

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

INVESTIGAÇÃO DA ATUAÇÃO DE CAMPOS HELICOIDAIS RESSONANTES
NA ATIVAÇÃO/INIBIÇÃO DAS OSCILAÇÕES
MHD NO TBR – 1.

MAURO SERGIO TEIXEIRA DE ARAUJO

SBI-IFUSP



305M810T1886

Dissertação de Mestrado
apresentada ao Instituto
de Física da Universidade
de São Paulo.

Orientador: Prof. Dr. Alvaro Vannucci.

Defesa: 05/12/91

SÃO PAULO

1991



Alvaro Vannucci

Mauro Sergio Teixeira de Araujo

2005442
466374
M
0.2

FICHA CATALOGRAFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Araújo, Mauro Sérgio Teixeira de
Investigação da atuação de campos helicoidais res-
sonantes na ativação/inibição das oscilações MHD no
TBR-1. São Paulo, 1991.
Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Experimen-
tal.
Area de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Alvaro Vannucci
Unitermos: 1. Disrupções externas; 2. Oscilações
de Mirmov; 3. Teoria MHD; 4. Sistemas de diagnósticos;
5. Campos helicoidais ressonantes.
USP/IF/SBI - 47/91

Aos meus pais,
José e Berenícia
que plantaram a semente deste trabalho
e a regaram ao longo destes anos.

À minha irmã
Eliana
pelo companheirismo e amizade.

Aprender é descobrir

aquilo que você já sabe.

Fazer é demonstrar

que você o sabe.

Ensinar é lembrar

aos outros que eles sabem

tanto quanto você.

Vocês são todos

aprendizes,

fazedores,

professores.

Richard Bach

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente ao Alvaro Vannucci, pela orientação deste trabalho e pela amizade que se desenvolveu. Agradeço também pelas conversas muito esclarecedoras, que me enriqueceram de conhecimento acerca da espiritualidade.

Ao professor Iberê L. Caldas pelas discussões e pela co-orientação enquanto o Alvaro se encontrava na Inglaterra.

Aos demais professores do L.F.P. que de alguma forma puderam contribuir para este trabalho, direta ou indiretamente.

Ao Banzai e ao Cristóvão que muito auxiliaram na operação do tokamak.

Ao Cristóvão agradeço especialmente, pois colaborou decisivamente na execução do programa de análise, aturando-me ao longo de 3 meses sem reclamar (ou quase).

Aos atuais amigos de sala, Celso, Raul e Cristóvão. Agradeço particularmente ao Raul, que não apenas aguentou 6 anos ouvindo minhas abobrinhas, como também nunca cobrou nada por elas, o que certamente me levaria a falência.

Aos anteriores amigos de sala, Regina, Banzai, Suzana e Celinha, estas últimas sentindo saudades.

À Kênya, pela amizade e companheirismo.

Aos técnicos do laboratório de eletrônica Renato, Rogério, Ivan Cardoso e Ablício, em especial este último, que com profissionalismo e dedicação muito me auxiliou na construção dos circuitos utilizados neste trabalho.

Ao Nélio, que participou no início do projeto de eletrônica, e que formou comigo a melhor dupla do laboratório de Química 1.

À Cláudia, que por pouco tempo nos deu o prazer de ter sua

companhia, e que embelezava o laboratório de eletrônica.

Ao Juan (o Uirapuru) pelos diálogos esclarecedores e pela companhia no passeio ciclistico até Santos, que espero repetir.

Ao Tadeu, Wanderley, Rui e André, pelo convívio amigável.

Ao Douglas e a Ilme, que recentemente passaram a conviver ao meu lado, dando oportunidade à novas amizades.

À Silvia, pela competência e pela forma gentil com que nos tratava. Sentiremos a sua falta.

À Rosana, Márcia, Isabel, Cláudia, Helem e demais secretárias.

Ao pessoal da Oficina Mecânica pelos serviços prestados.

Aos desenhistas que participaram da execussão dos desenhos.

Ao pessoal da Biblioteca.

Ao Mauro Rodbard, pela amizade e pelo passeio que fizemos em Curitiba e Ilha do Mel, com a agradável companhia da Ana.

Ao Marco Aurélio, pelo prazer de tê-lo conhecido, e pelas conversas que tivemos, onde pode passar um pouco de seu vasto conhecimento.

Aos demais conpanheiros do laboratório, Gisele, Alex, Ibrain, Regina, Zoezer e Valdir pelo convívio agradável.

Ao Whilk, Carlos Koiti, Oswald(inho do acordeon), Magú, Antônio e Flávio pela amizade.

Aos meus amigos Sérgio, Gildásio, César e Anésio, que coloriram um pouco mais a minha vida desde a infância.

Ao Rogério Machado, Nilson, Rinaldo, Barbarini, Rosana, Clóvis e Aldo, amigos do bairro pela amizade e companhia nas tardes dos fins de semana.

À Wanda, pela amizade de tantos anos.

À Mariluce, Margarete, Vagner, Arlete, Maurício, Cristina, Soraia e demais amigos e companheiros que frequentam a casa da Dona Olívia, a qual sempre nos recebe muito gentilmente.

À Marilene, Marta, Ivaneide, Rubens, Ivanil e Gil(de)berto pelo companheirismo e amizade.

Ao Vanildo (Dida), que sempre alegrou a todos que estiveram a seu lado.

À Renata, Andréia, Rita, Roberta e Rosa pela amizade.

À Roseli Mariano, pela amizade e incentivo.

Aos meus amigos e ex-companheiros de República em Rio Claro, Tomas, André (Capivara), Marcelo e Edson, com os quais pude viver um dos melhores anos de minha vida.

À Ana Lúcia (Analú), Massumi, Lúcia, Kátia, Magda, Tomate, Clóvis e demais pessoas que pude fazer amizade em Rio Claro.

Aos demais amigos e amigas, sem os quais a vida seria menos agradável. Com eles, porém, fica mais fácil atravessar a aventura que é viver.

À todos aqueles que comigo estiveram nas diversas caminhadas, desfrutando os momentos de contato com a Natureza, tão maltratada, mas que nos proporciona um prazer inolvidável.

Este trabalho teve o apoio financeiro do CNPq.

RESUMO

Utilizando-se como diagnóstico básico um sistema de 10 bobinas magnéticas de Mirnov, procurou-se investigar o comportamento do plasma quando submetido a uma perturbação externa, gerada a partir de correntes que circulam um conjunto de malhas enroladas helicoidalmente ao redor do vaso do tokamak TBR-1. As helicidades das perturbações foram escolhidas através de diferentes conexões realizadas em dois painéis, de forma a obter-se configurações de Campos Helicoidais Ressonantes (CHR) referentes aos modos $m/n = 2/1$, $m/n = 3/1$ e $m/n = 4/1$.

Os sinais das oscilações de Mirnov foram decompostos em série de Fourier através do programa MHD-FOUR, especialmente desenvolvido para este trabalho, permitindo que se conhecesse a evolução temporal dos modos de $m = 0$ à $m = 4$, separadamente. Sobre estes sinais foi efetuada uma Análise Espectral, para alguns trechos das descargas, com a qual pode-se obter as frequências características dessas oscilações correspondentes à cada trecho. Observou-se que em instantes específicos, dois ou mais modos se encontravam acoplados e desta interação pode-se justificar as instabilidades de disruptura que surgiram quando correntes helicoidais relativamente intensas ($I_{hel} \approx 400 - 500$ A) estavam sendo aplicadas.

Frequentemente na ocorrência de disrupturas externas maiores foi observado a componente $m = 2$ como sendo o modo dominante, enquanto que nas disrupturas externas menores, além do modo $m = 2$, também o modo $m = 3$, precursor, apresentava-se dominante.

Calculando-se a taxa de crescimento dos modos durante as instabilidades disruptivas, concluiu-se que o desenvolvimento

destas decorre da natureza resistiva do plasma.

Efetuada o cálculo da posição das superfícies racionais e tendo-se estimado as semi-larguras das ilhas magnéticas correspondentes, foi possível aplicar o critério de Chirikov nos instantes que antecedem a ocorrência de disrupturas externas menor e maior. A partir disto, obteve-se que, enquanto nas disrupturas menores apenas a parte mais externa da coluna era ergodizada, no caso das disrupturas maiores, a ergodização ocorria inclusive para a região interna, o que provavelmente provocava a destruição do confinamento.

Percebeu-se, através da análise de correlação de fase nos sinais toroidais de Mirnov, que nos instantes finais da descarga surgem modos com $n = 2$, nunca antes observados no tokamak TBR-1, os quais podem estar relacionados com o colapso final da corrente de plasma.

Para correntes helicoidais de intensidades mais baixas ($I_{hel} \approx 150 - 300 \text{ A}$), observou-se um efetivo amortecimento das flutuações nos sinais das bobinas magnéticas de Mirnov. Isto indica que sistemas dessa natureza podem ser efetivamente utilizados no controle, ou até talvez na prevenção, das instabilidades de disrupturas externas.

ABSTRACT

The effect of resonant helical fields (CHR) on the plasma confined by the TBR-1 tokamak was investigated. The external perturbations were created by a set of windings located around the vacuum vessel. The field helicity corresponding to the components $m/n = 2/1$, $m/n = 3/1$ and $m/n = 4/1$ could be chosen, from two existing panels beside the tokamak. The main diagnostic used was a set of 10 Mirnov magnetic coils.

For this work, a computer program, called MHD-FOUR, was created to Fourier-analyse the detected MHD oscillations. Therefore, the time evolution of every component ranging from $m = 0$ to $m = 4$ could be separately obtained. The Spectral Analysis done on some parts of the discharges showed that two or more modes were coupled, and this coupling could justify the disruptive instability that occurred afterwards, while rather intense helical currents ($I_{hel} \approx 400 - 500$ A) were applied. The major disruptions were frequently observed to be preceded by a dominant $m = 2$ mode while, for the minor disruptions, besides the $m = 2$, also the $m = 3$ component was found to be equally dominant.

The modes growth rates were calculated using experimental data taken just before the occurrence of a disruptive instability. The results confirmed the resistive nature of the perturbations.

The rational magnetic surfaces positions and the half-width of the corresponding islands were also estimated. The Chirikov criterion showed that the minor disruptions were preceded by an ergodization of the external part of the plasma column while, before the major disruption the ergodization also comprised the internal region. This total ergodization of the plasma column was, most probably, the main cause for the destruction of the

confinement.

Phase-correlating the signals from the toroidal magnetic coils it could be indentified, for the first time in the TBR-1 pulses, the presence of $n = 2$ modes during the last instants of time before the final plasma collapse.

For some others discharges, helical currents of lower intensities ($I_{hel} \approx 150 - 300$ A) were used and an expressive attenuation of the MHD activity was observed. This indicates that resonant helical fields might be used to control, or even to suppress, the external disruptive instabilities.

