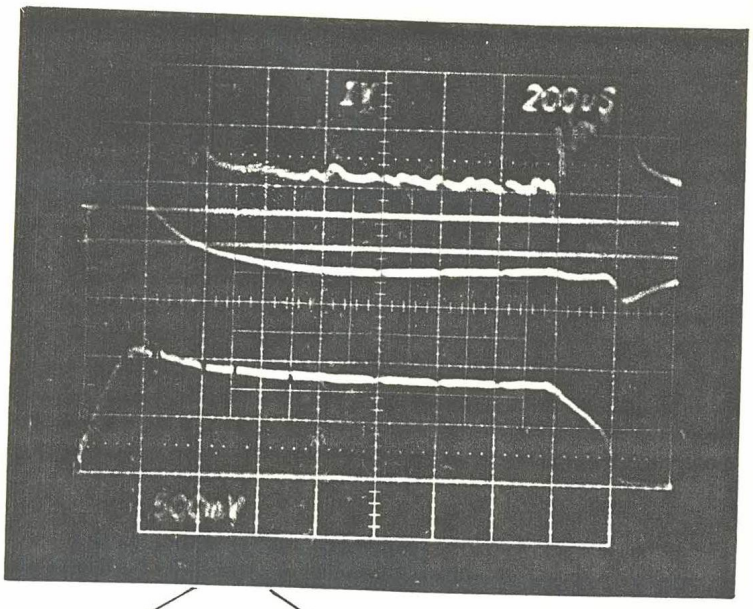
Este capítulo destina-se à apresentação dos resultados obtidos em algumas descargas típicas do TBR-1. Antes desta apresentação, será feita uma descrição detalhada do procedimento utilizado na análise dos dados. Serão discutidos também os erros envolvidos nesta análise. A interpretação dos resultados obtidos será feita no capítulo seguinte.

V.2 - Descrição do Método de Análise

Os sinais geralmente fotografados após uma descarga a ser analisada correspondem às oscilações detectadas pelas bobinas de Mirnov (bobinas "poloidais" e bobinas "toroidais"), e aos perfis temporais da tensão de enlace (V_{loop}), corrente de plasma, posição horizontal da coluna e emissão de raios-X de alta energia (que só aparecem em descargas com duração maior que 2 ms).

O procedimento utilizado para analisar estes dados, pode ser explicado através do exemplo mostrado a seguir.

A figura 5.1 mostra algumas fotografias tiradas para uma descarga de 11,5 kA. Estas fotografias mostram os perfis temporais da tensão de enlace, posição horizontal e corrente de plasma, e as oscilaçãoes detectadas por 11 bobinas poloidais e 4 bobinas toroidais, durante um trecho da descarga. O sinal detectado por uma das bobinas poloidais é aplicado aos dois módulos digitalizadores para referência no tempo. A emissão de raios-X de alta energia não foi detectada nesta descarga.

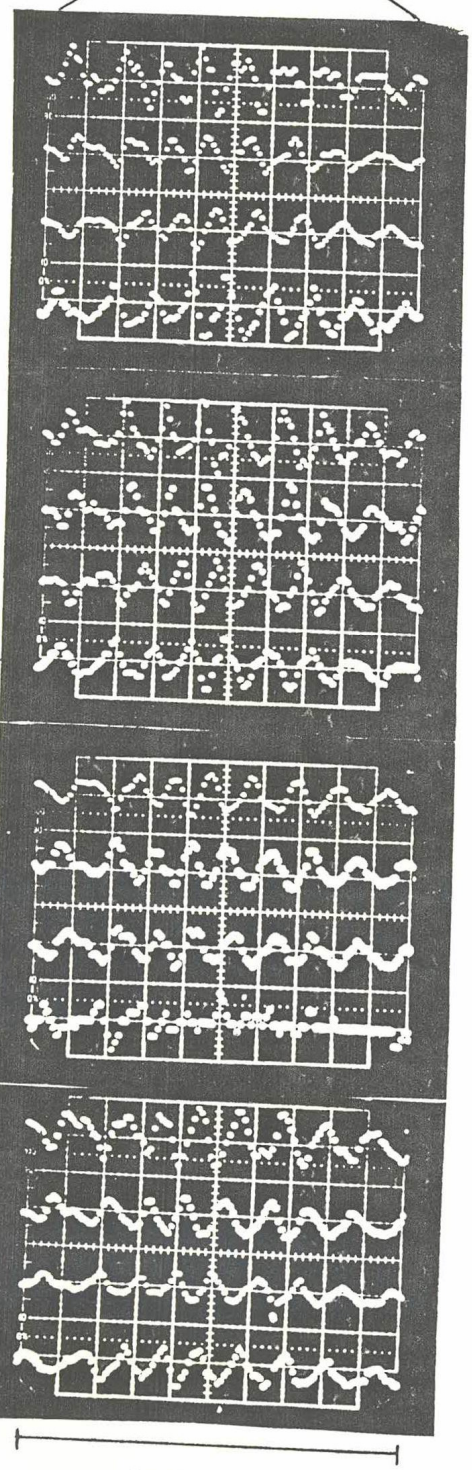


V_{loop} 10V/div.

Pos.Hor. 200 mV/div.

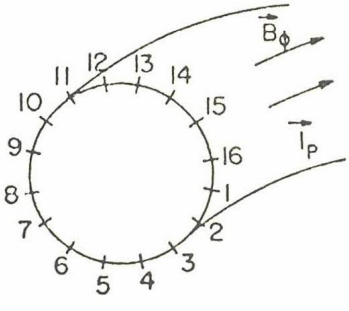
I_p 500 mV/div.

200µs/div.



263 µs

Fig. 5.1

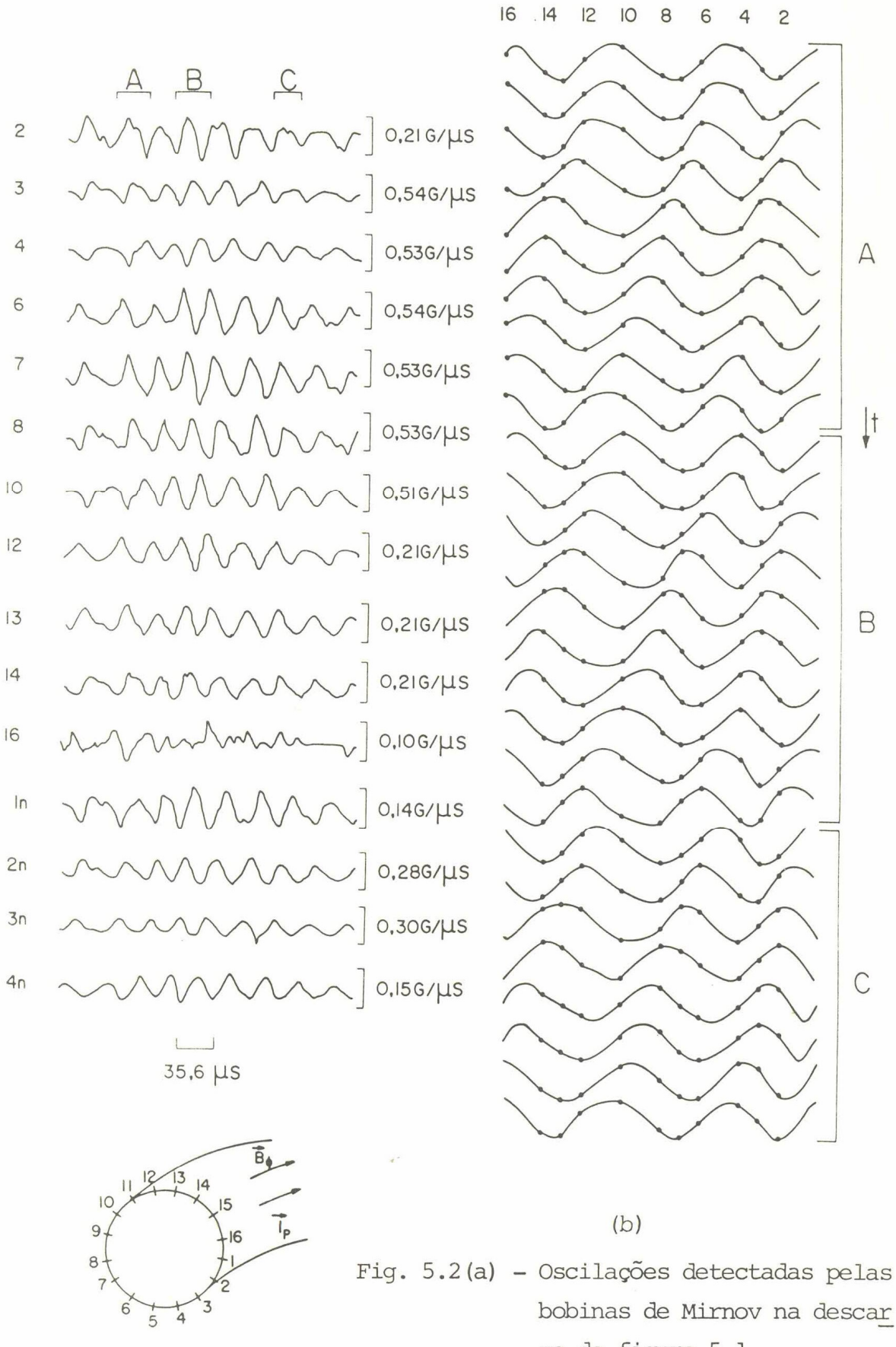


Os sinais detectados pelas bobinas, na figura 5.1, são mostrados novamente na figura 5.2(a), com as escalas de tempo e amplitude calculadas levando-se em conta a área efetiva de cada bobina, a atenuação dos amplificadores, e a amplificação (no tempo e na amplitude) feita pelos digitalizadores. Em outras descargas em que os sinais são diretamente conectados aos digitalizadores leva-se em conta, a atenuação causada pelas impedâncias nas bobinas e nos cabos, ao invés da atenuação dos amplificadores.

Faz-se então uma análise das defasagens entre os sinais detectados pelas bobinas poloidais. Usualmente esta análise é feita traçando-se as curvas $\dot{\tilde{B}}_\theta = \dot{\tilde{B}}_\theta(\theta)$ em diversos instantes, sendo $\dot{\tilde{B}}_\theta(\theta)$ a amplitude da oscilação detectada pela bobina localizada em θ, no instante considerado. Entretanto, devido a problemas de assimetria, que serão discutidos no capítulo seguinte, decidiu-se fazer uma normalização na amplitude $\dot{\tilde{B}}_\theta(t)$ medida experimentalmente. Esta normalização é peculiar: ao invés de colocar o valor absoluto de $\dot{\tilde{B}}_\theta$ no instante considerado, toma-se o máximo e o mínimo adjacentes àquele instante como tendo valores +1 e -1 respectivamente, e determina-se o valor de $\dot{\tilde{B}}_\theta$ nesta escala local. Obtém-se então curvas $\dot{\tilde{B}}_\theta = \dot{\tilde{B}}_\theta(\theta)$ (fig. 5.2.(b)) que contêm apenas informações sobre a fase das oscilações e não propriamente sobre suas amplitudes.