INDICE

| | |
|---|----------|
| CAP. 1 - INTRODUÇÃO..... | 1 |
| CAP. 2 - TEORIA MHD LINEAR | |
| 2.1 - TEORIA MHD LINEAR..... | 4 |
| 2.1.1 - MODOS DE DOBRA..... | 8 |
| 2.1.2 - MODOS DE RUPTURA..... | 10 |
| CAP. 3 - SONDAS MAGNÉTICAS E OSCILAÇÕES DE MIRNOV | |
| 3.1 - HISTÓRICO DAS OSCILAÇÕES DE MIRNOV..... | 17 |
| 3.2 - SONDAS MAGNÉTICAS NO TBR - 1..... | 19 |
| 3.2.1 - SONDAS MAGNÉTICAS POLOIDAIS..... | 21 |
| 3.2.2 - SONDAS MAGNÉTICAS TOROIDAIS..... | 23 |
| 3.3 - CALIBRAÇÃO DAS SONDAS POLOIDAIS E TOROIDAIS.... | 24 |
| 3.3.1 - A BOBINA DE HELMHOLTZ..... | 25 |
| 3.4 - CONSTRUÇÃO DE INTERFACES ELETRÔNICAS..... | 28 |
| 3.5 - DECOMPOSIÇÃO DOS MODOS MHD..... | 29 |
| 3.5.1 - ANÁLISE DE FOURIER..... | 30 |
| 3.5.2 - PROGRAMA ELABORADO PARA ANÁLISE..... | 30 |
| 3.5.3 - ANÁLISE ESPECTRAL..... | 33 |
| CAP. 4 - CAMPOS HELICOIDAIS RESSONANTES | |
| 4.1 - INTRODUÇÃO..... | 34 |
| 4.2 - CAMPOS MAGNÉTICOS COM SIMETRIA HELICOIDAL..... | 35 |
| 4.3 - CAMPOS E SUPERFÍCIES MAGNÉTICAS DE UM | |
| PLASMA EM EQUILÍBRIO EM UM TOKAMAK..... | 38 |
| 4.4 - EFEITO DA PERTURBAÇÃO DE CORRENTES HELICOIDAIS... EXTERNAS NAS SUPERFÍCIES MAGNÉTICAS..... | 43 |
| 4.5 - ARRANJO EXPERIMENTAL NO TOKAMAK TBR-1..... | 46 |

| | |
|---|------------|
| 4.5.1 - CONFIGURAÇÕES PARA OS MODOS..... | |
| m/n = 2/1, m/n = 3/1 e m/n = 4/1..... | 47 |
| 4.5.2 - FONTE DA CORRENTE HELICOIDAL..... | 47 |
| 4.5.3 - COMPONENTES DO CAMPO MAGNÉTICO..... | |
| EXTERNO APLICADO..... | 52 |
| 4.5.4 - DETECÇÃO DE FLUXO DOS CAMPOS..... | |
| MAGNÉTICOS RADIAIS..... | 53 |
| | |
| CAP. 5 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS | |
| 5.1 - NÚMERO DE ONDA n DOS MODOS DE OSCILAÇÃO MHD.... | 56 |
| 5.2 - INIBIÇÃO DAS OSCILAÇÕES MHD..... | 57 |
| 5.3 - ATIVAÇÃO DAS OSCILAÇÕES MHD..... | 72 |
| 5.4 - ESPIRAS HELICOIDAIS DE FLUXO RADIAL..... | 89 |
| | |
| CAP. 6 - ANÁLISE E DISCUSSÃO..... | 92 |
| 6.1 - TAXA DE CRESCIMENTO DOS MODOS..... | 92 |
| 6.2 - INTERAÇÃO ENTRE ILHAS MAGNÉTICAS..... | |
| DURANTE A DISRUPTURA EXTERNA..... | 96 |
| 6.3 - CONTRIBUIÇÃO DE MODOS COM n = 2..... | 100 |
| | |
| CAP. 7 - CONCLUSÃO..... | 101 |
| | |
| APÊNDICE I..... | 103 |
| | |
| APÊNDICE II..... | 105 |
| | |
| REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS..... | 112 |

CAPITULO I

INTRODUÇÃO

Tem sido bastante intensa a pesquisa na área de física de plasmas nos últimos anos com o objetivo de se alcançar o domínio da fusão termonuclear controlada. Neste sentido, um grande número de máquinas de confinamento magnético, de dimensões e concepções diversas, tem sido construído ao longo desses anos e que possibilitaram uma melhor compreensão geral dos fenômenos presentes durante o processo de confinamento magnético de plasmas. Dentre estas, o tokamak é a que tem mostrado melhor desempenho, principalmente no que se refere à obtenção de parâmetros termonucleares [1,2]. A construção de tokamaks de grande porte tais como o TFTR e o JET, por exemplo, fez com que o produto de fusão $n_e(0) \cdot \tau_E \cdot T_i(0)$, relacionado com densidade central de elétrons, o tempo de confinamento de energia e a temperatura central de íons, respectivamente, crescesse significativamente nos últimos anos, como pode ser observado na figura 1.

Atualmente, em virtude desse significativo progresso já existem propostas referentes à construção de uma máquina do porte de um reator. Devido aos desafios a serem enfrentados no que se refere aos aspectos econômicos, de segurança e de impacto ambiental inerentes à utilização de um tokamak operando em regime de reator, essa nova máquina deverá ser projetada e construída a partir de um consórcio entre diversos países. No momento, há dois projetos principais que estão sendo desenvolvidos nesta linha: o NET (Next European Torus), que será construído pelos países da comunidade européia, e o ITER (International Tokamak Experimental Reactor), fruto de uma colaboração internacional que agruparia principalmente os EUA, a Rússia, o Japão e a Comunidade Européia [3].

Entretanto, devido a existência de diversas dificuldades técnico-científicas ainda a serem resolvidas, imagina-se que apenas em meados do próximo século alguma máquina desse porte será capaz de fornecer um significativo ganho de energia, através de reações nucleares de fusão, em relação à quantidade que é dispendida nos processos de formação, confinamento e aquecimento do plasma [4,5].

Em relação às dificuldades de caráter científico, é necessário entender melhor os processos que desencadeiam os diversos fenômenos que interferem no equilíbrio do plasma, tornando-o instável. Dentre estas instabilidades, a mais importante é a denominada disruptura externa maior, pois quando surge durante o confinamento ocasiona frequentemente a aniquilação da coluna de plasma, fato este que provoca a indução de intensas tensões elétricas nas estruturas mecânicas e nos sistemas elétricos, podendo danificar todo o sistema. No tokamak JET, por exemplo, toda a estrutura é deslocada de vários milímetros devido à ação dessas forças induzidas [6]. Diante disto, torna-se clara a importância de se controlar esta instabilidade. Um outro ponto importante é a necessidade de se estudar as disrupturas externas menores e as internas, uma vez que se relacionam a processos de perdas de energia e degradação do confinamento, devendo ter portanto sua atuação minimizada.

Este contexto, em que as instabilidades de disruptura assumem um papel importante no confinamento do plasma, é que motivou a realização de algumas investigações referentes a este trabalho, considerando, em princípio, que a presença de modos MHD no interior do plasma estariam relacionados ao surgimento e desenvolvimento destas instabilidades. Para isto, observou-se a resposta do plasma à uma perturbação externa devido a atuação de Campos Helicoidais Ressonantes (CHR), os quais foram produzidos por diversas espiras helicoidais enroladas externamente ao vaso do

CAPITULO II

TEORIA MHD LINEAR

II.1 - TEORIA MHD LINEAR

A teoria magnetohidrodinâmica (MHD) ideal considera o plasma como um fluido condutor perfeito, descrevendo-o através de um conjunto de equações de fluido acopladas às equações de Maxwell, as quais são dadas a seguir [7,8]:

$$\text{Eq. de Continuidade} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\text{Eq. de Conservação de Energia p/ Proc. Adiabáticos} \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \right) (P \rho^{-\gamma}) = 0 \quad (2)$$

$$\text{Eq. de Conservação do Momento Linear} \quad \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \right) \vec{V} = - \vec{\nabla} P + \vec{j} \times \vec{B} \quad (3)$$

$$\text{Lei de Ohm Ideal} \quad \vec{E} + \vec{V} \times \vec{B} = 0 \quad (4)$$

$$\text{Eqs. de Maxwell} \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (7)$$

Nestas equações, γ representa a razão entre os calores específicos.

Uma maneira de se realizar o cálculo da estabilidade do sistema se faz considerando-o inicialmente em equilíbrio estático, ou seja, com velocidade de fluido \vec{V}_0 nula e, a partir daí, estudando-se como ocorre a evolução temporal de pequenas perturbações que possam surgir.

O processo matemático usualmente utilizado consiste em se linearizar as equações (1) a (7), sendo para isto desdobradas as grandezas macroscópicas na seguinte forma:

$$f = f_0(r) + f_1(r,t) \quad (8)$$

onde:

$f_0(r)$ representa a solução da componente estática.

$f_1(r)$ representa a perturbação em primeira ordem na grandeza considerada.

As grandezas assim decompostas devem ser substituídas nas equações (1) a (7) e a sua linearização é feita de forma que só se considera termos de primeira ordem.

O efeito da perturbação pode ser estudado, de forma conveniente, considerando-se um vetor de deslocamento do fluido perturbado da forma:

$$\vec{\xi} = \int \vec{V} dt \quad (9)$$

Dessa forma, a linearização das equações (1) a (7) fornece a seguinte expressão [7,8]:

$$\rho_0 \frac{d^2 \vec{\xi}}{dt^2} = \vec{F}(\vec{\xi}) \quad (10)$$

onde:

$$\vec{F}(\vec{\xi}) = \vec{\nabla} (\gamma P_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} + \vec{\xi} \cdot \vec{\nabla} P_0) + (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0 + (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1 \quad (11)$$

com a perturbação no campo magnético sendo descrita por:

$$\vec{B}_1 = \vec{\nabla} \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \quad (12)$$

Considerando-se agora o vetor de deslocamento $\vec{\xi}$ expandido em série de Fourier, pode-se estudar como se processa a evolução temporal da perturbação supondo:

$$\vec{\xi}(\vec{r}, t) = \sum_{\alpha} \vec{\xi}_{\alpha}(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (13)$$

Desta forma, obtém-se convenientemente os modos normais do sistema, uma vez que a equação (10) fornece:

$$\vec{F}(\vec{\xi}_{\alpha}) = -\rho \cdot \omega_{\alpha}^2 \cdot \vec{\xi}_{\alpha} \quad (14)$$

Quando o autovalor ω_{α}^2 for negativo, o modo considerado será instável uma vez que a solução dependente do tempo da equação (10) possuirá uma amplitude crescente a partir de uma perturbação inicial $\vec{\xi}(\vec{r}, 0)$. A taxa de crescimento da amplitude deste modo será dada por $\gamma_{\alpha} = |\omega_{\alpha}|$.

Pode-se ainda utilizar uma outra abordagem para verificar a condição de instabilidade do sistema, denominado Princípio de Energia. Neste processo, onde não é preciso obter as autofunções e autovalores das equações linearizadas, toma-se por base o estudo da variação da energia potencial inicial como sendo dada por [7,8]:

$$\delta W(\vec{\xi}) = -\frac{1}{2} \int \vec{\xi}^* \cdot \vec{F}(\vec{\xi}) \, dv \quad (15)$$

Assim, qualquer que seja o deslocamento $\vec{\xi}$, se a variação na energia potencial associada a ele for positiva, $\delta w > 0$, o equilíbrio será considerado estável. Por outro lado, caso a perturbação $\vec{\xi}(\vec{r})$ provoque uma variação negativa na energia potencial, $\delta w < 0$, o equilíbrio será instável.