A seguir, cada uma destas curvas passa por uma análise de Fourier feita por um programa de computador [34] que fornece os coeficientes da série até m=8. Este programa fornece os coeficientes a_0, a_m e b_m da série

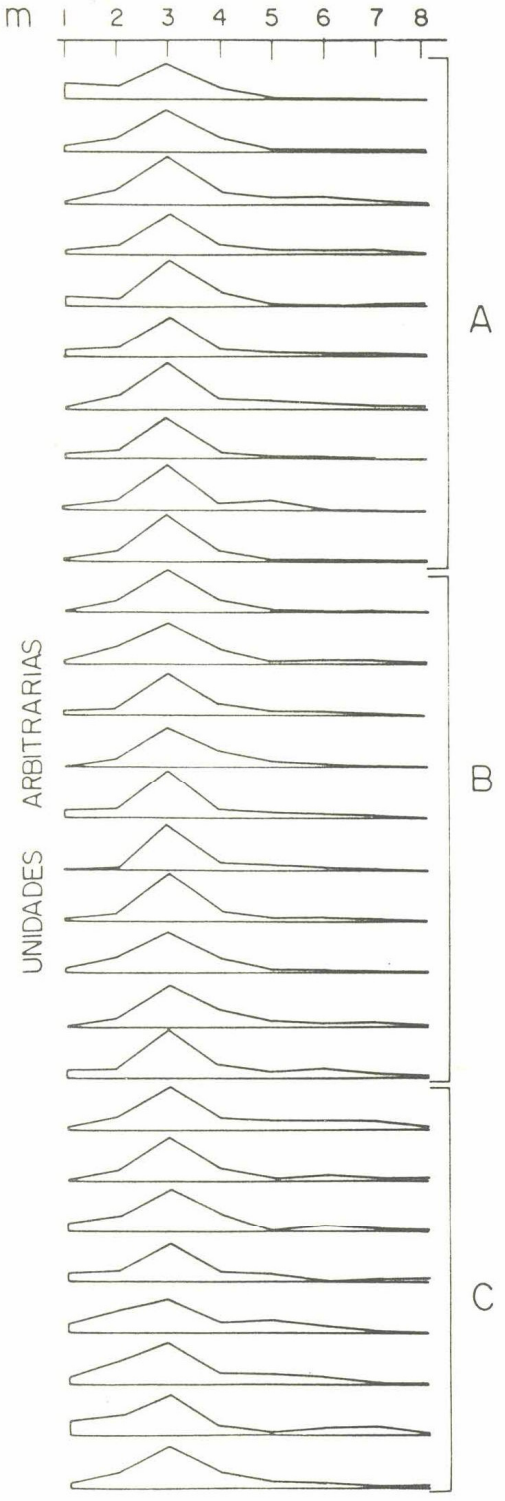
$$x_j = \frac{a_0}{2} + \sum_{m=1}^{N-1} \left[a_m \cdot \cos\left(\frac{\pi . j . m}{N}\right) + b_m \operatorname{sen}\left(\frac{\pi\, j\, m}{N}\right) \right] + \frac{a_N}{2} \cdot (-1)^j \qquad (5.1)$$



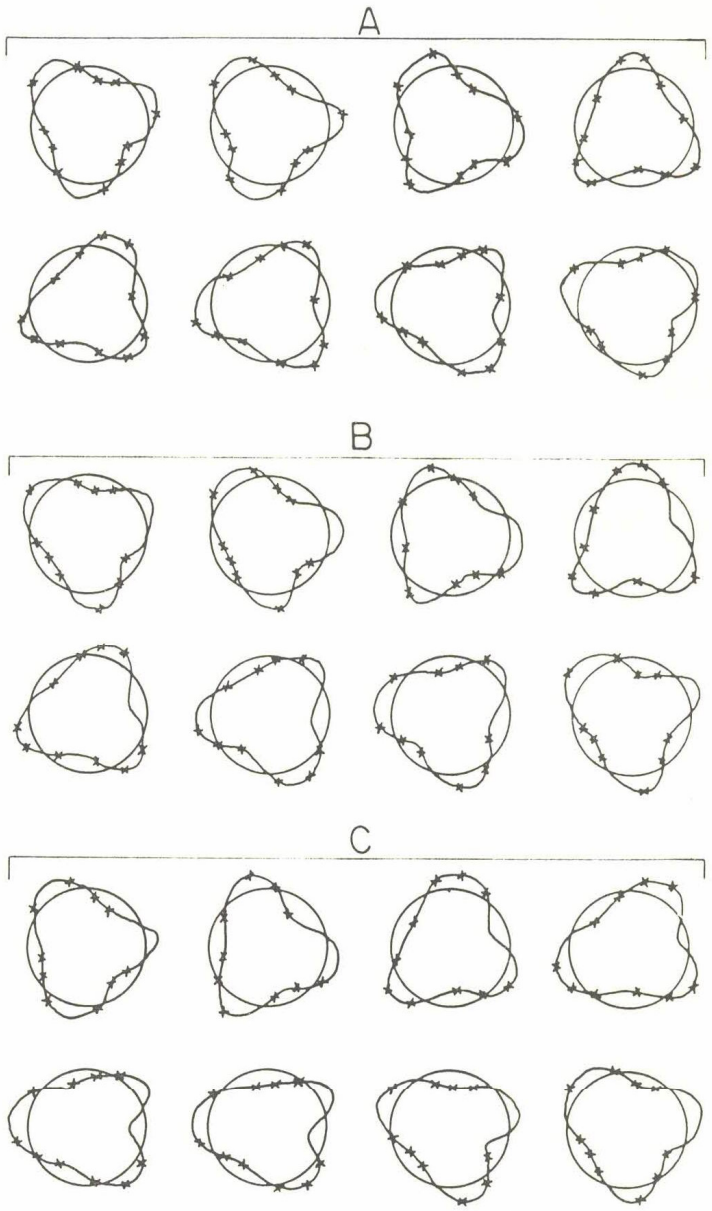
(a) (b)

Fig. 5.2(a) - Oscilações detectadas pelas bobinas de Mirnov na descarga da figura 5.1.

(b) - Curvas $\dot{\tilde{B}}_\theta = \dot{\tilde{B}}_\theta(\theta)$ normalizadas.



(c)



(d)

Fig. 5.2(c) - Espectros de Fourier das curvas $\dot{\tilde{B}}_\theta = \dot{\tilde{B}}_\theta(\theta)$ da fig. 5.2(b)

(d) - Diagramas polares das curvas $\dot{\tilde{B}}_\theta = \dot{\tilde{B}}_\theta(\theta)$ da fig. 5.2(b)

com j= 0,1,2..... $(2^N - 1)$

N= 8 e onde

x_j são os dados de entrada correspondendo às amplitudes $\dot{\tilde{B}}_\theta$ (normalizadas entre +1 e -1), medidas em 16 posições angulares (θ) equidistantes. Como os módulos digitalizadores dispõem apenas de 16 canais de entrada, e quatro deles são utilizados para as bobinas toroidais, não é possível medir os sinais detectados por todas as 16 bobinas poloidais. Por este motivo alguns dos dados de entrada x_j são inferidos a partir das curvas $\dot{\tilde{B}}_\theta(\theta)$.

Os coeficientes $C_m = [(a_m^2 + b_m^2)^{1/2}]/2$ resultantes desta análise são mostrados na figura 5.2(c), indicando a intensidade relativa dos modos m presentes nos instantes considerados. Pode-se notar nessa figura que o modo dominante nesse trecho da descarga é um modo com m=3. O número toroidal é claramente n=1, pois os últimos quatro sinais da figura 5.2(a) (correspondendo às quatro bobinas toroidais) apresentam uma defasagem de 90^o.

As curvas $\dot{\tilde{B}}_\theta = \dot{\tilde{B}}_\theta(\theta)$ da figura 5.2(b) podem também ser representadas na forma de diagramas polares (figura 5.2 (d)) que permitem uma melhor visualização da estrutura dos modos.

V.3 - Resultados Obtidos

As figuras que serão mostradas a seguir, descrevem a atividade MHD detectada em algumas descargas típicas do TBR-1.

Em cada figura, a descarga em questão é representada pelos perfis temporais da tensão de enlace (V_{loop}), posição horizontal e corrente de plasma. Em alguns casos,os sinais emitidos por raios-X de alta energia e as oscilações detectadas por u

ma das bobinas são também representados. A atividade MHD detectada em alguns trechos da descarga é representada por uma amostra dos diagramas polares traçados e seus respectivos espectros de Fourier. Além disso estão também indicados o valor do fator de segurança na borda do limitador, a frequência das oscilações e a amplitude relativa dos modos, definida como $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ onde, $\tilde{B}_\theta$ é a amplitude da oscilação do campo poloidal B_θ. Como a amplitude das oscilações detectadas pelas bobinas varia sensivelmente com a sua posição angular (o que será dicutido no capítulo 6), a amplitude relativa é calculada a partir do valor médio das amplitudes detectadas pelas 16 bobinas (pelo mesmo motivo mencionado para a figura 5.2(c) os valores das amplitudes correspondentes às bobinas omitidas são inferidos a partir de uma curva mais provável).

Devido à grande quantidade de fotografias necessárias para analisar toda a descarga, e o tempo gasto para tirá-las, apenas alguns trechos mais relevantes foram analisados, não significando porém que nos trechos omitidos não haja oscilações MHD. A evolução temporal de cada modo, durante toda a descarga, deverá ser estudada num trabalho futuro, com um analisador de espectro m[35,36].

Em algumas descargas, o número toroidal não foi medido para que os 16 canais disponíveis nos módulos digitalizadores fossem utilizados numa determinação mais precisa do número poloidal.

Os parâmetros de trabalho utilizados, são os descritos pela tabela do capítulo 3.

A figura 5.3 mostra uma descarga de $(11{,}5 \pm 1{,}5)$kA com 1,8ms de duração. O fator de segurança na borda do limitador é aproximadamente constante durante a descarga possuindo os valo

res q= (4,1 - 4,3 ± 0,6). Entre 400μs e 650μs, uma oscilação de 37 kHz foi identificada como um modo com m=3, n=1 e $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = = (1,6 ± 0,3)%. Logo em seguida, uma oscilação mais rápida, com 56 kHz, foi detectada durante 60μs e identificada como um modo dominante com m=2, n=1 passando para m=3, n=1. $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ nesta oscilação é de (2,0 ± 0,3)% (A). As oscilações que se seguem até 1100μs não foram fotografadas mas possuiam amplitudes e frequências semelhantes às que foram analisadas entre 1100μs e 1400μs. Neste trecho (B) as frequências variavam entre 36 e 49 kHz, e o modo dominante é m=2, n=1 com $\tilde{B}_\theta/B_\theta \cong$ (1,7 ± 0,3)%. Este modo aparentemente predomina até o final da descarga (C) quando é detectado novamente com uma frequência de 55 kHz. A amplitude relativa desta oscilação aumenta de $\tilde{B}_\theta / B_\theta$ = (1,5 ± 0,3)% para (3,6 ± 0,6) %, quando um pico negativo é observado na tensão de enlace indicando a ocorrência de uma provável instabilidade de disruptura.

A figura 5.4 mostra uma descarga de (9,0 ± 0,6)kA com 5 ms de duração. O fator de segurança na borda do limitador decresce ligeiramente de (5,2 ± 0,4) para (4,8 ± 0,4) durante os 2 ms iniciais, até o aparecimento dos sinais emitidos pelos raios-X de alta energia, quando cessa a atividade MHD. 300μs após o início da descarga, uma oscilação com 30 kHz é identificada como um modo com m=3, n=1 e $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = (2,1 ± 0,3)% (A). Entre 700μs e 1 ms uma oscilação de 39 kHz foi detectada, sendo dominante o modo m=3, n=1 com $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = (0,84 ± 0,08)%(B). Entre 1200μs e 1800μs aproximadamente, uma oscilação com 41 kHz é identificada como um modo com m=2, n=1 e $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = (0,85 ± 0,08)%(C). Este modo aparentemente perdura até o fim da atividade MHD quando é detectado novamente (entre 700μs e 2ms) com $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = (0,84 - 0,78 ± ± 0,08)%, e frequência de 38 kHz(D).

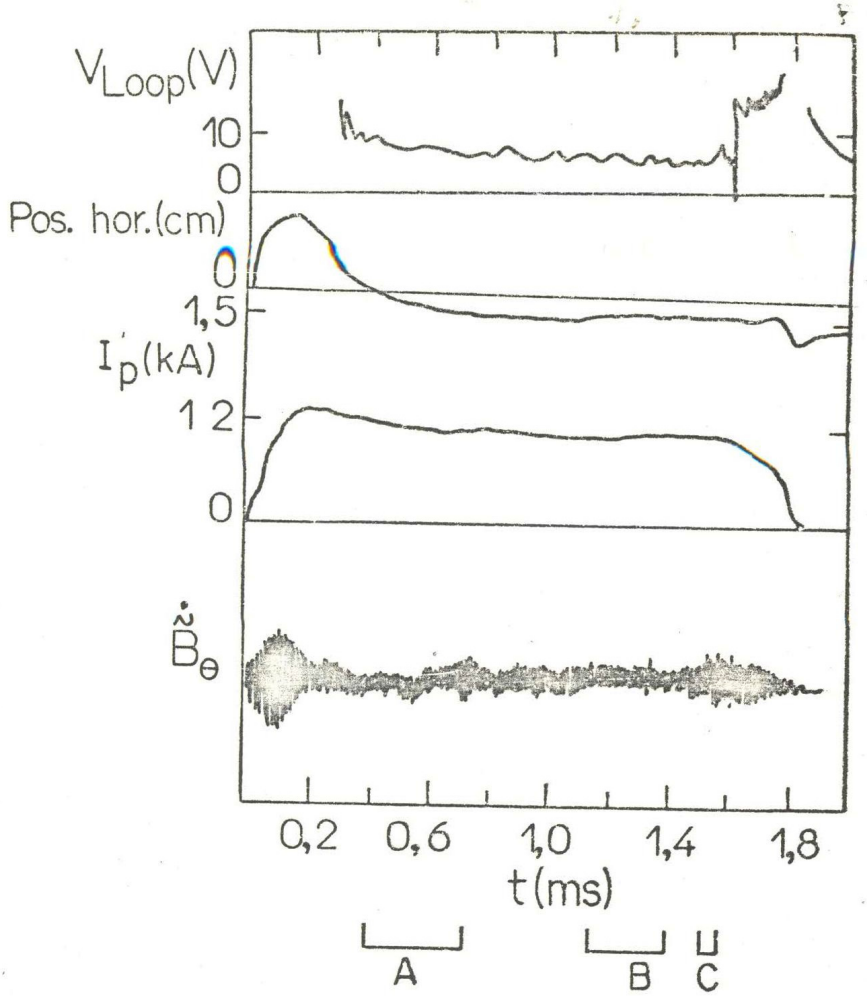
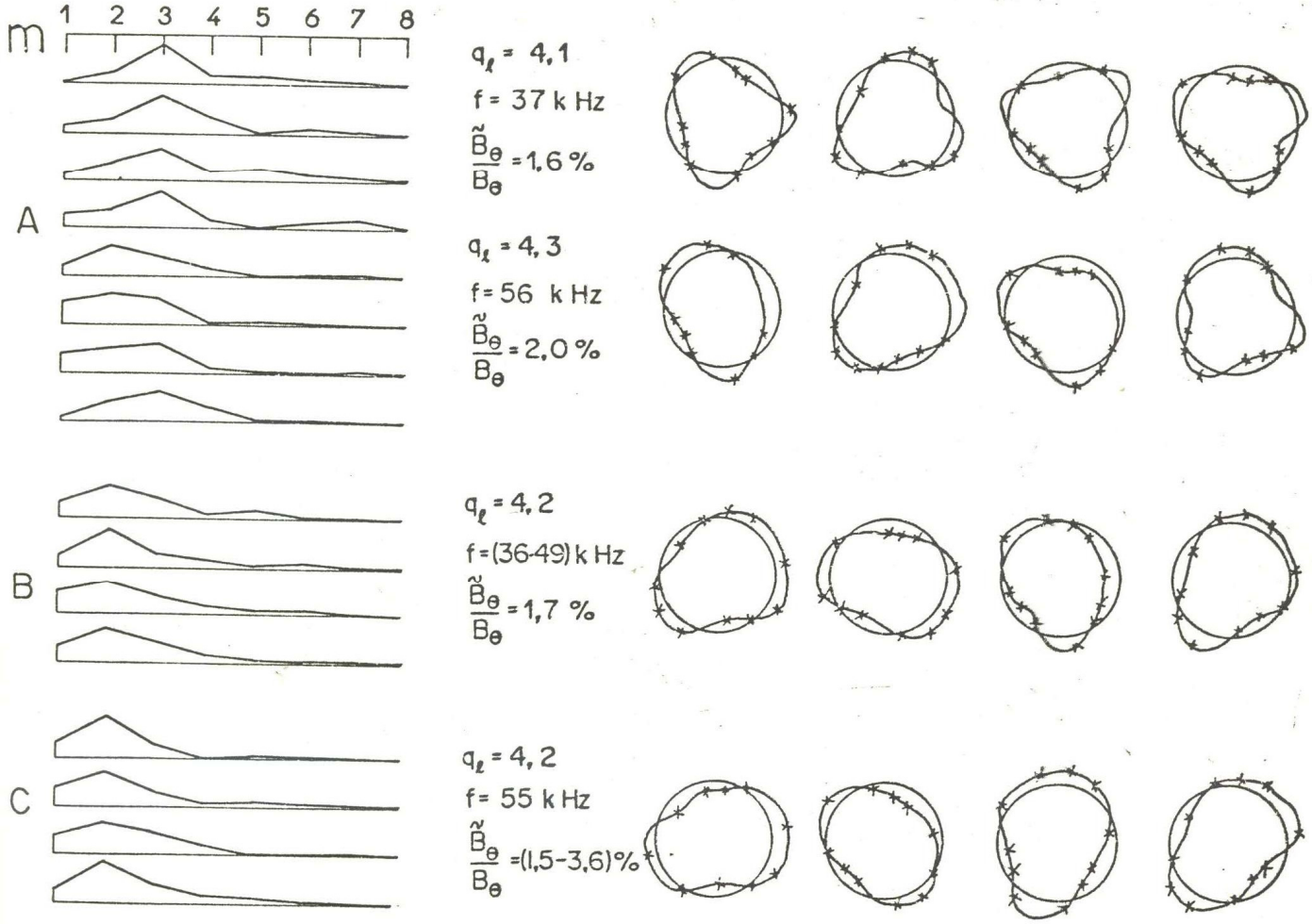

V_{Loop}(V)
10
0
Pos. hor.(cm)
0
1,5
I_p(kA)
1 2
0
$\tilde{B}_\theta$
0,2
0,6
1,0
1,4
1,8
t(ms)
A
B
C

Fig. 5.3


m
1 2 3 4 5 6 7 8
A
q_ℓ = 4,1
f = 37 k Hz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ = 1.6 %
q_ℓ = 4,3
f = 56 k Hz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ = 2,0 %
B
q_ℓ = 4,2
f = (36-49) k Hz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ = 1,7 %
C
q_ℓ = 4,2
f = 55 k Hz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ = (1,5-3,6) %

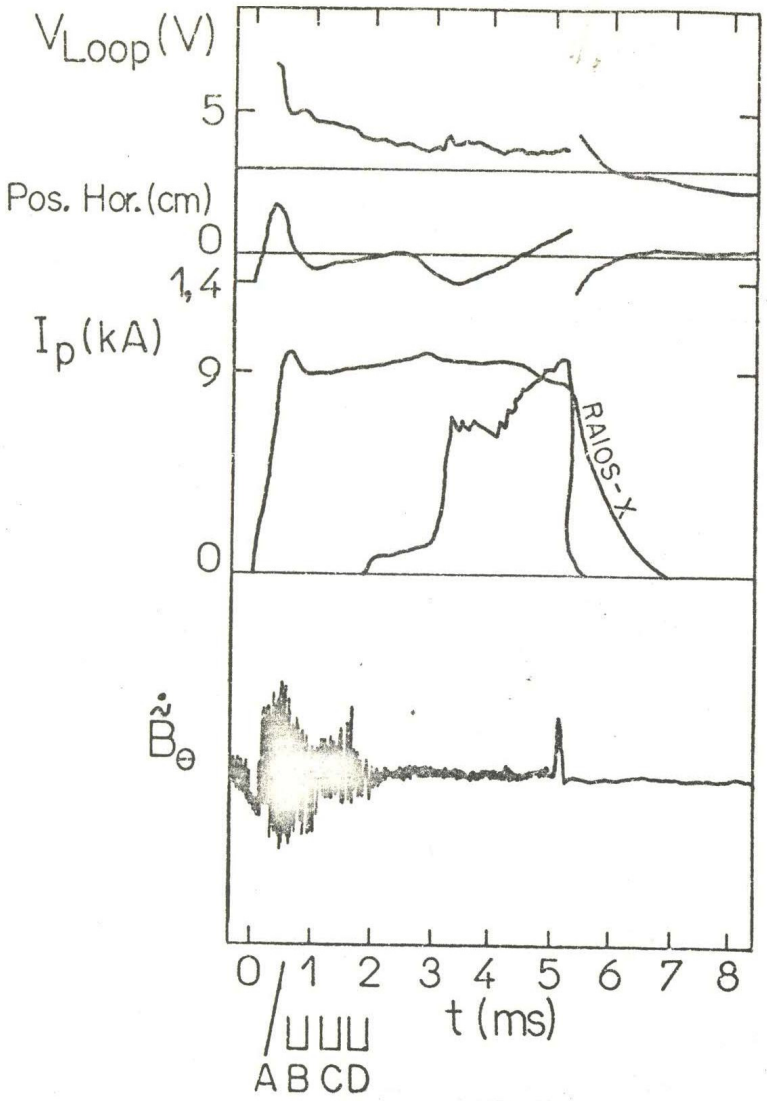
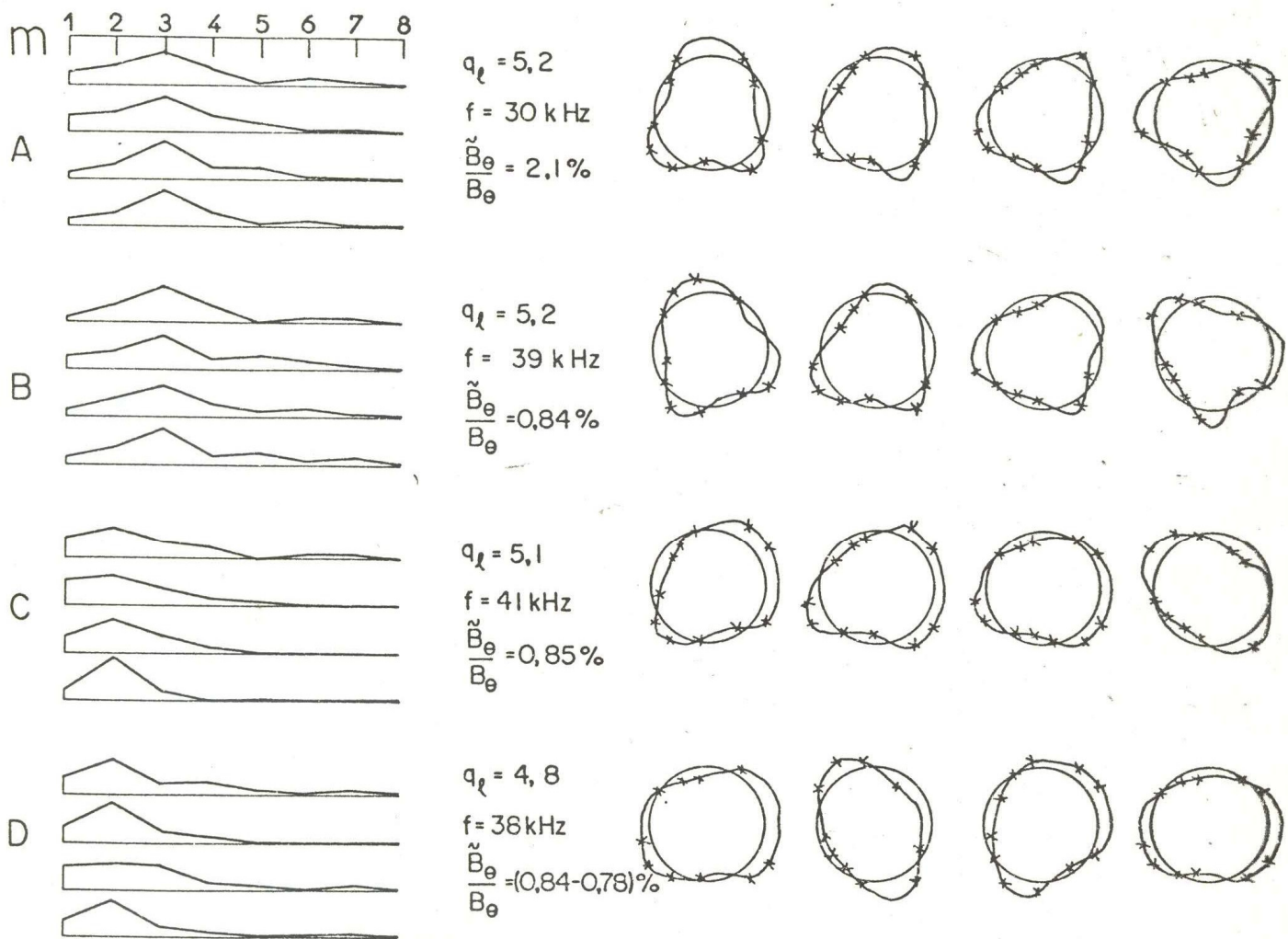

V_{Loop}(V)
5
Pos. Hor.(cm)
0
1,4
I_p(kA)
9
0
RAIOS-X
$\tilde{B}_\theta$
0 1 2 3 4 5 6 7 8
t (ms)
A B C D

Fig. 5.4


m
1 2 3 4 5 6 7 8
A
q_ℓ = 5,2
f = 30 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ = 2,1%
B
q_ℓ = 5,2
f = 39 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ =0,84%
C
q_ℓ = 5,1
f = 41 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ =0,85%
D
q_ℓ = 4,8
f = 38 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ =(0,84-0,78)%

A figura 5.5 mostra uma descarga de (6,8 ± 0,6)kA com 7 ms de duração. O fator de segurança na borda do limitador decresce de (7,2 ± 0,7) para (6,7 ± 0,7) durante os 1,9 ms iniciais; a partir deste instante os sinais emitidos pelos raios - X de alta energia aparecem, e a atividade MHD cessa. As oscilações detectadas entre 250μs e 1400μs(A,B,C) possuem frequências que variam entre 31 e 52 kHz e mostram estruturas espaciais que aparentemente se devem a modos com m=4 com amplitudes relativas entre (0,37 ± 0,06)% e (0,70 ± 0,09)%. A análise de Fourier não foi feita nesses casos devido à falta de informação em quase metade da secção transversal, onde os sinais detectados pelas bobinas sofriam fortes interferências de ruídos, não sendo possível reconhecer as oscilações MHD. Entre 1650μs e 1900μs(D) detectou - se uma oscilação muito rápida (f ≅ (70 - 77)kHz) com $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ entre (0,26 ± 0,04)% e (0,51 ± 0,04)%. Pelo número de máximos nos diagramas polares, esta oscilação se deve a um modo com m=3, embora sua estrutura seja muito distorcida e a análise de Fourier indique a presença de outros modos. O número toroidal não foi medido nesta descarga.