A condição na qual o modelo se torna mais simples quando aplicado à tokamaks ocorre na sua configuração de grande razão de aspecto, figura 2, que permite aproximar a coluna de plasma por um cilindro periódico e utilizar o inverso da razão de aspecto, $\epsilon = a / R_0 \ll 1$, como parâmetro de expansão da variação da energia potencial do plasma. Esta variação pode ser expressa na forma de uma série como segue:

$$\delta w = \sum_n \delta w_n \cdot \epsilon^n = \delta w_0 + \epsilon \cdot \delta w_1 + \epsilon^2 \cdot \delta w_2 + \dots \quad (16)$$

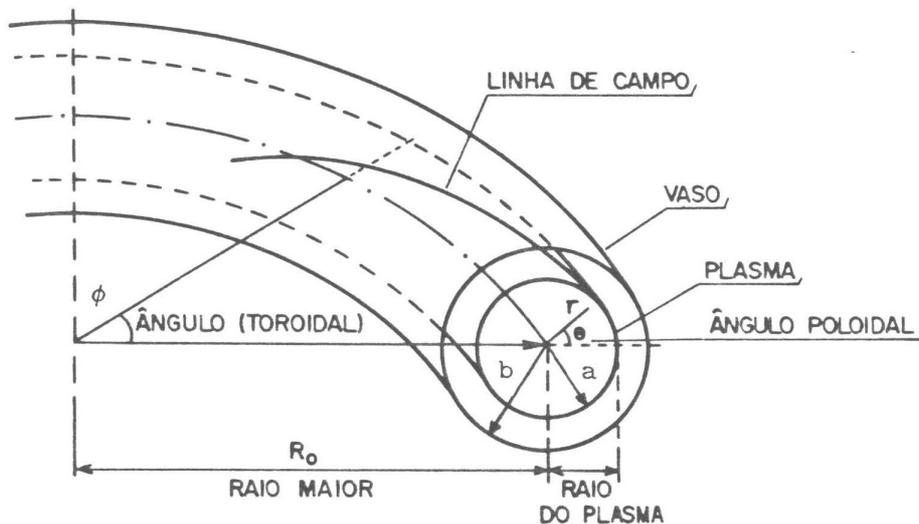


Fig. 2 - Esquema de um tokamak, onde θ é o ângulo poloidal e ϕ é ângulo toroidal. R_0 e b são o raio maior e menor do toroide, e a é o raio da coluna de plasma.

II.1.1 - MODOS DE DOBRA

Nesta aproximação de grande razão de aspecto, a geometria helicoidal das linhas de campo magnético se torna mais evidente, formando superfícies magnéticas caracterizadas por um valor constante do fator de segurança definido por:

$$q(r) = \frac{rB_\phi}{R_0 B_\theta} \quad (17)$$

Além disso, pode-se considerar nesta aproximação a existência de simetria na direção poloidal (θ) e na direção Z, de forma que as perturbações podem ser decompostas na seguinte série de Fourier [8,9]:

$$\vec{\xi}(r,t) = \sum_{m,n} \vec{\xi}(r) \cdot e^{i(m\theta - n\phi + \omega t)} \quad (18)$$

Sendo que $\vec{\xi}(r) \cdot e^{i(m\theta - n\phi)}$ representa um deslocamento produzido por uma perturbação helicoidal com helicidade caracterizada pelos números de onda m e n . As superfícies magnéticas que possuem helicidade definida por um fator de segurança racional $q = m / n$ são denominadas superfícies racionais ou ressonantes e estarão, como será visto, fortemente relacionadas com o surgimento de processos disruptivos.

Considerando-se então uma perturbação helicoidal como a descrita acima, o primeiro termo negativo da expansão expressa na equação (16) que pode provocar, portanto, uma variação negativa na energia potencial é o de segunda ordem, o qual pode ser expresso por [7]:

$$\delta w = \frac{\pi^2 \cdot B_0^2}{R_0} \left\{ \int_0^a \left[\left(r \frac{d\xi}{dr} \right)^2 + (m^2 - 1) \xi^2 \right] \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q} \right) r dr + \right. \\ \left. + \left[\frac{2}{q_a} \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q_a} \right) + (1 + m\lambda) \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q_a} \right)^2 \right] a^2 \xi_a^2 \right\} \quad (19)$$

onde:

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

Conforme pode ser visto na figura 2, a é o raio da coluna de plasma e b é o raio do vaso toroidal.

Observa-se inicialmente da equação (19) que havendo uma parede ao redor do plasma, tal que $a = b$, portanto $\xi_a = 0$, obrigatoriamente teremos $\delta w \geq 0$ e o sistema será estável nesta ordem. Dessa forma, as instabilidades só poderão surgir caso o plasma seja circundado por uma região de vácuo, quando então poderão surgir deformações na superfície externa da coluna manifestando-se através de dobras. Em virtude dessa característica estas instabilidades são denominadas modos de dobra (Kink Instabilities).

Por outro lado, nota-se também da expressão (19) que a condição suficiente para que o modo m/n seja estável é dada por:

$$q_a > \frac{m}{n} \quad (20)$$

Obtida então a condição que determina a estabilidade do

sistema perante o modo m/n , a equação (19) pode ser expressa numa outra forma que permitirá fornecer uma descrição física desta instabilidade, dada por [7]:

$$\delta w = \pi^2 \cdot R_0 \cdot \int_a^b \left[B_1^2 + B_\theta \left(1 - \frac{nq}{m} \right) \frac{dj}{dr} \phi \xi^2 \right] r dr \quad (21)$$

Desta forma, pode-se observar que o critério de estabilidade está vinculado ao perfil da corrente $j(r)$, ou, de forma equivalente, ao perfil de $q(r)$, em particular nas proximidades da superfície ressonante r_s , uma vez que nela tem-se $q(r_s) = m / n$, sendo r_s o raio dessa superfície.

II.1.2 - MODOS DE RUPTURA

A suposição de que o plasma é um condutor perfeito, no entanto, não é perfeitamente verdadeira, pois a resistividade (η) do plasma, embora sendo pequena, não é nula.

Considerando-se então que o plasma possui uma resistividade elétrica finita, devemos trocar a equação que supõe condutividade perfeita, equação (4), pela Lei de Ohm:

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \eta \vec{j} \quad (22)$$

Dessa forma, combinando com a Lei de Faraday, equação (5), obtém-se a seguinte equação para o campo magnético:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{v} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} (\nabla^2 \vec{B}) \quad (23)$$

Nesta expressão, o primeiro termo à direita representa o acoplamento entre as linhas de campo magnético e o plasma, enquanto que o segundo termo introduz a difusão imposta pela resistividade, sendo o tempo característico de difusão expresso por [8]:

$$\tau_r = \frac{\mu_0}{\eta} a^2 \quad (24)$$

onde a é um comprimento característico do plasma.

Com relação aos tempos de propagação das perturbações, sabe-se que os modos resistivos tem valores algumas ordens de grandeza maior que os dos modos ideais, que se desenvolve numa escala de tempo comparável ao tempo de propagação τ_a de uma onda de Alfvén, dado por [8]:

$$\tau_a = \frac{a}{B} \mu_0^{1/2} \rho^{1/2} \quad (25)$$

Uma consequência interessante do fato de se introduzir a resistividade do plasma é que as instabilidades correspondentes, ditas resistivas, estão relacionadas com a formação de ilhas magnéticas, criadas em consequência da ruptura e posterior reconexão das linhas de campo magnético em torno das superfícies racionais. Este efeito pode ser identificado através de um modelo plano, onde o equilíbrio é tratado numa forma bi-dimensional na presença de um campo magnético dado por [8,9,10]:

$$\vec{B}_0 = B_{z0} \hat{e}_z + x \cdot B_{y0} \hat{e}_y \quad (26)$$

É interessante observar que B_{y0} muda de sentido no plano $x = 0$, conforme mostra a figura 3.

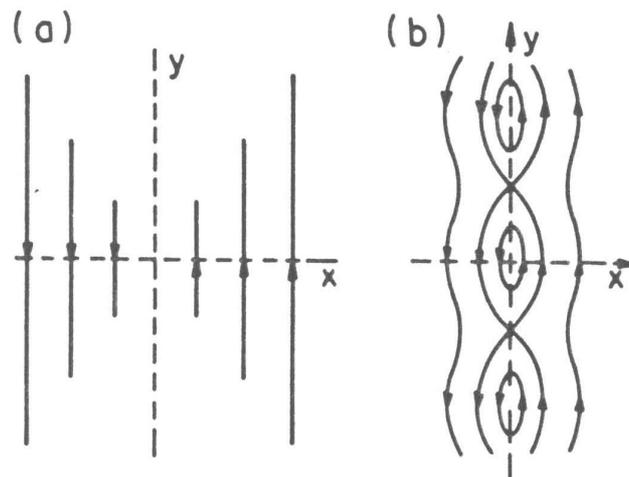


Fig. 3 - A inversão das linhas de campo em algumas regiões do plasma (a) possibilita a formação de ilhas magnéticas (b).

Considerando-se que a perturbação é uniforme em Z pode-se assumi-la como tendo a forma geral proporcional à $f(x) \cdot e^{(\gamma t + iky)}$, dessa forma, pode-se expressar a perturbação no campo magnético da seguinte maneira:

$$\vec{B}_{x1} = B_{x1}(x) \cdot e^{(\gamma t + iky)} \hat{e}_x \quad (27)$$

onde:

$$B_{x1} = ikA_z, \text{ com } A_z \text{ sendo a componente } \hat{e}_z \text{ do potencial vetor } \vec{A}.$$

Linearizando-se a Lei de Ohm a considerando-se a sua componente \hat{e}_z tem-se:

$$-\gamma A_z + \nabla_x \cdot B_{y0} = -\frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 A_z \quad (28)$$

Observa-se que para uma resistividade elétrica nula obtem-se γ nulo, uma vez que $B_{y0} = 0$ na superfície $x = 0$, e assim não há

crescimento da perturbação. Por outro lado, se a resistividade elétrica for finita ocorrerá o desenvolvimento da perturbação e conseqüentemente a formação de ilhas, as quais surgirão próximas à superfície $x = 0$. Essa é a região na qual B_{y0} muda de sinal e que fornece $\vec{K} \cdot \vec{B}_0 = 0$, pois de acordo com este modelo plano, nesta superfície tem-se $\vec{K} = K \hat{e}_y$ e $\vec{B}_0(x=0) = B_{x0} \hat{e}_z$.

A largura dessa região, onde a resistividade assume papel importante nos processos de surgimento e desenvolvimento de instabilidades de ruptura, pode ser expressa por [8]:

$$\delta \approx \left(\frac{\gamma \rho \eta}{K^2 B_{y0}} \right)^{1/4} \quad (29)$$

Nos outros pontos, as equações MHD ideais podem ser aplicadas, cuidando-se apenas para que as soluções obtidas em cada região convirjam assintoticamente nas interfaces.

Na parte resistiva, a taxa de crescimento das perturbações pode ser expressa por [10]:

$$\gamma = 0.5 (Ka)^{2/5} (\Delta' a)^{4/5} \tau_a^{-2/5} \tau_r^{-3/5} \quad (30)$$

O parâmetro Δ' considera a descontinuidade das soluções no contorno da região resistiva, sendo dado por [10]:

$$\Delta' = \frac{1}{A_z(0)} \left[\frac{dA_z}{dx} \right]_{x=0} \quad (31)$$

No caso de tokamaks, também se verifica a existência de localidades onde $\vec{K} \cdot \vec{B}_0 = 0$ nas quais uma componente do campo magnético inverte o seu sentido, propiciando, pela teoria MHD, o surgimento de ilhas magnéticas. Estas regiões são conhecidas por superfícies racionais ou ressonantes, sendo caracterizadas por um

fator de segurança $q(r_s) = m/n$, e estão situadas a uma distância r_s do eixo magnético do plasma.

Havendo então uma perturbação radial na forma:

$$B_r = B_r(r) e^{i(wt + m\theta - n\phi)} = B_r(r) e^{i(wt + \vec{K} \cdot \vec{r})} \quad (32)$$

onde:

$$\vec{K} = \frac{m}{r} \hat{e}_\theta - \frac{n}{R_0} \hat{e}_\phi$$

e

$$\vec{r} = r \hat{e}_r + R\phi \hat{e}_\phi + r\theta \hat{e}_\theta$$

ocorrerá a formação de ilhas magnéticas em torno da superfície ressonante onde $\vec{K} \cdot \vec{B}_0 = 0$, ou seja, em r_s pois:

$$\vec{K} \cdot \vec{B}_0 = \frac{m}{r} B_\theta - \frac{n}{R_0} B_\phi = 0$$

Portanto:

$$q(r_s) = \frac{r B_\phi}{R_0 B_\theta} = \frac{m}{n}$$

A formação dessas ilhas magnéticas em tokamaks pode ser vista na figura 4.

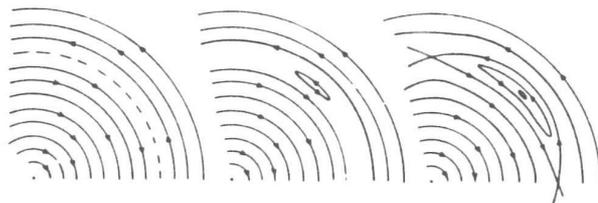


Fig. 4 - Formação de ilhas em tokamaks.

Aplicando agora o princípio de energia para os modos resistivos obtem-se que o critério de estabilidade do plasma em tokamaks é dado por [7,8]:

$$\frac{d}{dr} \left[r \frac{d}{dr} (r\psi) \right] - m^2 \psi - \frac{(dj/dr) \psi}{(B_\theta / mr^2) (m - nq)} = 0 \quad (33)$$

onde:

$$\psi = \frac{i \cdot B_\theta \cdot (m - nq)}{r} \zeta_r$$

representa a perturbação radial do fluxo magnético.

Podem ser encontradas soluções assintóticas que apresentam continuidade em todas as regiões, embora suas derivadas sejam descontínuas na superfície ressonante, sendo esta descontinuidade, para plasmas em tokamaks de grande razão de aspecto, dada por [7,9,10]:

$$\Delta' = \frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{dr} \Big|_{r_s - \varepsilon}^{r_s + \varepsilon} \quad \text{com } \varepsilon \rightarrow 0 \quad (34)$$

A condição de estabilidade das perturbações resistivas é dada por [7,8]:

$$\Delta' < 0 \quad (35)$$

Quando esta condição não é verificada, os modos resistivos se desenvolvem com uma taxa de crescimento dada por [10]:

$$\gamma = 0.55 \left(\frac{a}{R} \frac{naq'}{q} \right)^{2/5} \tau_r^{-3/5} \tau_a^{-2/5} (\Delta' a)^{4/5} \quad (36)$$

Para estes modos resistivos, o critério de estabilidade estabelece que o equilíbrio para o modo m/n será estável quando for satisfeita a seguinte condição:

$$q(a) < \frac{m}{n} \quad (37)$$

ou seja, a superfície na qual a instabilidade se desenvolve deve se encontrar do lado externo da coluna de plasma.

CAPÍTULO III

SONDAS MAGNETICAS E OSCILAÇÕES DE MIRNOV

III.1 - HISTORICO DAS OSCILAÇÕES DE MIRNOV

As primeiras observações de flutuações no campo magnético poloidal foram efetuadas pelo físico russo S. V. Mirnov, através da colocação de algumas sondas magnéticas ao redor da coluna de plasma [11,12]. Por intermédio dessas sondas, Mirnov constatou que as flutuações observadas oscilavam com frequência da ordem de dezenas de kHz enquanto que suas amplitudes eram maiores na subida da corrente de plasma [11], sofrendo uma diminuição ou até mesmo cessando quando a corrente de plasma atingia um platô ou decrescia.

Baseando-se na teoria MHD, Mirnov considerou a existência de superfícies racionais no plasma, associando a sua presença, nas proximidades da borda do plasma, como possível causa do desenvolvimento de instabilidades macroscópicas helicoidais decorrentes de perturbações que podem, em princípio, ser representadas da seguinte forma [12]:

$$\tilde{B} = B_0 \sum_{m,n} e^{i(w_{m,n}t + m\theta - n\phi)} \quad (38)$$

onde θ e ϕ representam os ângulos poloidal e toroidal respectivamente.

Estas perturbações helicoidais seriam causadas por efeitos dissipativos, de forma que estariam associadas à presença de modos resistivos (Tearing Modes) [11]. Cada uma dessas componentes do campo perturbado, com modo de oscilação caracterizado por

determinado valor de m e n , podem então ser interpretadas como mudanças na topologia magnética da coluna devido a instabilidade MHD caracterizada pelos mesmos números m e n . A componente da oscilação com $m = 2$, por exemplo, corresponderia ao modo $m = 2$ que atuaria em torno da superfície racional $q = 2$, enquanto outros modos de perturbação helicoidal se desenvolveriam próximos as respectivas superfícies ressonantes descritas por $q = m/n$ [8,12].

Em seus trabalhos, Mirnov procurou estabelecer a relação entre a estabilidade macroscópica da coluna de plasma e as perturbações helicoidais que observou através das sondas magnéticas. Considerando então que o gradiente de densidade de corrente ($\partial j/\partial r$) pudesse gerar instabilidade na borda da coluna do plasma, entendeu as oscilações observadas como evidência do aumento desse gradiente na borda da coluna [11].

Utilizando o método de correlação de fase nos sinais obtidos, correspondentes às flutuações de campo magnético medidas, determinou a forma das perturbações produzidas na superfície da coluna quando o valor de $q(a)$ era 2 e 3. Foi constatado que, para esses valores de q , as respectivas perturbações ressonantes surgiam e se desenvolviam ocasionando uma instabilidade de disruptura, enquanto que para valores de $q(a)$ nos intervalos $1 < q(a) < 2$ e $2 < q(a) < 3$ a coluna se tornava estável, determinando assim um parâmetro de estabilidade para a operação de tokamaks [12].

Admitindo-se então que as instabilidades macroscópicas observadas ocorrem basicamente devido à excitação de perturbações helicoidais ressonantes, com particular importância quando estas se desenvolviam na borda da coluna de plasma [12], é possível separar estas instabilidades, conforme suas características, em três categorias diferentes:

A) Instabilidade de Disruptura Interna - provocada pelo desenvolvimento da perturbação MHD $m/n = 1/1$, na região central da coluna de plasma.

B) Instabilidade de Disruptura Externa Menor - desenvolvida devido a ação de perturbações helicoidais $m = 2, m = 3, \text{ etc}$, presentes em regiões próximas às superfícies ressonantes $q(r_s) = m/n$.

C) Instabilidade de Disruptura Externa Maior - neste fenômeno ocorrem perturbações em larga escala ao longo de toda coluna de plasma. Associado a esta instabilidade é frequentemente observado um crescimento da amplitude das oscilações MHD precursoras, surgimento de picos negativos na tensão de enlace, diminuição do raio da coluna de plasma, perdas de energia e de partículas, e finalmente, o completo aniquilamento da corrente de plasma.

Os mecanismos pelos quais estas instabilidades se desenvolvem no plasma ainda não são claramente compreendidos, não obstante diversos modelos teóricos tenham sido desenvolvidos para explicá-los, cada um deles tendo um conjunto de resultados experimentais que permitem a aplicação do modelo de maneira satisfatória [10].

III.2 - SONDAS MAGNÉTICAS NO TBR-1

O TBR-1 do IFUSP, mostrado em corte na figura 5, é um tokamak de pequeno porte, com razão de aspecto aproximadamente 3,8.

Os principais parâmetros desta máquina são fornecidos na tabela a seguir:

TABELA 1 - PARÂMETROS DO TBR-1

| | |
|----------------------|---|
| Raio Maior: | $R_o = 0,30 \text{ m}$ |
| Raio Menor: | $b = 0,11 \text{ m}$ |
| Raio do Limitador: | $a = 0,08 \text{ m}$ |
| Campo Mag. Toroidal: | $B_\phi \approx 4,0 \text{ kG}$ |
| Corrente de Plasma: | $I_p = 6 - 12 \text{ kA}$ |
| Duração da Descarga: | $\tau_d = 2 - 10 \text{ ms}$ |
| Pressão de Base: | $P_b = 1,5-3,5 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ |
| Pressão de Trabalho: | $P_t = 8 - 9 \times 10^{-5} \text{ mbar}$ |

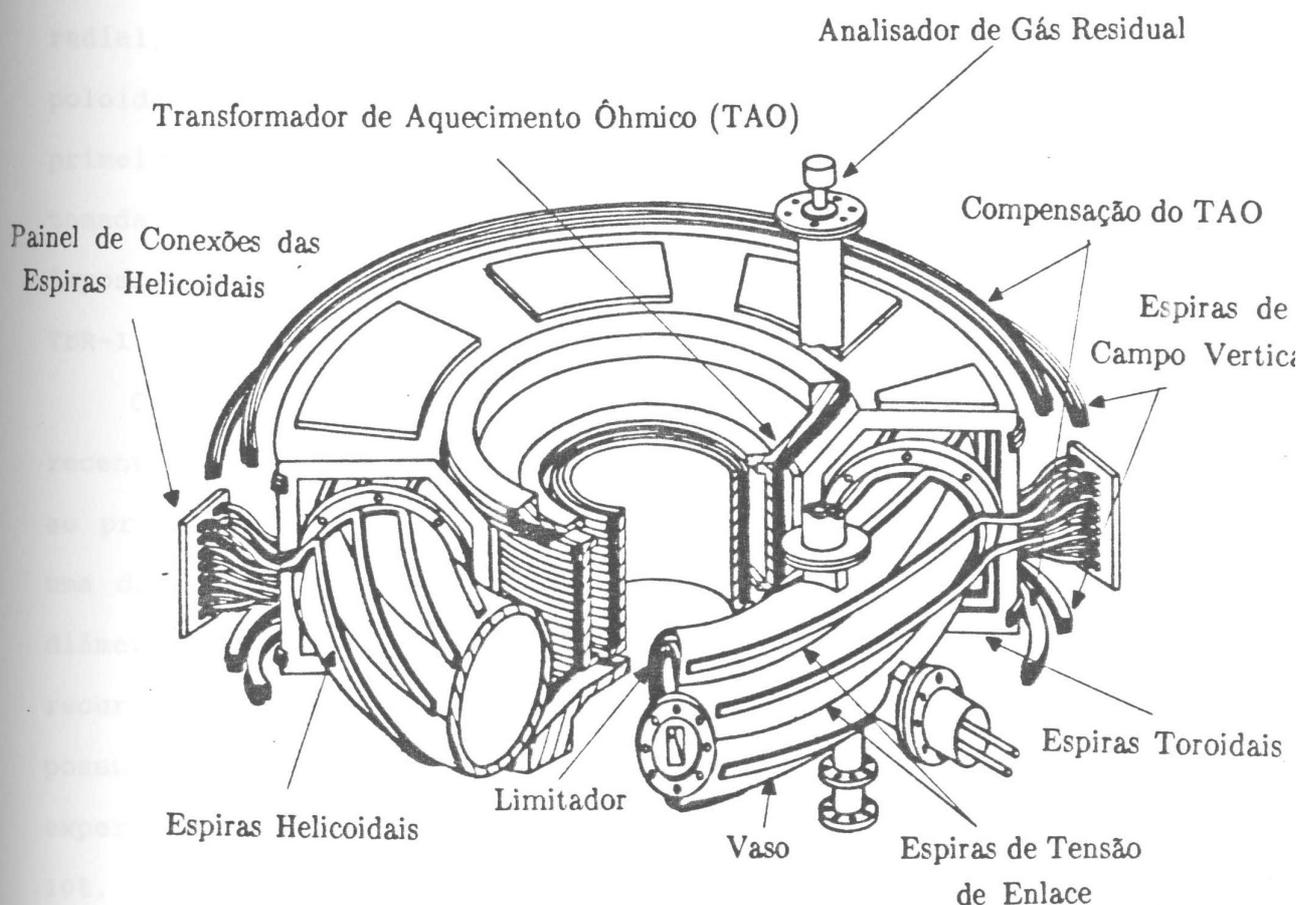


Fig. 5 - Visão esquemática do Tokamak TBR-1

Dentre os sistemas de diagnósticos que se encontram implantados no TBR-1, o conjunto de bobinas magnéticas, capazes de detectar as flutuações do campo magnético poloidal, é um dos mais apropriados à investigação das instabilidades de disruptura, tendo inclusive já sido utilizado anteriormente com esta finalidade [10,32].