A figura 5.6 mostra outra descarga de baixa corrente (7,1 ± 0,6)kA com 7,5 ms de duração. Durante os trechos analisados, o fator de segurança na borda do limitador decresce ligeiramente entre (6,3 ± 0,6) e (6,1 ± 0,6). Entre 400μs e 1200 μs foram detectadas oscilações de 40 kHz e 56 kHz com $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ da ordem de 0,3% aproximadamente. Os números poloidais neste trecho da descarga não foram determinados devido à interferência de ruídos nas oscilações MHD que só foram reconhecidas nos sinais de quatro bobinas poloidais. Aos 1400μs detectou-se uma oscilação de 90 kHz identificada como um modo com m=3, n=1 e $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = = (0,40 ± 0,04)%(A). Logo após (t ≅ 1460μs), a oscilação com

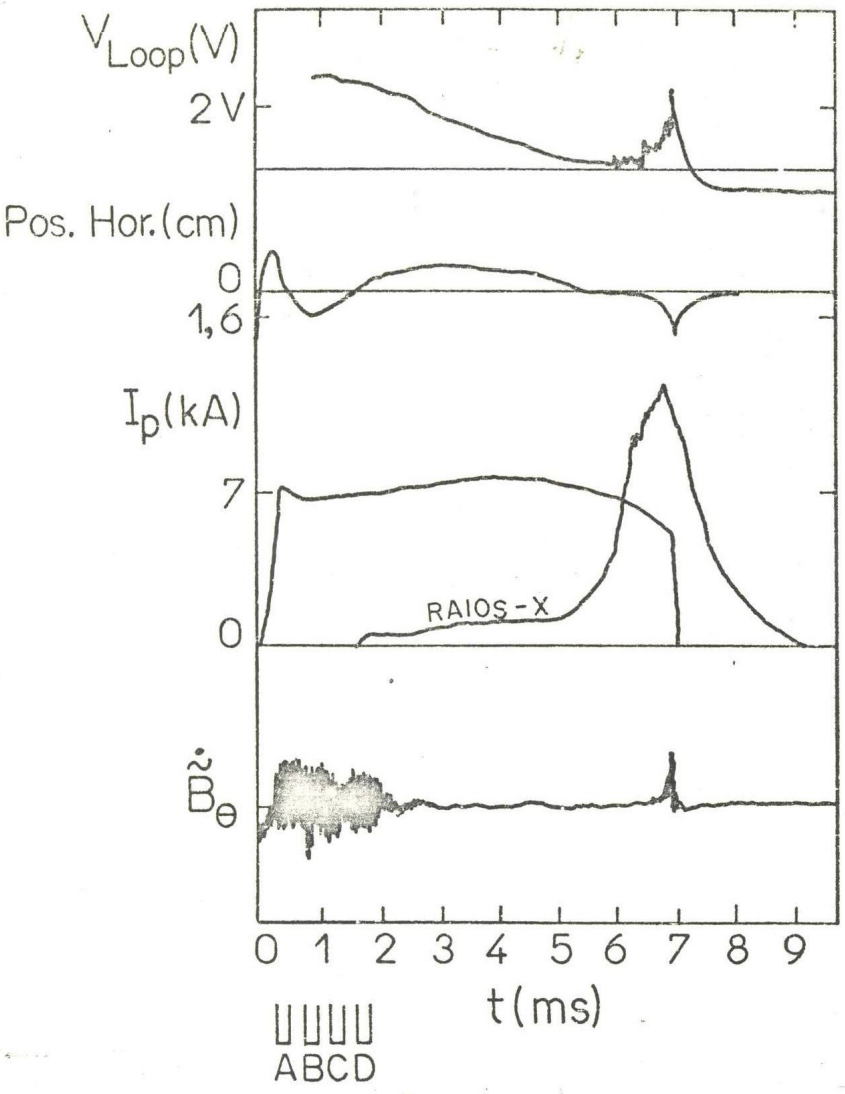
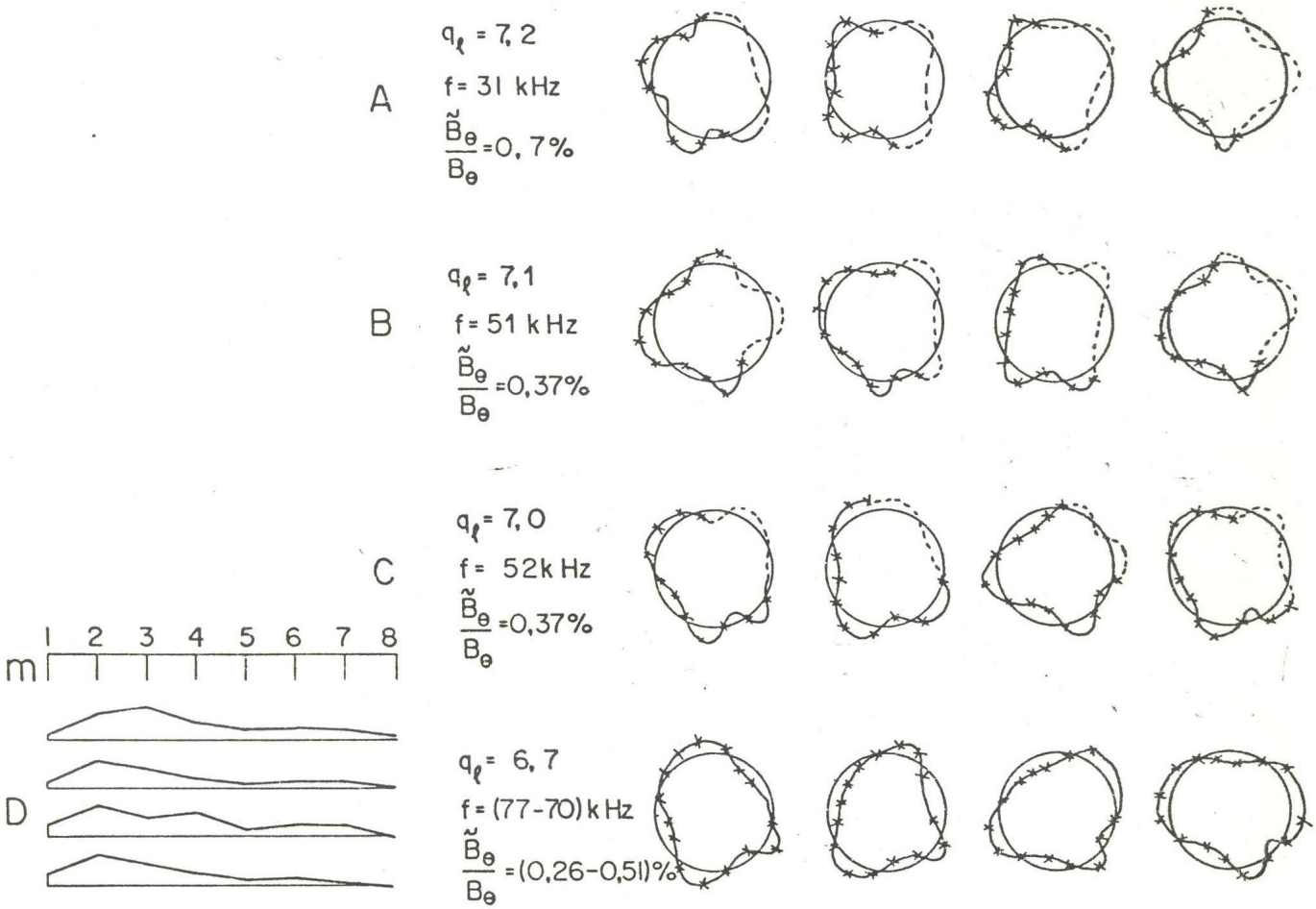

V Loop(V)
2V
Pos. Hor.(cm)
0
1,6
Ip(kA)
7
0
RAIOS-X
B̃θ
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
t(ms)
ABCD

Fig. 5.5


A
qℓ = 7,2
f = 31 kHz
B̃θ/Bθ = 0,7%
B
qℓ = 7,1
f = 51 kHz
B̃θ/Bθ = 0,37%
C
qℓ = 7,0
f = 52k Hz
B̃θ/Bθ = 0,37%
m 1 2 3 4 5 6 7 8
D
qℓ = 6,7
f = (77-70) k Hz
B̃θ/Bθ = (0,26-0,51)%