III.2.1 - SONDAS MAGNÉTICAS POLOIDAIS

O tokamak TBR-1 é provido de dois sistemas de bobinas magnéticas. O primeiro contém 10 bobinas para captação do fluxo radial do campo magnético e outras 10 para o fluxo poloidal, enquanto que o segundo possui 16 bobinas, todas voltadas à detecção do fluxo poloidal. Embora o primeiro possua bobinas para fluxo radial, podendo ser utilizado em outros estudos, suas bobinas poloidais não estão igualmente espaçadas. No entanto, este primeiro sistema é que teve de ser utilizado, pois durante a tomada de dados outras pesquisas estavam em andamento, impossibilitando a implantação do segundo sistema na câmara do TBR-1.

O segundo sistema de sondas magnéticas de Mirnov, recentemente construído, possui como suporte externo, analogamente ao primeiro, dois tubos de aço inoxidável soldados entre si por uma das extremidades. Um deles é reto com comprimento de 28 cm, diâmetro externo de 1 cm e espessura de 0.12 cm. O outro tubo é recurvado na forma de uma semi-circunferência de raio 9.5 cm, possuindo espessura de 0.2 mm. Para o conjunto, foi verificado experimentalmente uma atenuação do campo que o penetra da ordem de 10%.

No interior do tubo recurvado é que são colocadas as bobinas

magnéticas, sendo 8 delas em cada "foice", de forma que, ao serem introduzidas no interior do vaso do TBR-1, a separação entre uma bobina e outra é mantida constante, preservando a simetria poloidal.

Nestes 16 enrolamentos utilizou-se o fio AWG 33 esmaltado, tendo como suporte um tubo de nylon de 6.35 mm de diâmetro, formando-se duas camadas de 30 enrolamentos cada e com helicidade oposta.

Os enrolamentos foram fixados sobre o tubo de nylon, tendo suas extremidades trançadas e coladas em direção a uma das extremidades. Todo o sistema foi então recoberto com plástico termo-retrátil, e o tubo de nylon foi conectado em uma mangueira do sistema de refrigeração a ar. A estrutura final do sistema de sondas com o sistema de refrigeração correspondente pode ser visto na figura 6.

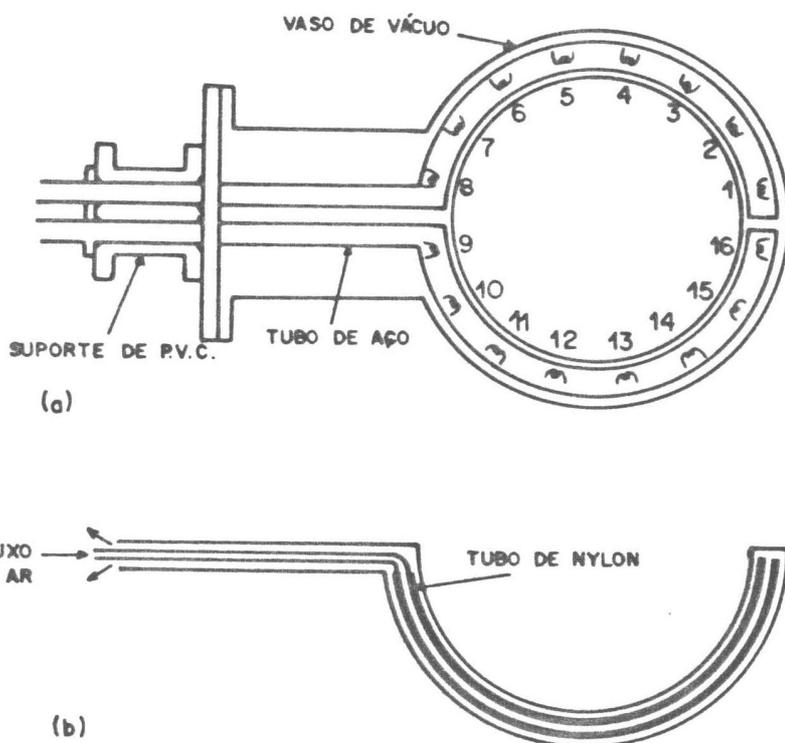


Fig. 6 - (a) Estrutura mecânica das bobinas poloidais.

(b) Esquema do sistema de refrigeração.

III.2.2 - SONDAS MAGNÉTICAS TOROIDAIS

Embora denominadas sondas toroidais, estas sondas captam também a variação do fluxo poloidal de campo magnético, seu nome devendo-se apenas ao fato de estarem dispostas ao longo de posições toroidais diferentes, de forma a permitirem a obtenção do número de onda n através do método de correlação de fases.

Foram construídas e calibradas 4 dessas sondas toroidais de Mirnov, as quais tiveram como suporte um carretel retangular de fibra de vidro com 7 mm de comprimento, 2.5 mm de largura e 3 mm de altura. Foram enroladas 50 voltas de fio esmaltado AWG 39, cujo diâmetro era de apenas 0.09 mm e requereu cuidados especiais no seu manuseio. As sondas foram coladas na extremidade de um tubo de latão, com os fios terminais entrelaçados e passados pelo seu interior, sendo recobertos com um papel alumínio para efetuar a blindagem de campos elétricos.

A sonda com seu suporte de latão, figura 7, foi inserida num tubo de alumina e por fim colocada num dispositivo mecânico, onde se podia ajustar, através de uma manopla, a sua posição angular em relação ao campo poloidal e minimizar o fluxo do campo toroidal.

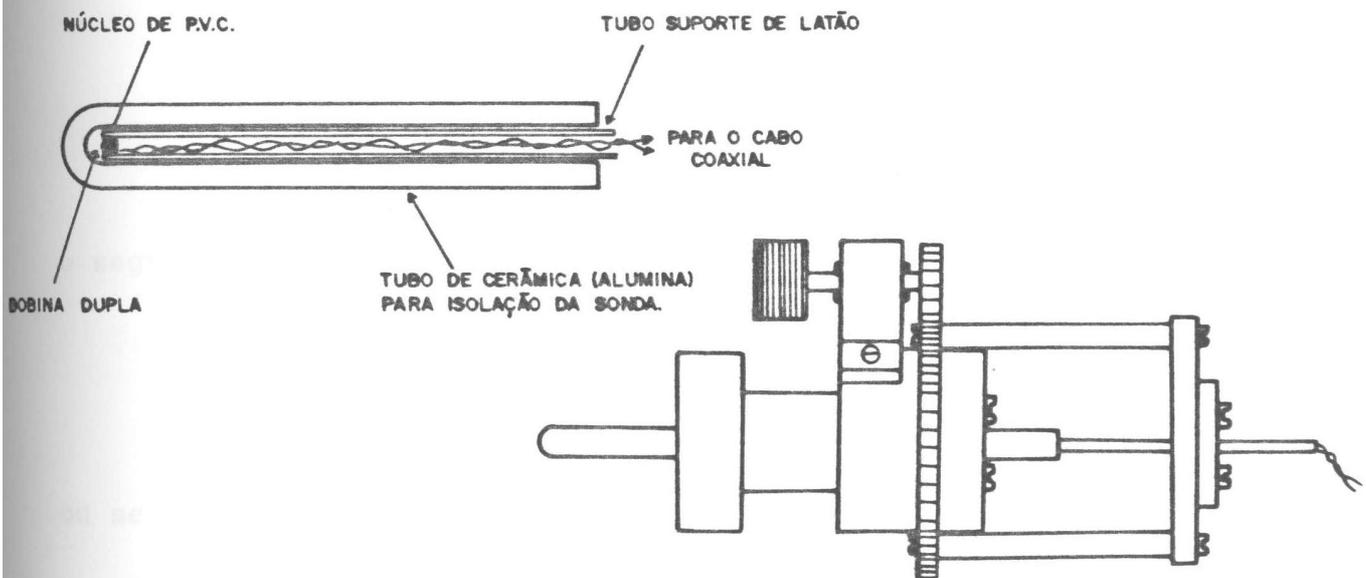


Fig. 7 - Esquema da sonda toroidal e de seu suporte mecânico.

III.3 - CALIBRAÇÃO DAS SONDAS POLOIDAIS E TOROIDAIS

A calibração das diversas bobinas magnéticas consistiu em se determinar a sensibilidade de cada uma, de forma que se conhecesse a sua resposta à variação temporal de um fluxo magnético que atravessa a área delimitada pelos enrolamentos que as compõem.

No método utilizado para essa calibração procurou-se reproduzir a situação a que são submetidas durante as descargas do TBR-1, ou seja, utilizou-se um arranjo que permitia expor as sondas a um campo magnético com frequência e amplitude de oscilação mais ou menos semelhantes às encontradas nas condições reais de laboratório. Neste sentido, foi aplicado um campo que oscilava com frequência entre 5 kHz e 160 kHz, com amplitude da ordem de 1 G. Este intervalo de frequência e essa amplitude foram escolhidos uma vez que englobam a amplitude e a faixa de frequência típicas das oscilações de Mirnov que surgem nas descargas do TBR-1 [15]. Considerando-se, por exemplo, um pulso de 8 kA e as sondas situadas na posição $r = 9,5$ cm, obtem-se pela aplicação da Lei Circuital de Ampere:

$$B_{\theta}(r) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi r} \quad (39)$$

o seguinte valor para o campo magnético:

$$B_{\theta}(9,5) = 168 \text{ G}$$

ou seja, da ordem de 1% do campo poloidal de equilíbrio.

III.3.1 - A BOBINA DE HELMHOLTZ

O campo magnético, com as características desejadas para a calibração, era produzido por uma bobina de Helmholtz formada por dois solenoides paralelos capazes de criar um campo espacialmente uniforme nas proximidades do ponto médio entre eles. Neste ponto em particular, o campo magnético gerado é dado por [14,16]:

$$B_h = \frac{32 \cdot \pi \cdot N_h}{5^{3/2} a} \cdot \frac{I}{10} \quad (40)$$

onde I é a corrente que percorre os fios do solenoide, em amperes, e B_h é o campo induzido em gauss, " a " é o raio dos solenoides e N_h é o número de espiras de cada um deles. Na figura 8 pode-se observar uma bobina de Helmholtz em corte.

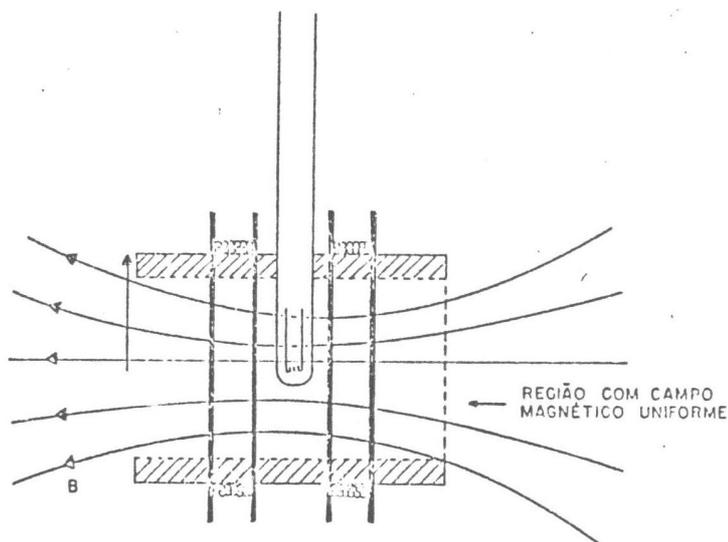


Fig. 8 - Bobina de Helmholtz vista em corte.

A bobina de Helmholtz utilizada possuía os seguintes parâmetros [14]:

$$a = 3 \text{ cm}$$

$$N_h = 39 \text{ espiras}$$

Fornecendo então:

$$B_h = 11,69 \times 10^{-4} \times I \quad (41)$$

Assim, uma corrente de 85 mA circulando a bobina de Helmholtz foi suficiente para que se criasse um campo com amplitudes da ordem de 1 G.

O circuito eletrônico associado às medidas de calibração foi projetado de forma a manter uma corrente constante na bobina de Helmholtz e produzir, conseqüentemente, um campo constante, que passava a variar devido a uma oscilação proveniente de um gerador de frequências acoplado ao circuito. O sistema completo, conforme mostrado na figura 9, era ligado numa fonte de tensão contínua e permitia através de um "trimpot" o ajuste do nível DC. Como a corrente que percorre a bobina de Helmholtz é igual a que circula pela resistência de 180 Ω , o "trimpot" foi ajustado para que uma corrente de 80 mA percorresse a bobina, gerando assim um nível DC no campo magnético, de acordo com a equação (41), de aproximadamente 1 G.

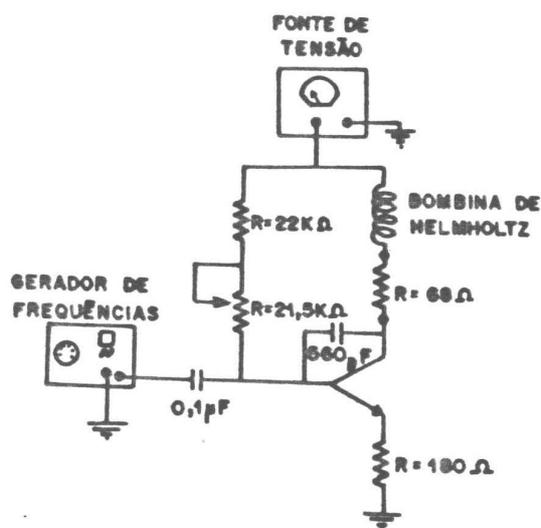


Fig. 9 - Circuito eletrônico utilizado na calibração das sondas.

O ajuste final da amplitude da oscilação era feito diretamente no gerador de frequências, o qual permitia obter uma tensão de 6 V pico a pico nos terminais da resistência de 68 Ω do circuito. Através do gerador foram também escolhidas a forma dos pulsos (senoidal) e as frequências aplicadas no sistema, conforme a expressão:

$$V(t) = V_o \times \text{sen}(wt) \quad (42)$$

Nos terminais da resistência de 68 Ω a variação da tensão em função da corrente era dada por:

$$V(t) = 68 \times I(t)$$

Portanto, utilizando a equação (41) obtem-se:

$$B_h = 11,69 \times 10^{-4} \frac{V_o}{68} \text{sen}(wt) \quad (43)$$

Supondo que o sinal captado pelas sondas de Mirnov corresponde à variação temporal do fluxo magnético dado por:

$$\Phi = N A B = S B \quad (44)$$

onde:

N = número de espiras de cada sonda.

A = área de cada sonda.

S = Sensibilidade.

tem-se, então, que a tensão induzida na sonda é dada por:

$$V_b = \frac{d\Phi}{dt} = S \frac{dB}{dt} = 6,48 \times 10^{-4} S f \quad (45)$$

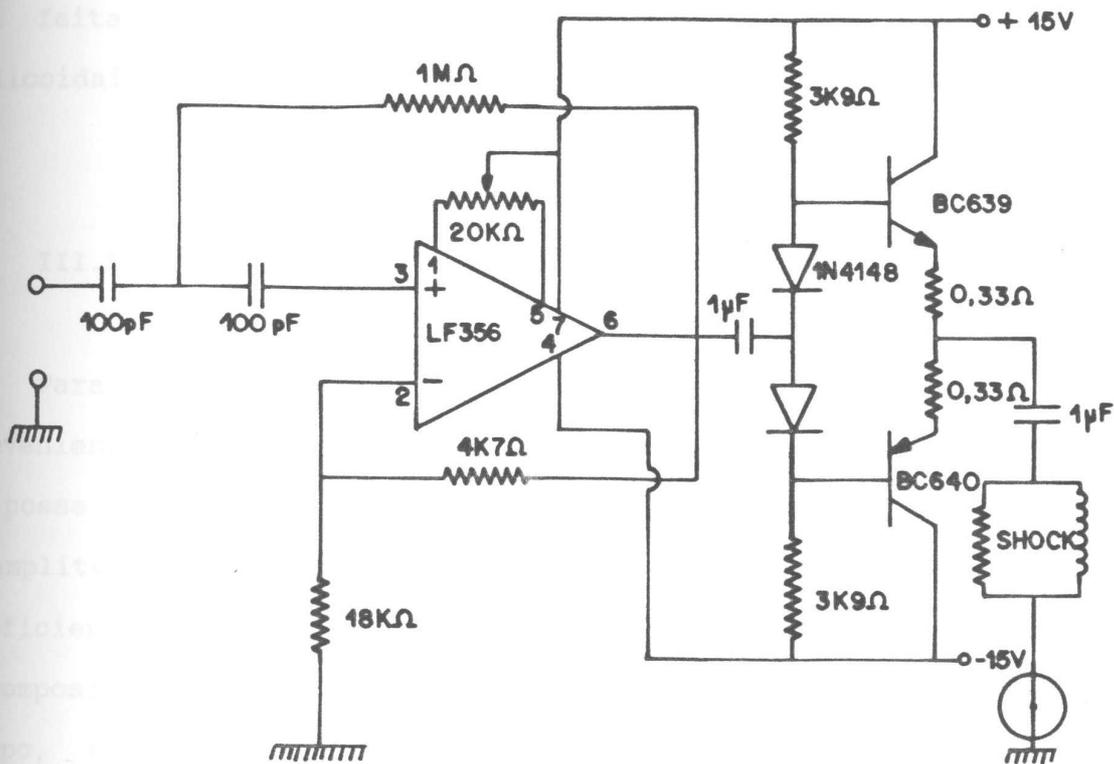
Com esta relação obteve-se a sensibilidade S de cada sonda, ajustando-se uma reta pela função $V_b(f)$, uma vez que a sua inclinação, a menos da constante multiplicativa, corresponde ao valor procurado de S . O ajuste das retas foi feito utilizando-se um programa do computador PDP-11, denominado AJU, para o qual foi considerado tanto os desvios na tensão induzida nas sondas, como na frequência. Os resultados da calibração dos dois sistemas de bobinas poloidais e das 4 sondas toroidais de Mirnov podem ser encontrados no Apêndice I.

III.4 - CONTRUÇÃO DE INTERFACES ELETRÔNICAS

Na detecção das oscilações de Mirnov, de forma a evitar deformações causadas pela subida da corrente de plasma, os sinais das oscilações passaram por um circuito eletrônico contendo um filtro passa-alta na entrada (com frequência de corte de 3 kHz) antes de serem digitalizados pelos modos CAMAC.

Para esta experiência, foram construídos, desta forma, 8 circuitos com dois canais para cada um, que permitiu a leitura simultânea de 16 sinais. Todos os 16 canais foram ajustados de forma a terem a saída com ganho 1, uma vez que os sinais já possuíam amplitudes compatíveis com a entrada bipolar de 512 mV pico-a-pico do CAMAC.

Na figura 10 é mostrado o esquema de um desses circuitos.



FILTRO PASSA ALTA PARA AS OSC. DE MIRNOV

Fig. 10 - Circuito eletrônico associado às oscilações de Mirnov.

III.5 - DECOMPOSIÇÃO DOS MODOS MHD

No estudo das instabilidades, que surgem durante o confinamento magnético do plasma, a determinação da composição das perturbações precursoras adquire significativa importância, uma vez que propicia a avaliação dos possíveis modos responsáveis pelo surgimento e desenvolvimento do fenômeno observado. Desta forma, considerando-se que as oscilações MHD, observadas nas bobinas de Mirnov, eram compostas por modos de oscilação caracterizados por números de onda m e n , elaborou-se um programa que permitiu decompor estes sinais em suas componentes de Fourier. Dessa maneira, a evolução temporal de cada um dos modos separadamente pode ser obtida, facilitando, conseqüentemente, a investigação que

foi feita posteriormente acerca da forma com que os Campos Helicoidais Ressonantes (CHR) agiam sobre as oscilações de Mirnov.

III.5.1 - ANÁLISE DE FOURIER

Para efetuar a análise de Fourier foram utilizados os sinais provenientes das 10 bobinas de Mirnov instaladas no TBR-1. Assim, de posse desses sinais, considerou-se para cada instante de tempo a amplitude correspondente a cada bobina, calculando-se então os coeficientes da série de Fourier. Este procedimento, para a decomposição espacial do sinal, foi repetido para cada instante de tempo, dentro de um intervalo máximo de 2,56 ms, o que possibilitava acompanhar independentemente a evolução temporal de cada um dos modos que foram calculados. Todos os cálculos foram realizados utilizando-se um programa computacional que corresponde a uma das principais contribuições deste trabalho, e que será descrito a seguir.

III.5.2 - PROGRAMA ELABORADO PARA ANÁLISE

O programa desenvolvido, denominado MHD-FOUR, fornece a evolução temporal dos modos MHD presentes no plasma, decompondo as oscilações de Mirnov na seguinte série de Fourier [9,10]:

$$\tilde{B}_\theta(\theta) = \frac{A_0}{2} + \sum_{m=1}^4 \left(A_m \cos(m\theta) + B_m \sin(m\theta) \right) + \frac{A_5}{2} \cos(5\theta) \quad (46)$$

onde:

$$A_m = \frac{2}{N} \left[\sum_{k=0}^{N-1} \tilde{B}(k) \cos(k (s_m + f)) \right] \quad (47)$$

$$B_m = \frac{2}{N} \left[\sum_{k=0}^{N-1} \dot{\tilde{B}}(k) \text{sen}(k(s_m + f)) \right] \quad (48)$$

Nestas equações, s vale 0,5979 rad e representa o espaçamento entre as bobinas magnéticas do sistema instalado, enquanto que o parâmetro f , cujo valor é 0,1521 rad, é inserido para corrigir a aximetria poloidal observada correspondente às bobinas situadas na junção entre as duas "foices" do sistema. O valor $N = 10$ corresponde ao número de bobinas efetivamente utilizadas na decomposição dos sinais.

A série descrita acima é truncada no termo $m = 5$, uma vez que somente 10 sinais são disponíveis para efetuar a decomposição, o que limita a análise apenas à identificação das componentes $m = 0$, $m = 1$, $m = 2$, $m = 3$ e $m = 4$, enquanto que o modo $m = 5$ tem conhecido apenas o termo relativo ao $\cos(5\theta)$, impossibilitando de se conhecer a fase dessa componente [17].

Tendo-se efetuada então a decomposição e obtidos todos os coeficientes possíveis, a evolução temporal dos modos durante o intervalo de tempo considerado era observada graficando-se separadamente o termo constante $A_0/2$, bem como os outros termos:

$$\dot{\tilde{B}}_{\theta m} = A_m \cos(m\theta) + B_m \text{sen}(m\theta) \quad (49)$$

Na figura 11.a é mostrado a evolução temporal de cada modo, obtida através da utilização do MHD-FOUR num determinado intervalo de tempo de uma das descargas. Para fornecer um exemplo da qualidade do programa, os coeficientes calculados da série de Fourier foram utilizados na expressão 46 para recompor o sinal de $\dot{\tilde{B}}_0$ numa determinada posição angular. O resultado obtido, comparado com o sinal experimental de uma bobina magnética, localizada na mesma posição poloidal, é mostrado na figura 11.b. Pode-se perceber que há uma forte concordância entre os dois sinais,

apesar de ter havido a necessidade de truncar a série em $m = 5$.