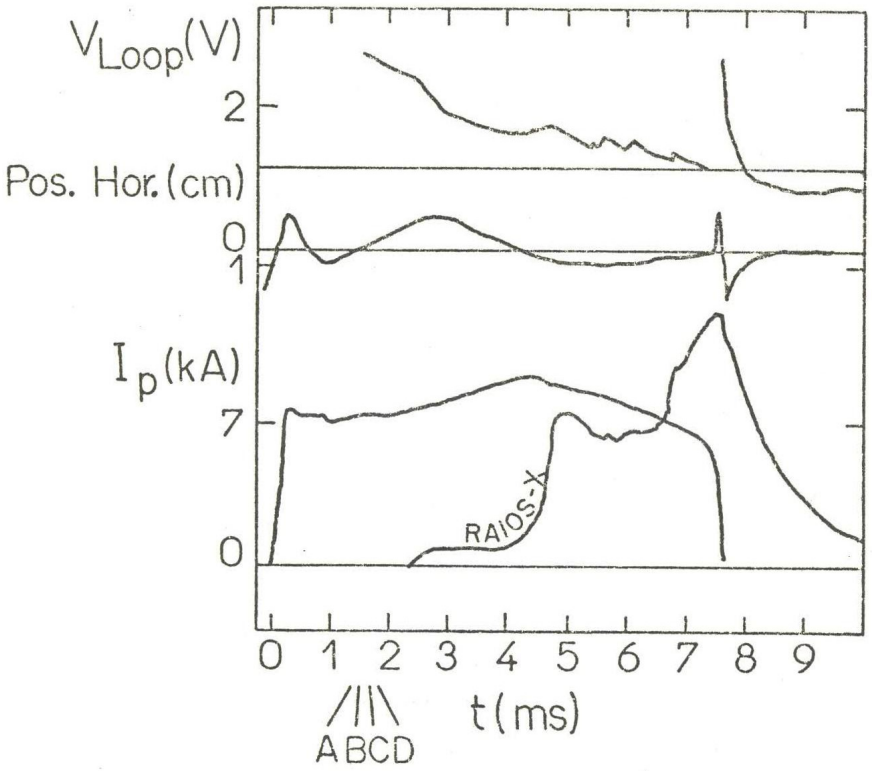
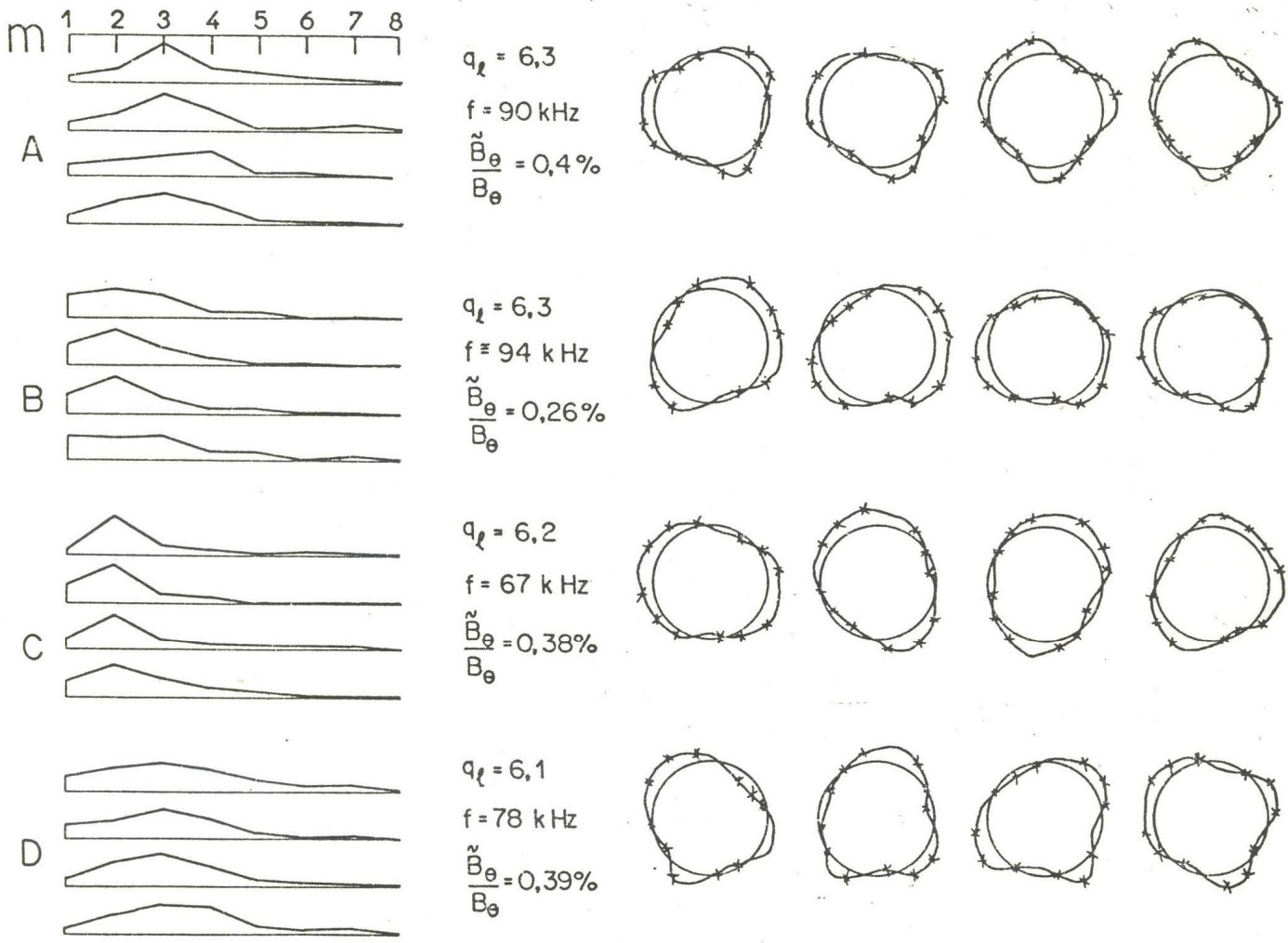

V_{Loop}(V)
2
Pos. Hor.(cm)
0
1
I_p(kA)
7
0
RAIOS-X
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
t(ms)
A B C D

Fig. 5.6


m
1 2 3 4 5 6 7 8
A
q_ℓ = 6,3
f = 90 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ = 0,4 %
B
q_ℓ = 6,3
f = 94 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ = 0,26 %
C
q_ℓ = 6,2
f = 67 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ = 0,38 %
D
q_ℓ = 6,1
f = 78 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta}$ = 0,39 %

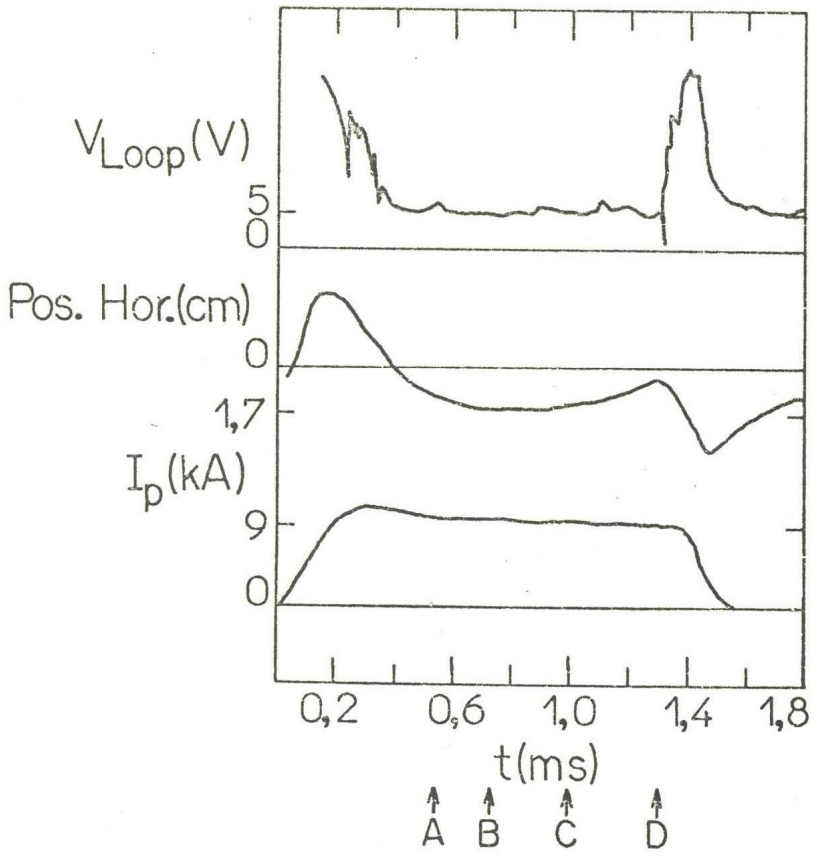
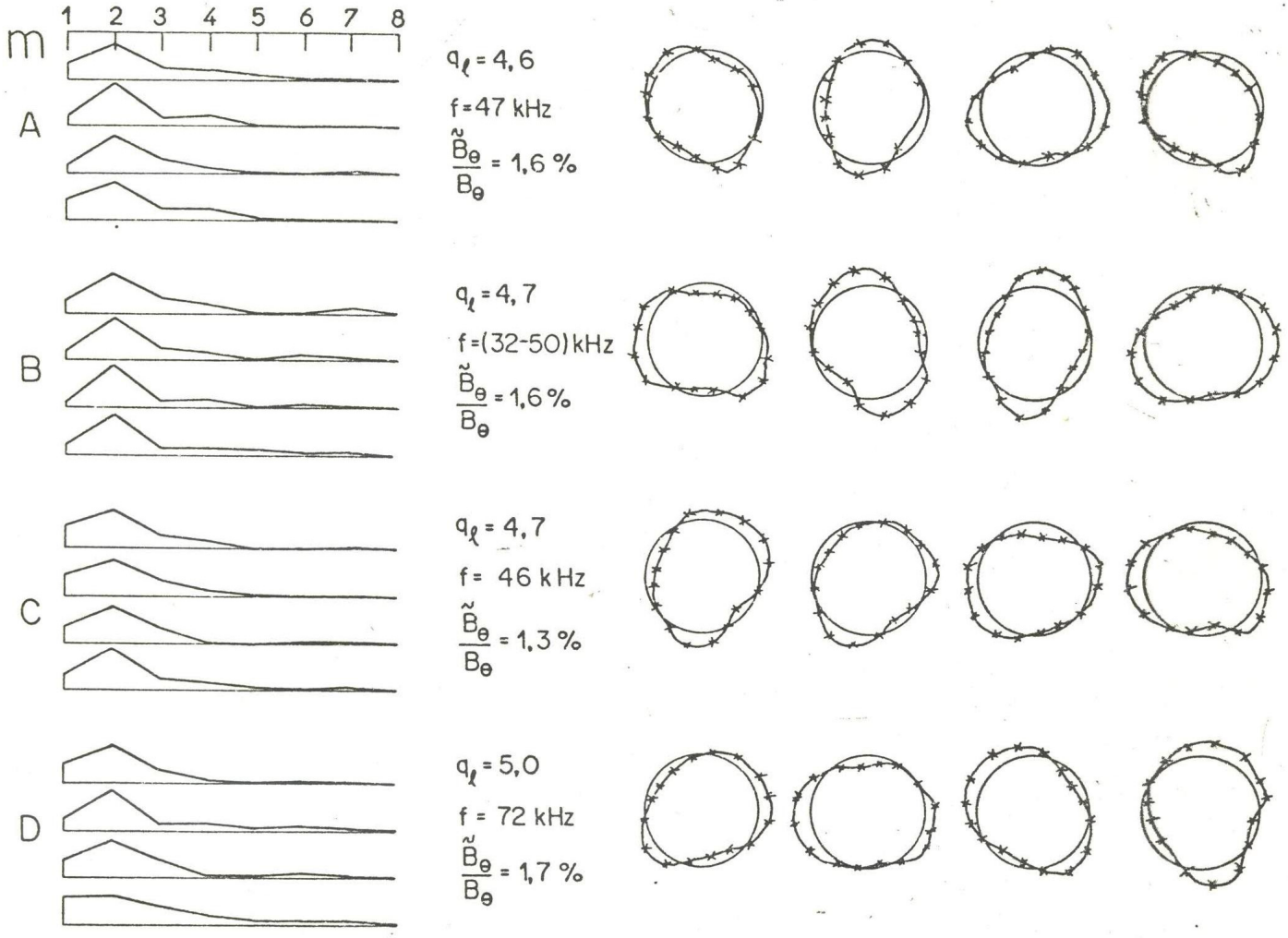

V_Loop(V)
5
0
Pos. Hor.(cm)
0
1,7
I_p(kA)
9
0
0,2
0,6
1,0
1,4
1,8
t(ms)
A
B
C
D

Fig. 5.7


m
1 2 3 4 5 6 7 8
A
$q_\ell = 4,6$
f=47 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta} = 1,6\ \%$
B
$q_\ell = 4,7$
f=(32-50)kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta} = 1,6\ \%$
C
$q_\ell = 4,7$
f= 46 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta} = 1,3\ \%$
D
$q_\ell = 5,0$
f= 72 kHz
$\frac{\tilde{B}_\theta}{B_\theta} = 1,7\ \%$

94 kHz, passa a ter um modo dominante com m=2, n=1 e $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = = (0,26 ± 0,04)%(B). Entre 1500μs e 1800μs, a frequência das oscilações é de 67 kHz e o modo dominante é m=2, n=1 com $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = = (0,38 ± 0,05)%(C). Aos 1800μs, a frequência cresce ligeiramente (f ≅ 78 kHz) e um modo com m=3, n=1 é detectado com $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = = (0,39 ± 0,06)%(D).

A figura 5.7 mostra uma descarga de aproximadamente (9,5 ± 1,5)kA com 1,4 ms de duração. O fator de segurança na borda do limitador varia entre (4,6 ± 0,7) e (5,0 ± 0,9). Uma oscilação com 47 kHz foi detectada entre 550μs e 620μs, sendo identificada como um modo com m=2 e $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = (1,6 ± 0,3)%(A). Este modo é dominante durante toda a descarga; entre 650μs e 900μs, $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ é de (1,6 ± 0,3)% e a frequência da oscilação aumenta de 32 kHz para 50 kHz(B). Entre 900μs e 1100μs, a frequência da oscilação é de 46 kHz com $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = (1,3 ± 0,3)%(C), e entre 1300μs e 1400μs, o modo foi detectado com $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ = (1,7 ± 0,3) % e 72 kHz de frequência. O número toroidal não foi medido nesta descarga.

V.4 - Avaliação dos Erros Experimentais

As incertezas nos valores do fator de segurança na borda do limitador (q_ℓ = 0,08 B_ϕ/0,30 B_θ), apresentados no ítem anterior, foram calculadas a partir das incertezas na medida do campo toroidal (de aproximadamente 5%, levando-se em conta o decaimento exponencial) e na medida da corrente de plasma (devido ao erro de leitura).