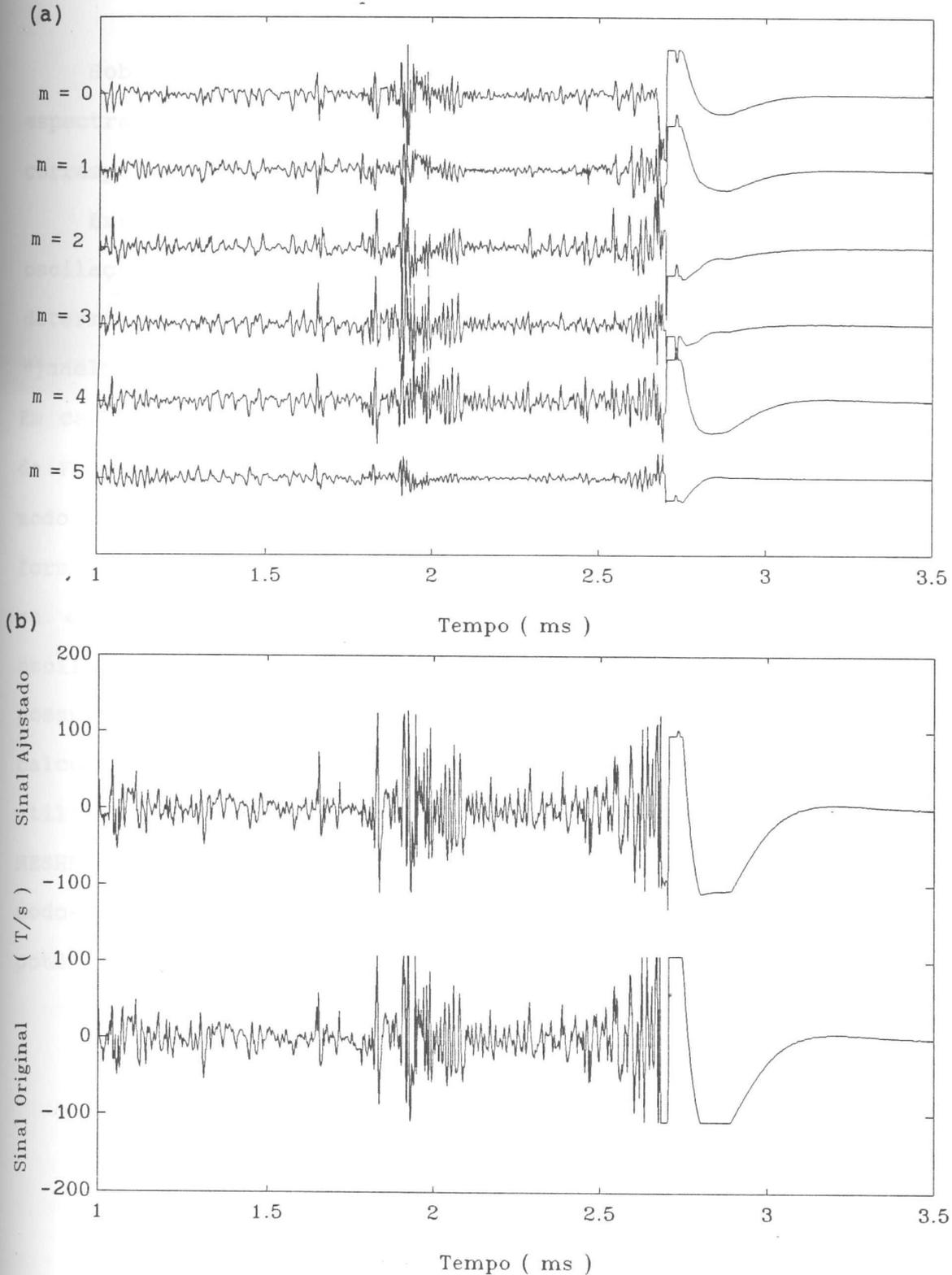


Fig. 11 - (a) Evolução temporal dos modos obtidos pela utilização do programa MHD-FOUR.

(b) Comparação entre o sinal de uma bobina de Mirnov e o correspondente obtido pelo programa MHD-FOUR.

III.5.3 - ANÁLISE ESPECTRAL

Sobre cada um dos modos obtidos foi efetuada uma análise espectral, trabalhando-se no interior do ambiente MATLAB, que corresponde a um programa comercial para micro computadores.

Essa análise foi realizada construindo-se os gráficos das oscilações de cada modo ao longo do tempo e escolhendo uma determinada região ou intervalo de tempo, correspondente a uma "janela" normalmente contendo 256 pontos com 0,64 ms de duração. Em cada uma dessas "janelas" foi calculada a Transformada Rápida de Fourier (FFT) e, a partir desta, a Potência Espectral de cada modo, efetuando-se o produto da FFT pela sua conjugada. Desta forma, pode-se conhecer naquele intervalo de tempo qual o modo que se encontrava dominante e suas frequências características de oscilação, não raramente sendo observado mais de um modo dominante possuindo espectros relativamente largos de frequências. Tendo-se calculado as potências espectrais das várias componentes utilizou-se dois programas bastante simples, denominados MESHF.M e MESHM.M, que permitiram visualizar em três dimensões todos os modos conjuntamente em função de suas frequências e de suas potências espectrais.

CAPITULO IV

CAMPOS HELICOIDAIS RESSONANTES

IV.1 INTRODUÇÃO

Os mecanismos físicos que desencadeiam uma instabilidade de disruptura, durante o confinamento magnético de plasmas em tokamaks, ainda não são bem compreendidos, apesar de todos os esforços realizados até o momento. Já há quase duas décadas, trabalhos pioneiros realizados por Karger e colaboradores descreveram uma maneira de se controlar o surgimento de uma instabilidade de disruptura maior, através da aplicação de Campos Helicoidais Ressonantes (CHR). Isso era feito passando uma corrente através de fios enrolados helicoidalmente ao redor da câmara de vácuo do tokamak Pulsator, gerando campos magnéticos com simetria helicoidal. Desta maneira, conseguiu-se postergar o aparecimento da instabilidade de disruptura maior e prolongar, conseqüentemente, a duração dos pulsos de plasma.

Segundo as análises realizadas, ficou evidenciado que a disruptura externa maior era causada pelo acoplamento dos modos $m/n = 2/1$ e $m/n = 1/1$, devido a um rápido crescimento do primeiro. Também foi observado que quando a corrente helicoidal superava um valor limite, a perturbação helicoidal externa provocava um aumento na amplitude da atividade MHD, causando o aparecimento de uma disruptura maior [21,22,23].

Posteriormente, a aplicação de CHR foi realizada em vários outros tokamaks, com resultados bastante interessantes. Nos tokamaks HT-6B e HT-6M, por exemplo, Huo Yuping e colaboradores observaram que durante a aplicação de campos ressonantes, com uma

certa helicidade e amplitude conveniente, ocorria o amortecimento não apenas do modo MHD correspondente, mas, simultaneamente, também de todos os outros. Isso fez com que sugerissem a existência no plasma de um único modo, global, que teria como componentes os diferentes modos MHD acoplados entre si. Segundo eles, a ocorrência de disrupturas estaria associada ao desenvolvimento do modo $m/n = 2/1$ e a outros modos resistivos, podendo ser suprimidas com a aplicação de CHR 2/1 [24-28].

Outras experiências foram realizadas utilizando perturbações helicoidais, como as do tokamak TOSCA, que utilizava enrolamentos em forma de sela ("Saddle Coils") [29,30,31]. Também estudos numéricos da atuação de perturbações helicoidais externas foram efetuados, verificando as condições necessárias à ergodização da região externa do plasma e, dessa forma, evitar a instabilidade de disruptura [32,33]. Atualmente há propostas para a implantação de sistemas dinâmicos, que atuariam através de "feedback", e que consideram, além da amplitude das perturbações, também a fase das mesmas variando ao longo do tempo [34].

No TBR-1 do IFUSP também se encontra instalado um sistema que permite, através de malhas enroladas helicoidalmente ao redor do vaso, gerar perturbações helicoidais capazes de interferir no plasma durante seu confinamento, permitindo que se efetue estudos sobre as oscilações macroscópicas observadas. Este mecanismo já foi utilizado em trabalhos anteriores e se mostrou eficiente na atenuação da atividade MHD [9,10,35,36,37].

IV.2 - CAMPOS MAGNÉTICOS COM SIMETRIA HELICOIDAL

A forma com que os campos helicoidais utilizados neste trabalho atuam sobre o plasma, pode ser entendida através de

equações que envolvem a descrição das superfícies magnéticas de um campo magnético estacionário, o qual possui simetria helicoidal. Dessa maneira, é possível descrevê-lo através das coordenadas r e $u = \phi - \alpha Z$, onde r , ϕ e Z são coordenadas cilíndricas e α é uma constante [38,39].

Introduzindo o potencial vetor $\vec{A}(r,u)$, através de $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$, as componentes do campo magnético serão dadas por [38]:

$$B_r = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial u} + \alpha \frac{\partial A_\theta}{\partial u} \quad (50.a)$$

$$B_\theta = -\alpha \frac{\partial A_r}{\partial u} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \quad (50.b)$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial u} \quad (50.c)$$

Considerando agora a função escalar [39]:

$$\psi(r,u) = A_z(r,u) + \alpha r A_\theta(r,u) = \text{cte} \quad (51)$$

observa-se que para cada valor da constante, $\psi(r,u)$ representará uma superfície magnética com simetria e periodicidade idênticas as do campo $\vec{B}(r,u)$, ou seja:

$$\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \psi = 0 \quad (52)$$

A função $\psi(r,u)$ pode ser interpretada como sendo o fluxo magnético através da superfície de um helicóide de passo $2\pi/\alpha$,

raio r e altura unitária [39].

considerando a presença de L pares de fios condutores, enrolados helicoidalmente sobre uma superfície cilíndrica de raio b , e que os fios adjacentes conduzem correntes I em sentidos opostos (da mesma forma que foram utilizados neste trabalho), tem-se que o campo no plasma cai mais lentamente no interior do vaso [39]. O espaçamento angular entre dois fios adjacentes, num plano normal à superfície cilíndrica, é dado por $\Delta\theta = \pi/L$. Assim, cada um desses condutores pode ser descrito pelas equações:

$$r = b$$

$$\left(\theta - j \frac{\pi}{L} \right) - \alpha z = \text{cte} \quad (53)$$

As superfícies magnéticas geradas por esses L pares de condutores helicoidais, com correntes em sentidos opostos em condutores adjacentes, é dada então por [39]:

$$\psi(r, u) \approx \frac{\mu_0 I}{\pi} \left(\frac{r}{b} \right)^L \cos(Lu) = \text{cte} \quad (54)$$

Esta expressão é aproximada pois foi obtida considerando-se os casos onde os argumentos das funções modificadas de Bessel, que compunham as soluções gerais, satisfaziam as condições:

$$\alpha b \ll 1, \alpha r \ll 1 \text{ e } r < b \quad (55)$$

As componentes do campo magnético são finalmente expressas, nesse caso, pelas formas aproximadas dadas a seguir [39]:

$$B_r \approx - \frac{\mu_0 LI}{\pi b^L} r^{L-1} \text{sen}(Lu) \quad (56.a)$$

$$B_\phi \approx - \frac{\mu_0 LI}{\pi b^L} r^{L-1} \text{cos}(Lu) \quad (56.b)$$

$$B_z \approx \frac{\mu_0 \alpha LI}{\pi} \left(\frac{r}{b} \right)^L \text{cos}(Lu) \quad (56.c)$$

IV.3 CAMPOS E SUPERFICIES MAGNÉTICAS DE UM PLASMA EM EQUILÍBRIO EM UM TOKAMAK

Considerando um tokamak de raio menor b e raio maior R_0 , se ele possui uma grande razão de aspecto, ou seja $R_0/a \gg 1$, onde a é o raio da coluna de plasma por ele confinada, pode-se representá-lo por um cilindro periódico de comprimento $2\pi R_0$. O campo magnético neste caso será dado por:

$$\vec{B}(r) = B_\theta(r) \hat{e}_\theta + B_z \hat{e}_z \quad (57)$$

onde:

$B_\theta(r)$ = componente poloidal criada pela densidade de corrente de plasma $j_z(r)$.