Para calcular as incertezas nas determinações das amplitudes relativas ($\tilde{B}_\theta/B_\theta$), levou-se em conta a precisão na medida da corrente de plasma (para determinar B_θ em r = 9,5cm) e

os erros envolvidos na medida de $\tilde{B}_\theta$. Estes últimos foram calculados a partir das incertezas individuais de cada bobina (já que $\tilde{B}_\theta$ é a média das 16 amplitudes medidas), que por sua vez foram avaliadas levando-se em conta as incertezas nas suas áreas efetivas (de $0,8 \times 10^{-4} m^2$ ou aproximadamente 4%),as incertezas devidas ao desalinhamento (de aproximadamente 3%), os erros de leitura da amplitude (0,3 divisões do osciloscópio) e da frequência (avaliado em 10%),e a incerteza no ganho dos conjuntos filtro-atenuador (de 0,01 ou 10%), nos casos em que eles foram utilizados.

O programa computacional utilizado para a determinação dos espectros de Fourier das curvas $\tilde{B}_\theta = \tilde{B}_\theta(\theta)$ calcula 16 parâmetros a partir de 16 dados de entrada, sem fornecer as incertezas envolvidas neste cálculo (já que o programa não leva em consideração as incertezas nos dados de entrada). Para avaliar a precisão destes espectros, algumas curvas $\tilde{B}_\theta = \tilde{B}_\theta(\theta)$ foram novamente ajustadas por um programa alternativo [37] que calcula os coeficientes da série até m=4, a partir de 16 dados de entrada. O truncamento da série nesta ordem pode ser justificado pelo fato das componentes com $m \geq 5$ serem praticamente desprezíveis em todos os espectros calculados, e pela limitação no número máximo de parâmetros que podem ser ajustados pelo programa utilizado.Os coeficientes a_m e b_m calculados por este programa são praticamente coincidentes (os desvios são menores do que 1%) com os valores obtidos pelo primeiro (que calcula a_m e b_m até m=8).

Os erros admitidos nos dados de entrada foram avaliados levando-se em consideração os possíveis desvios no posicionamento angular das bobinas (estimado em apenas 2,5%), os erros em θ devidos ao tempo de leitura dos digitalizadores (da ordem de 10%) e os erros na avaliação da amplitude das oscilações normalizadas entre -1 e +1 (estimadas em 0,2). Para erros de

0,4 nos dados de entrada (que variam entre +1 e -1) as incertezas nos parâmetros a_m e b_m (que variam entre 0,03 e 0,86) são de 0,14 . As incertezas nos coeficientes $C_m=(a_m^2 + b_m^2)^{1/2}/2$ dos espectros de Fourier obtidos podem ser tipicamente representadas pelos gráficos da figura 5.8.

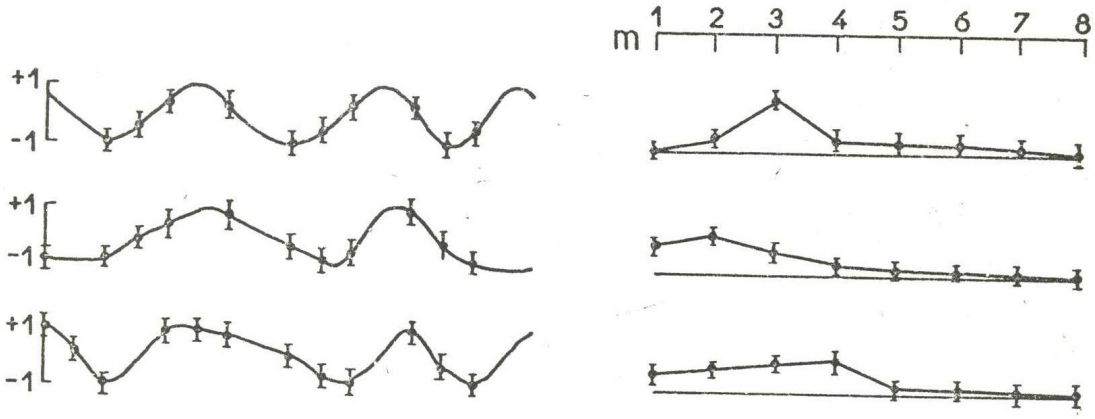


Fig. 5.8 - Avaliação das incertezas dos espectros de Fourier

CAPÍTULO VI - DISCUSSÃO

VI.1 - Introdução

Neste capítulo serão discutidos os resultados obtidos , mostrados no capítulo anterior. Inicialmente, serão apresentadas as características gerais das descargas típicas do TBR-1 no que diz respeito às oscilações MHD. A seguir, as amplitudes, as frequências e os números de onda poloidal (m) e toroidal (n) destas oscilações são comparados com as previsões feitas pelos modelos teóricos existentes. Por fim, serão discutidos alguns efeitos toroidais não mencionados no capítulo II.

VI.2 - Características Gerais das Descargas do TBR-1

As descargas do TBR-1 variam em intensidade de corrente e podem basicamente ser divididas em dois grupos: as de altas correntes (9 a 11 kA) e as de baixas correntes (6 a 9 kA). As primeiras possuem como características principais atividades MHD mais altas ($\tilde{B}_\theta/B_\theta$ > 1%) e durações menores (geralmente estas descargas terminam após 2ms). As descargas com correntes baixas têm um tempo de duração maior (6ms aproximadamente) mas sua atividade MHD cessa após 2ms, quando os sinais emitidos pelos raios-X de alta energia indicam o aparecimento de elétrons fugitivos ("runaways"),o que provavelmente significa um decréscimo da densidade do plasma. Além disso, a atividade MHD nestes casos é sensivelmente menor com $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ < 1%.

Uma característica comum em quase todas as descargas é a ausência de oscilações MHD durante a fase inicial de

formação da corrente, até o estabelecimento do equilíbrio(quando I_p é aproximadamente constante). Neste período, as oscilações detectadas não apresentam nenhuma estrutura espacial e temporal definida como mostra a figura 6.1.

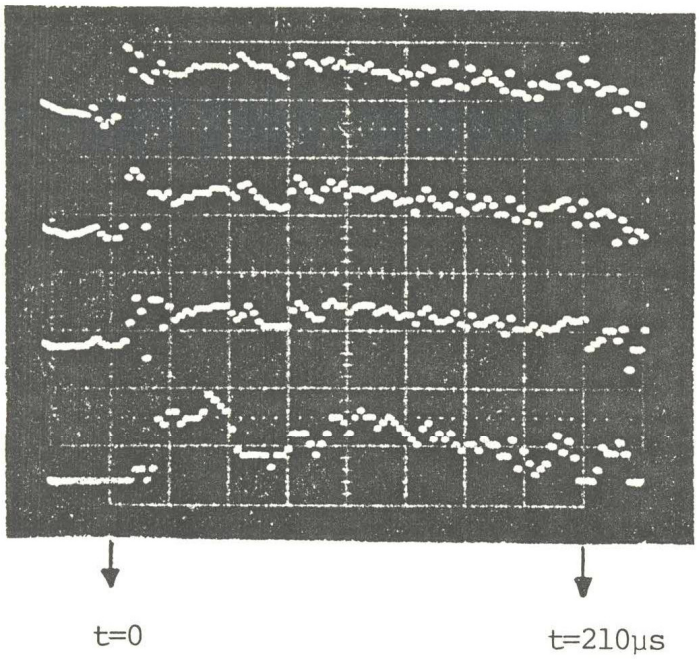


Fig. 6.1 - Oscilações detectadas pelas bobinas de Mirnov durante a fase inicial da descarga.

As oscilações detectadas nos dois tipos de descargas diferem principalmente pelas suas amplitudes. As frequências e números de onda poloidal e toroidal são essencialmente os mesmos, independentemente da intensidade de corrente.

VI.3 - Características Gerais das Oscilações Detectadas

As oscilações com m=2 e m=3 foram detectadas com frequências que variavam entre 30 kHz e 94 kHz. Para m=4, estas

frequências variavam entre 30 kHz e 50 kHz.

As figuras 6.2(a) a 6.2(e) mostram a evolução temporal da frequência de rotação dos modos (f/m) presentes nas descargas apresentadas no capítulo anterior. Tipicamente, estas frequências de rotação variam entre 10 kHz e 35 kHz, concordando em ordem de grandeza com a frequência da deriva diamagnética dos elétrons prevista no capítulo III. A associação entre a rotação das ilhas magnéticas e a deriva diamagnética dos elétrons [12] parece existir no TBR-1 pois em todas as descargas, a estrutura helicoidal medida, girava na direção desta deriva. Isto pode ser visto na figura 5.2(b), lembrando que [29]

$$\vec{v}_{D_e} = \frac{-\vec{\nabla}_p \times \vec{B}_\phi}{q\, n\, B_\phi^2} \qquad (6.1)$$

Analisando as figuras 6.2(a) - 6.2(e), pode-se notar que f/m frequentemente cresce com o tempo, podendo significar um aumento da temperatura dos elétrons durante a descarga, ou uma mudança no perfil da densidade do plasma. Pode-se notar também, que a frequência de rotação independe da intensidade de corrente, ou da temperatura média dos elétrons, indicando que os perfis de densidade e temperatura não são os mesmos em descargas diferentes.

Os modos mais frequentemente observados no TBR-1 possuem números poloidais m=2 e m=3. O número toroidal foi considerado como sendo n=1 em todas as descargas analisadas, pois este valor foi observado em todas as ocasiões em que ele foi medido. Em geral, o número poloidal do modo dominante, e os espectros de Fourier das estruturas poloidais das oscilações mudam durante a descarga, sem que nenhuma variação significativa seja detectada no valor do fator de segurança na borda do limitador. Es

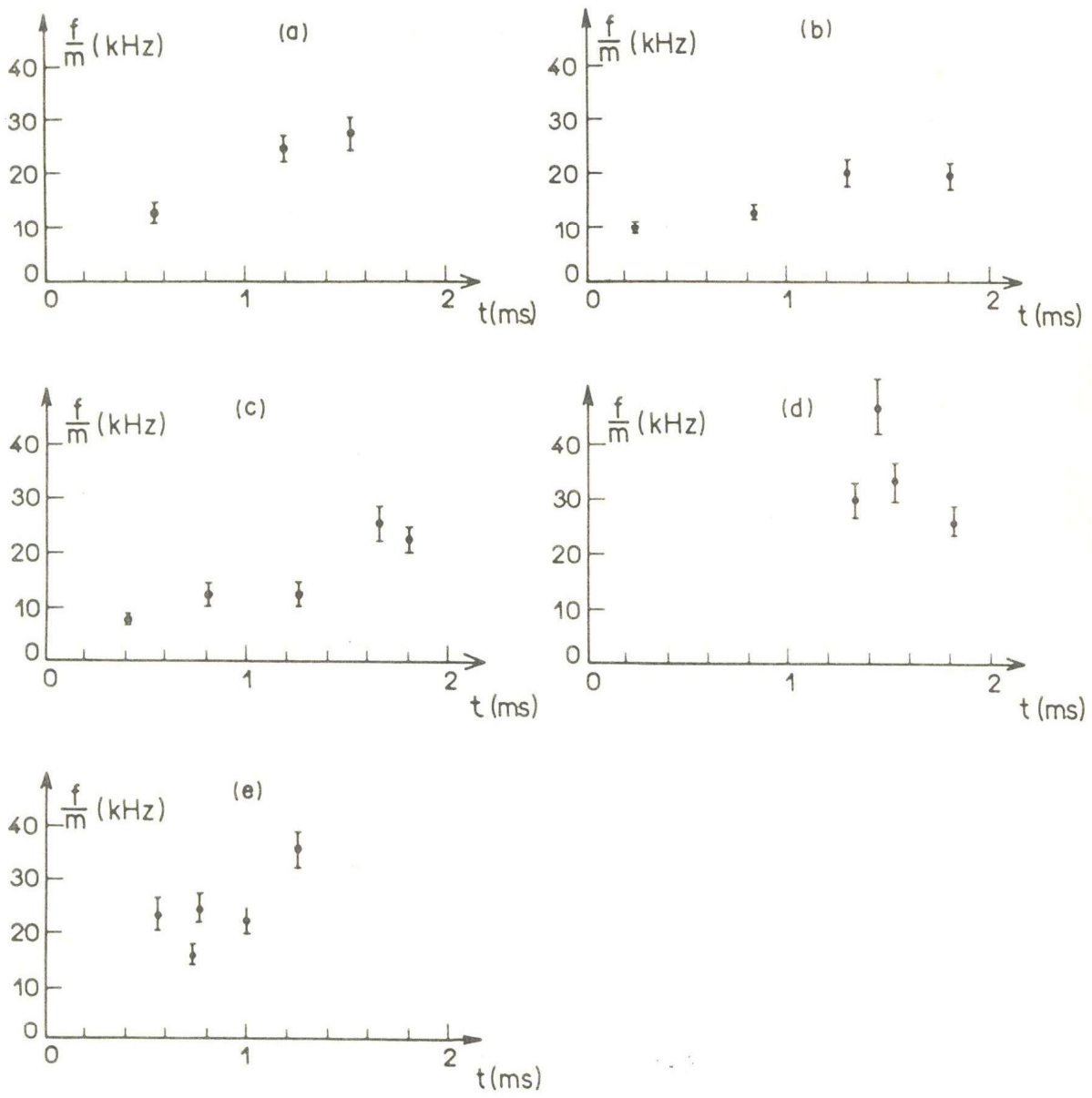


Fig. 6.2 - Evolução temporal das frequências de rotação dos modos detectados nas figuras 5.3 (6.2(a)) a 5.7 (6.2(e)).

te fato pode ser devido às mudanças nos perfis da densidade de corrente, que (conforme discutido no capítulo II) determinam os critérios de estabilidade dos diferentes modos.

A dependência das amplitudes relativas $(\tilde{B}_\theta/B_\theta)$ com o fator de segurança na borda do limitador (q_ℓ) está mostrada nas figuras 6.3(a) e 6.3(b), para os modos m=2, n=1 e m=3,n=1.

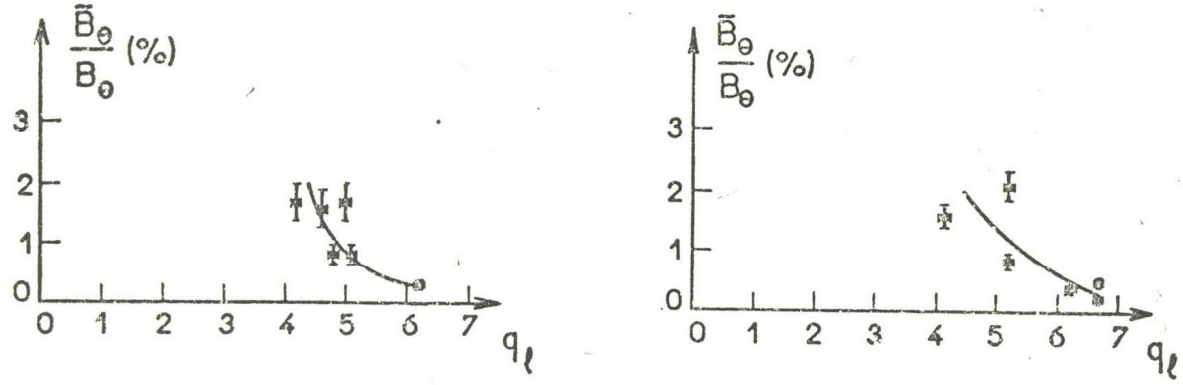


Fig. 6.3 - Dependência de $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ com q_ℓ para modos com m=2, n=1(a) e m=3, n=1(b)

Nestas figuras pode-se perceber a sensível dependência de $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ com q_ℓ. Para $q_\ell \cong (6\text{-}7)$, $\tilde{B}_\theta/B_\theta \cong 0{,}3\%$ crescendo para 2% em $q_\ell = 4$. Estas curvas concordam qualitativamente com um trabalho feito por Carreras, Waddell e Hicks [38], no qual os dados experimentais de $(\tilde{B}_\theta/B_\theta)$ x q_ℓ para o modo m=2,n=1 concordam com às previsões feitas por uma teoria não linear de saturação dos modos de ruptura. Os valores de $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ foram calculados semi-analítica e numericamente a partir dos perfis do fator de segurança obtidos experimentalmente. Este cálculo não foi feito no presente trabalho pois os perfis do fator de segurança não foram medidos.

Com as características acima descritas, pode-se concluir que as oscilações detectadas nas descargas do TBR-1 são devidas à rotação de modos de ruptura. Pela teoria MHD descrita no capítulo II, estes modos só podem existir se as superfícies ressonantes correspondentes estiverem dentro do plasma, isto é , se $q_a > (m/n)$. Para todos os modos detectados esta condição parece ser satisfeita, pois $q_\ell > (m/n)$ em todos os casos. Entretanto, não é certo que $q_\ell = q_a$ pois é possível que o fluxo de impurezas provenientes da parede do vaso, faça com que a periferia do plasma se esfrie, e a corrente se concentre na região central da coluna, de modo que seu raio efetivo seja menor do que o raio do limitador, e como isso $q_a < q_\ell$.

A taxa de crescimento γ, correspondente à formação das ilhas magnéticas, não foi detectada pelas bobinas, pois pela previsão feita no capítulo III, γ é da ordem de $1{,}4 \times 10^5 s^{-1}$ e as frequências típicas das oscilações são de 50 kHz, o que provavelmente indica que as ilhas são detectadas já numa fase não linear de saturação.

As oscilações detectadas no TBR-1 não são devidas a modos de dobra ideais, pois os períodos típicos destas oscilações (20μs) são muito maiores do que os tempos característicos dos fenômenos ideais que, conforme a previsão feita no capítulo III, é da ordem de nanosegundos.

VI.4 - Efeitos Toroidais

A expansão das perturbações numa série de Fourier na forma $\exp[i(m\theta - n\phi)]$, supõe uma simetria cilíndrica que é apenas uma aproximação, cuja qualidade depende da razão de aspecto do tokamak. Para o TBR-1 essa aproximação não é muito boa

pois A ≅ 3,8.

Nos resultados apresentados no capítulo anterior, uma característica comum em todas as descargas é a existência de uma forte assimetria na amplitude das oscilações detectadas pelas bobinas poloidais. A variação na amplitude de $\tilde{B}_\theta$ em função de θ pode ser tipicamente representada pelo gráfico da figura 6.4. O valor típico das razões $\tilde{B}_{\theta max}/\tilde{B}_{\theta min}$ no TBR-1 é de aproximadamente 6.

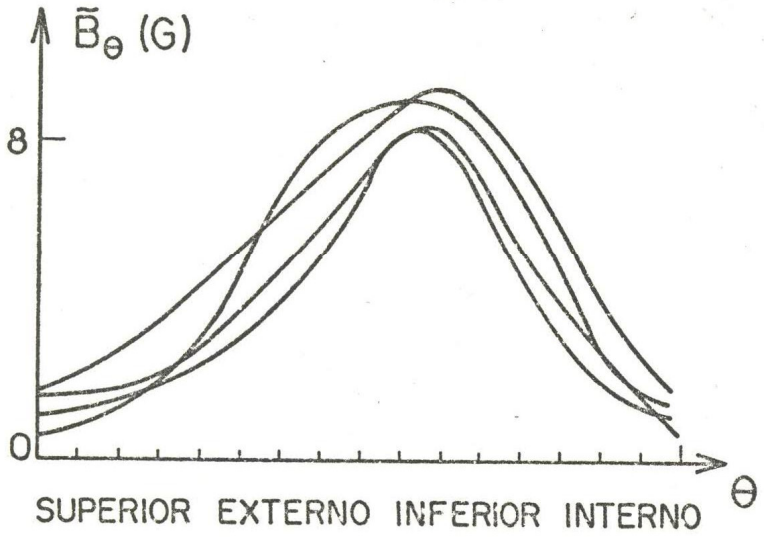


Fig. 6.4 - Variação das amplitudes das oscilações $\tilde{B}_\theta$ em função do ângulo poloidal.

Embora não se entenda totalmente a assimetria existente em $\tilde{B}_\theta$, ela pode ser parcialmente explicada quando alguns efeitos toroidais são levados em conta. Em geometria cilíndrica a flutuação no campo poloidal ($\tilde{B}_\theta$) produzida por uma perturbação helicoidal na corrente (j_{mn}) pode ser escrita como [39, 40]

$$\tilde{B}_\theta = \frac{\mu_0 j_{mn} r_{mn}}{2} \left(\frac{r_{mn}}{r} \right)^{m+1} \cos (m\theta - n\phi + \omega t) \qquad (6.2)$$

onde j_{mn} é a amplitude da perturbação localizada em r_{mn}

r_{mn} é o raio da superfície ressonante e

r é a posição radial da bobina, definida em relação ao centro da superfície ressonante com $q = (m/n)$.

Em geometria toroidal, a dependência da perturbação na forma $\cos(m\theta)$ não é mais verdadeira pois não existe simetria na direção θ. A relação 6.2 nesse caso é escrita como

$$\tilde{B}_\theta = \frac{\mu_0 j_{mn} r_{mn}}{2} \left(\frac{r_{mn}}{r}\right)^{m+1} \cos\left(m\theta^* - n\phi + \omega t\right) \qquad (6.3)$$

com $\theta^* = \theta - \lambda \operatorname{sen}\theta$, onde λ é um parâmetro que depende da indutância interna e do beta poloidal na superfície de fluxo ressonante.

Nas relações 6.2 e 6.3, nota-se que o termo $(r_{mn}/r)^{m+1}$, pode explicar uma assimetria nas amplitudes de $\tilde{B}_\theta$, se o centro da superfície ressonante estiver deslocada do eixo geométrico, o que geralmente acontece num tokamak devido à sua geometria toroidal. No TBR-1, as bobinas de detecção das posições horizontal e vertical da coluna de plasma indicam deslocamentos típicos de 1,5cm para a parte externa e 1cm para a parte inferior do tokamak. Para estes deslocamentos a razão $\tilde{B}_{\theta max}/\tilde{B}_{\theta min}$ previstas pelas relações 6.2 ou 6.3, para um modo com m=3 é de 4,6, enquanto as assimetrias medidas indicam um valor típico de 6.

O tratamento correto das oscilações detectadas pelas bobinas de Mirnov poloidais, envolve portanto correções devidas à assimetria na amplitude das mesmas, e correções angula -

res que consitem na transformação $\theta \rightarrow \theta^*$.

O efeito da assimetria na detecção do número poloidal pode ser entendido se $\tilde{B}_\theta$ for escrito como

$$\tilde{B}_\theta(\theta,t) = B_{\theta 1}(1 - \gamma\cos\theta) \cdot \cos(m\theta^* + \omega t) \qquad (6.4)$$

onde $(1 + \gamma)/(1 - \gamma)$ é o parâmetro que caracteriza a assimetria. Usando identidades trigonométricas tem-se que

$$\tilde{B}_\theta(\theta,t) = B_{\theta 1}[\cos(m\theta^* + \omega t) + \frac{\gamma}{2}\cos((m + 1)\theta^* + \omega t) +$$

$$+ \frac{\gamma}{2}\cos((m - 1)\theta^* + \omega t)] \qquad (6.5)$$

Isto significa que se a curva $\dot{\tilde{B}}_\theta = \dot{\tilde{B}}_\theta(\theta)$ for traçada baseando-se apenas na amplitude absoluta de $\dot{\tilde{B}}_\theta$, medida por cada bobina, a análise de Fourier acusará, além do modo existente m, a presença de modos adjacentes falsos com (m + 1) e (m - 1). Neste trabalho entretanto, o problema da assimetria foi contornado pela normalização das amplitudes medidas conforme descrito no capítulo V. Os modos adjacentes (m + 1) e (m - 1) que geralmente aparecem nos espectros de Fourier mostrados no capítulo anterior, não se devem portanto à assimetria das amplitudes.

As correções angulares ($\theta \rightarrow \theta^*$) indicadas pela relação 6.3, não foram feitas neste trabalho, devido à falta de informação sobre r_{mn}, ℓ_i e β_θ, que seriam deduzidos a partir dos perfis de densidade e de corrente. Por esse motivo, é possível que os modos adjacentes ao modo dominante m, que aparecem nos espectros de Fourier, sejam devidos a uma distorção na estrutura das ilhas magnéticas como mostra a figura 6.5.

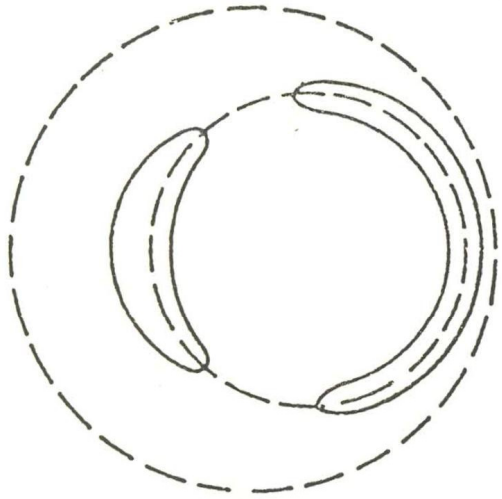


Fig.6.5 - Distorção da estrutura poloidal de um modo com m=2 devido a efeitos toroidais.

Esta explicação, no entanto, não exclue a possibilidade de que os modos adjacentes ao modo dominante m existam de fato (desde que as superfícies ressonantes correspondentes estejam dentro do plasma), pois em geometria toroidal uma perturbação localizada numa superfície com q = m/n, pode produzir, além das ilhas situadas nesta superfície, outras ilhas com helicidades diferentes, em outras superfícies ressonantes, embora estas últimas sejam menores. Este efeito é ilustrado na figura 6.6 onde são mostradas duas ilhas magnéticas principais na superfície correspondente a q=2, três ilhas secundárias na superfície q = 3 e uma ilha também secundária na superfície q = 1.

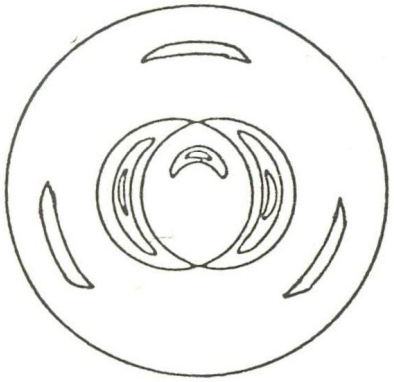


Fig. 6.6 - Ilhas magnéticas com m=3 e m=1 produzidas por um modo dominante com m=2 devido a efeitos toroidais.

CAPÍTULO VII - CONCLUSÕES

O método de correlação de fases [30] foi utilizado no TBR-1 para determinar as principais características das oscilações MHD do campo magnético poloidal.

As oscilações detectadas podem ser interpretadas como sendo a manifestação da rotação de modos de ruptura, na direção da deriva diamagnética dos elétrons [12]. Esta conclusão se deve ao fato das frequências e amplitudes medidas concordarem com os valores típicos esperados para estes modos, levando-se em conta os parâmetros de trabalho do TBR-1 e os resultados obtidos em outros tokamaks[14,20]. Além disso, os números de onda poloidal (m) e toroidal (n) dos modos detectados, parecem satisfazer a condição de instabilidade dos modos de ruptura, $q_a > m/n$, pois, em todos os casos, observou-se que $q_\ell > m/n$, embora não seja certo que o valor do fator de segurança da borda do plasma (q_a) seja igual ao valor medido na borda do limitador (q_ℓ). Os valores medidos de m e n também foram frequentemente observados em outros tokamaks [14,20].

Os principais modos medidos possuem números poloidais m=2 e m=3, embora modos com m=4 sejam também ocasionalmente detectados. O número toroidal foi sempre observado como sendo n=1. As amplitudes relativas ($\tilde{B}_\theta/B_\theta$) variam entre 0,3% e 2%, dependendo do valor do fator de segurança na borda do limitador (q_ℓ), que foi variado entre 4 e 7. As frequências das oscilações variam entre 30kHz e 90kHz, e as frequências de rotação dos modos (f/m) foram detectadas entre 10kHz e 35kHz, concordando em ordem de grandeza com a frequência de rotação da deriva diamagnética dos elétrons. Em geral, o número poloidal, a frequência e a amplitude dos modos observados mudam durante uma mes

ma descarga, indicando alterações nos perfis internos do plasma. Existe uma forte assimetria nas amplitudes das oscilações medidas pelas bobinas poloidais. Esta assimetria indica um deslocamento da coluna de plasma para a parte externa e inferior do tokamak. $\tilde{B}_{\theta max}/\tilde{B}_{\theta min}$ no TBR-1 é tipicamente ao redor de 6.

A atividade MHD do TBR-1 foi detectada apenas durante os 2ms iniciais das descargas, pois, após este período, os sinais emitidos por raios-X de alta energia indicam o aparecimento de elétrons fugitivos ("runaways"), devidos provavelmente a um decréscimo na densidade do plasma. A dependência da atividade MHD com a densidade poderá ser investigada com a injeção de partículas neutras através de uma válvula rápida [41].

O sistema de diagnóstico construído correspondeu às expectativas iniciais de determinar as características gerais das oscilações MHD, podendo, no futuro, ser acoplado a outros sistemas (como por exemplo um analisador de espectro-m [36]) para um estudo mais detalhado da atividade MHD no TBR-1. Em particular deverão ser estudados o comportamento e a influência dos modos existentes na instabilidade de disruptura. Além disso, o processo de análise utilizado neste trabalho poderá ser automatizado, através do acoplamento dos digitalizadores ao computador PDP 11/45.

Existem ainda muitos aspectos experimentais relativos às instabilidades MHD a serem investigadas no TBR-1. Um passo importante seria dado para o desenvolvimento desta pesquisa, se os perfis de densidade de corrente, densidade de partículas e temperatura de elétrons fossem medidos através de sondas magnéticas e eletrostáticas, ou outros sitemas alternativos de diagnóstico. Estas medidas permitiriam comparar os resultados obtidos externamente (através do sistema de diagnóstico construído neste

trabalho) com as previsões teóricas que dependem da estrutura interna do plasma.

Outros projetos importantes, que estão sendo desenvolvidos, são o estudo da instabilidade de disruptura através de enrolamentos helicoidais ressonantes [21], a automatização do processo de análise utilizado neste trabalho, através de um analisador de espectro m [36], e o estudo de oscilações "dente-de-serra" utilizando detectores de raios-X de baixa energia [17]. Os enrolamentos helicoidais ressonantes permitem observar a evolução temporal dos modos mais importantes na instabilidade de disruptura, além de poderem ser usados ativamente na prevenção ou ativação desta mesma instabilidade [18,19]. O analisador de espectro-m permite observar diretamente a evolução temporal dos modos (m,n) existentes nas descargas, fornecendo suas amplitudes e frequências [35]. Com este analisador poder-se-á estudar mais facilmente a influência de diversos parâmetros na atividade MHD do TBR-1. A instalação de detectores de raios-X de baixa energia permitirá estudar as características das oscilações "dente-de-serra" do TBR-1.

Enfim, todos os diagnósticos acima mencionados poderiam ser usados em conjunto, objetivando uma melhor compreensão das instabilidades macroscópicas que ocorrem em tokamaks.

A P Ê N D I C E

TABELA 1 - Calibração das bobinas poloidais (f = 60Hz)

BOBINA	ÁREA EFETIVA ($\pm$ 0,08) x $10^{-3} m^2$
1	1,83
2	1,88
3	1,80
4	1,85
5	1,93
6	1,80
7	1,84
8	1,83
9	1,84
10	1,90
11	1,86
12	1,86
13	1,87
14	1,85
15	1,87
16	1,97

TABELA 2 - Calibração das bobinas toroidais (f = 60Hz)

BOBINA	ÁREA EFETIVA ($\pm$ 0,4) x $10^{-4} m^2$
1	8,0
2	7,8
3	7,4
4	7,5

REFERÊNCIAS

[1] WESSON, J.A., Nucl. Fusion 18 (1978)87.

[2] SCHMIDT, G., "Physics of High Temperature Plasmas". New York: Academic Press,1966.

[3] BERNSTEIN, I.B., FRIEMAN, E.A., KRUSKAL, M.D., KULSRUD,R.M. Proc. Roy. Soc. London, A244, (1958)17.

[4] ROSENBLUTH, M.N., RUTHERFORD, P.H., "Tokamak Plasma Stability", Fusion, vol.1, part A (E.Teller, editor) Academic Press, 1981.

[5] WESSON, J.A., "MHD Stabilbity Theory", Plasma Phy. and Nucl. Fusion Research, Academic Press, 1981.

[6] UETA, Y., tese de mestrdao (IFUSP) a ser publicada

[7] RUTHERFORD, P.H., "Tearing modes in Tokamaks", Proc. Int. School of Plasma Phy., Varenna, Itália (1979) 129 (vol. 1)

[8] FURTH, H.P., KILLEEN, J., ROSENBLUTH, M.N., Phys. Fluids 6 (1963) 459

[9] BATEMAN, G.,"MHD Instabilities", MIT Press,1978.

[10] MIRNOV, S.V., Nucl. Fusion 9 (1969) 57

[11] MIRNOV, S.V., SEMENOV, I.B., Sov. Phy. JETP 33 (1971) 1134

[12] HOSEA, J.C., BOBELDIJK, C., GROVE, D.J., "Plasma Phy. and Cont. Nucl. Fus. Res." (Proc. 4th Inter. Conf.,Madison 1971) Vienna: IAEA 1 (1972) 425.

[13] ROBINSON, D.C., Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 300 (1981) 525

[14] ROBINSON, D.C., McGuire, K., Nucl. Fusion 19 (1979) 115

[15] KOCHANSKI, T.P., Tese de Doutoramento, Universidade do Texas, Austin (1981)

[16] GOELER, S. von, et al, Phys.Rev. Lett. 33 (1974) 1201

[17] VANNUCCI, A., Projeto de Pesquisa em desenvolvimento

[18] KARGER, F., et al, Proc. 5th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Tokyo 1974, IAEA - CN - 33/PD-2

[19] KARGER, F., et al, Proc. 6th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Berchtesgaden 1976,IAEA-CN-35/A-7

[20] McGUIRE,K., ROBINSON,D.C., Culham Lab. Report, CLM-P601 (1980)

[21] BENDER,O.W., Projeto de Pesquisa em desenvolvimento

[22] NASCIMENTO,I.C., et al, Proc. Spring College on Fus. Energy, Trieste, Itália (1981), IAEA.SMR-82,pg.45

[23] SILVA, R.P. da, Tese de Mestrado, E. Politécnica da USP , 1980.

[24] BOSCO, E. del, Tese de Mestrado, Inst. de Física da USP,1981

[25] FERREIRA, J.L., Tese de Mestrado, Inst. de Física da USP, 1980

VUOLO, J. H., FERREIRA, J. L., "Bobina de Rogowski para medida de corrente elétrica",IFUSP, LFP-6 (1979).

[26] DALLAQUA, R.S., Tese de Mestrado, Inst. de Física da USP , 1982

[27] SANADA, E.K., Tese de Mestrado, Instituto de Física da USP, 1983

[28] BRUHA, R. , Relatórios de Iniciação Científica (FAPESP,1982)

[29] CHEN, F.F., "Introduction to Plasma Physics", Plennum Press (1974)

[30] EQUIPE TFR, Nucl. Fusion 18 (1978) 647

[31] BOTTICHER, W., "Measurement of Magnetic Fields in Plasma". Plasma Diagnostics (Lochte-Holtgreven, Editor) 1968, pg. 619

[32] LOVBERG, R.H., "Plasma Diagnostic Techniques" (R.H. Huddlestone,eds). Academic Press (1965)

[33] ELLIS, J.J., McGUIRE, K., PEACOCK,R., ROBINSON, D.C., STARES,I. , Proc. 8th Int. Conf. Plasma Phy. and Contr. Nucl. Fus. Res., Bruxelas (1980) IAEA-CN-38/X-4-4

[34] SSP, version III (IBM),pg. 281

[35] GRANETZ, R.S., Rev. Scient. Inst. 52, (1981) 1332

[36] BRUHA, R., Projeto de Pesquisa em desenvolvimento

[37] GOUFFON,P., Programa Ajuste desenvolvido no computador PDP/11/45 do IFUSP

[38] CARRERAS,B., WADDELL, B.V., HICKS, H.R., Nucl. Fus. 19,(1979) 1423

[39] MEREZHKIN, V.G., Sov. J. Plasma Phys. 4 (2), (1978) 152

[40] HAMMETT, G., McGUIRE,K., "Analysis of Mirnov Oscillations on PDX", Princeton Plas. Phy. Lab. Report PPPL 1854 UC20 F. 1982

[41] GIRALDEZ,D.C., Projeto de Pesquisa em desenvolvimento

[42] VUOLO, J. H., comunicação particular.