B_z = constante, é a componente toroidal gerada pela corrente que percorre as espiras toroidais.

A composição desses dois campos cria linhas de força helicoidais distribuídas em superfícies magnéticas cilíndricas com seções circulares.

Sendo as coordenadas que descrevem esse campo:

$$u = \theta - \alpha z = \text{cte} \quad (58.a)$$

$$r = \text{cte} \quad (58.b)$$

pode-se escolher u de forma que possa descrever hélices coincidentes com as linhas de força na superfície magnética racional caracterizada por $q(r_s) = m/n$. Para isto deve-se impor que:

$$\alpha = \frac{n}{mR_0} \quad (59)$$

Por conveniência, vamos decompor o campo magnético em uma componente helicoidal \vec{B}_h , normal aos pontos da hélice descrita na equação (58), e numa componente tangencial \vec{B}_t , conforme pode ser visto na figura 12. Considerando-se os versores tangente e normal à hélice, podemos descrever as componentes do campo magnético da seguinte forma [39]:

$$B_t = \frac{\alpha r B_\theta + B_z}{\left[1 + (\alpha r)^2 \right]^{1/2}} \quad (60)$$

$$B_h = \frac{B_\theta - \alpha r B_z}{\left[1 + (\alpha r)^2 \right]^{1/2}} \quad (61)$$

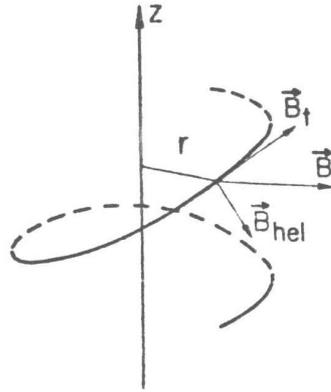


Fig. 12 - Componentes tangencial (\vec{B}_t) e helicoidal (\vec{B}_{hel}) do campo magnético de equilíbrio em um ponto da helice representada pelas equações $r = cte$ e $u = \theta - \alpha z = cte$.

Utilizando a definição do fator de segurança dado em (17) e do valor escolhido para α , a componente helicoidal pode ser expressa na forma dada a seguir:

$$B_h = \frac{B_z}{R_0} r \left[\begin{array}{cc} 1 & -n \\ q(r) & m \end{array} \right] \frac{1}{\left[1 + (\alpha r)^2 \right]} \quad (62)$$

Observa-se assim que, escolhido o valor conveniente para α , nas superfícies racionais onde $q(r_s) = m/n$, e somente nessas superfícies, tem-se B_h nula e a hélice descrita pelas equações (58) coincidirá com as linhas de força, enquanto que nas outras superfícies isto não ocorrerá pois existe uma componente B_h não nula.

Utilizando as equações (50) e (51) pode-se obter expressões para as superfícies magnéticas descritas pela função $\psi_0(r)$,

resultando:

$$\frac{d\psi_0(r)}{dr} = \alpha r B_z - B_\theta \quad (63)$$

Que na forma integral é expressa por:

$$\psi_0(r) = \frac{B_z nr^2}{2R_0 m} - \int_0^r B_\theta(r') dr' = \text{cte} \quad (64)$$

Aplicando-se a Lei de Ámpere pode-se também obter o campo poloidal [39]:

$$B_\theta(r) = \frac{aB_\theta(a)}{r} \left[1 - \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{\gamma+1} \right] \quad (65.a)$$

onde:

$$B_\theta(a) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a} \quad (65.b)$$

Na determinação da corrente de plasma I_p , foi integrada uma densidade de corrente com perfil dado por:

$$j_z(r) = j_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^\gamma \quad (66)$$

onde γ é um número positivo.

Expandindo-se $\psi_0(r)$ em torno do raio da superfície racional r_s até segunda ordem obtém-se:

$$\psi_0(r) \approx \frac{1}{2} (r - r_s)^2 \psi''(r_s) = \text{cte} \quad (67)$$

Os termos em ordem zero e em primeira ordem não aparecendo pois [39]:

$$\psi_0(r_s) = \text{cte} \quad (68.a)$$

$$\frac{d\psi_0(r)}{dr} = \frac{B_z}{R_0} r_s \left[\frac{n}{m} - \frac{1}{q(r_s)} \right] = 0 \quad (68.b)$$

A partir das equações (63) e (65.a) obtém-se:

$$\psi_0''(r_s) = \frac{B_z}{R_0} \left(\frac{a}{r_s} \right)^2 \left\{ \frac{n}{m} \left(\frac{r_s}{a} \right)^2 + \frac{1}{q(a)} \right\} \times \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{r_s}{a} \right)^2 \right]^\gamma \left[1 + (1 + 2\gamma) \left(\frac{r_s}{a} \right)^2 \right] \right\} \quad (69)$$

Dessa forma, pode-se obter o raio da superfície magnética racional, onde $q(r_s) = m/n$, manipulando a equação (65.a) e usando a definição do fator de segurança, o que nos leva a seguinte expressão que pode ser resolvida numericamente:

$$\left[1 - \left(\frac{r_s}{a} \right)^2 \right]^{\gamma+1} + \frac{n}{m} q(a) \left(\frac{r_s}{a} \right)^2 - 1 = 0 \quad (70)$$

IV.4 - EFEITO DA PERTURBAÇÃO DE CORRENTES HELICOIDAIS EXTERNAS NAS SUPERFÍCIES MAGNÉTICAS DO PLASMA

Até este ponto, expressões para a componente tangencial e helicoidal do campo magnético de equilíbrio puderam ser obtidas escolhendo convenientemente as coordenadas \underline{r} e \underline{u} para descrevê-lo, e considerando um valor conveniente de α que acabava anulando B_h nas superfícies racionais. Também foi obtida uma expressão, equação (64), para as superfícies magnéticas de equilíbrio. Será analisado agora de que forma as superfícies magnéticas se alteram quando é incluída uma perturbação gerada por \underline{L} pares de correntes helicoidais externas, com correntes opostas em condutores adjacentes. Considerando uma superposição linear entre a componente de equilíbrio da superfície magnética, equação (64), com a perturbação expressa pela equação (54) tem-se:

$$\psi(r,u) \approx \psi_0(r) + \psi_1(r,u) = \text{cte} \quad (71)$$

onde $|\psi_1| \ll |\psi_0|$.

Expandindo esta expressão em torno de r_s e utilizando a equação (67) obtem-se:

$$\psi(r,u) \approx \frac{1}{2} (r - r_s)^2 \psi_0''(r_s) + \psi_1(r,u) = Q \quad (72)$$

Sendo que Q assume um valor diferente para cada superfície magnética.

Considerando-se finalmente que as perturbações que surgem nas superfícies racionais possuem a forma:

$$\delta B \propto f(r) \cos \left(m \left(\theta - \frac{n}{mR_0} z \right) \right)$$

onde por questões de natureza geométrica admitimos $L = m$, as correntes helicoidais possuem as mesmas helicidades que as linhas de força na superfície racional. Desta forma, empregando a equação (54) na (72) tem-se:

$$r - r_s = \pm \left\{ \frac{2}{\psi_0''(r_s)} \left[Q - \frac{\mu_0 I}{\pi} \left(\frac{r_s}{b} \right)^m \cos(m\theta) \right] \right\}^{1/2} \quad (73)$$

Esta equação permite obter as intersecções das superfícies magnéticas perturbadas com o plano $z = 0$, sendo importante notar que dependendo dos valores de Q estas superfícies apresentam configurações distintas, conforme mostra a figura 13.

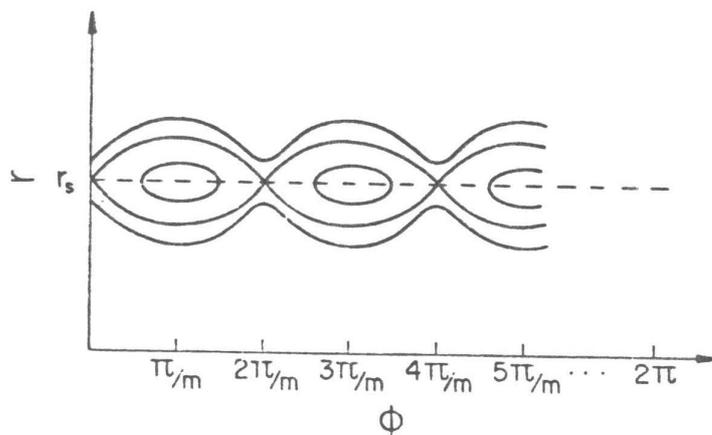


Fig. 13 - Intersecção das superfícies magnéticas perturbadas com o plano $z = 0$.

Analisando separadamente os intervalos possíveis de valores para Q observa-se que:

A) $Q > \frac{\mu_0 I}{\pi} \left(\frac{r_s}{b} \right)^m$

Neste caso, qualquer que seja o valor de θ , valerão sempre as desigualdades:

$$r - r_s > 0 \quad \text{e} \quad r - r_s < 0$$

$$B) Q = \frac{\mu_0 I}{\pi} \left(\frac{r_s}{b} \right)^m$$

Substituindo este valor na equação (73) obtem-se:

$$r - r_s = \pm \left[\frac{2\mu_0}{\pi} \frac{I}{\psi_0''(r_s)} \left(\frac{r_s}{b} \right)^m (1 - \cos(m\theta)) \right]^{1/2} \quad (74)$$

Verifica-se então que as raízes desta equação, isto é $r = r_s$, são obtidas quando θ assume os seguintes valores:

$$\theta = 0, \frac{\pi}{m}, 4 \frac{\pi}{m}, \dots, 2N \frac{\pi}{m}$$

A semi-largura da ilha magnética é conseqüentemente obtida para o valor máximo de $r - r_s$, ou seja:

$$\Delta r_s = \left[\frac{4\mu_0}{\pi} \frac{I}{\psi_0''(r_s)} \left(\frac{r_s}{b} \right)^m \right]^{1/2} \quad (75)$$

Observa-se, portanto, que a atuação de m pares de condutores, enrolados helicoidalmente com passo $2\pi/\alpha$ ao redor do vaso do tokamak, transportando correntes I em sentidos opostos, ocasionam o aparecimento de m ilhas magnéticas em torno da superfície racional com $q(r_s) = m/n$. A explicação para a formação dessas ilhas baseia-se na superposição da componente helicoidal do campo de equilíbrio, expresso pela equação (62), com a componente radial

do campo de perturbação gerado pelas correntes helicoidais externas, fornecida pela equação (56.a), em torno das superfícies magnéticas racionais.

$$c) Q < \frac{\mu_0 I}{\pi} \left(\frac{r}{b} \right)^m$$

Deve-se impor neste caso que os valores de $r - r_s$ permaneçam reais, o que ocorre no seguinte intervalo:

$$\cos(m\theta) < \left[\frac{\mu_0 I}{\pi} \left(\frac{r}{b} \right)^m \right]^{-1} < 1$$

Com isto, as superfícies magnéticas são representadas por linhas fechadas no interior das que foram obtidas no item B).

IV.5 - ARRANJO EXPERIMENTAL NO TOKAMAK TBR-1

Conforme já foi mencionado, ao redor do vaso do tokamak TBR-1 encontram-se enrolados helicoidalmente um conjunto de quatro pares de espiras condutoras, malhas grossas, permitindo, através delas, a circulação de correntes que criam perturbações helicoidais capazes de atuar sobre o plasma durante o seu confinamento. Este conjunto de malhas condutoras possuem dois pontos de descontinuidade, onde se encontram instalados dois painéis que permitem, através de diferentes ligações, a escolha das helicidades desejadas. Nos arranjos possíveis, pode-se gerar perturbações cuja helicidade são caracterizadas pelos números de onda $m/n = 2/1$, $m/n = 3/1$ e $m/n = 4/1$.

Para este trabalho as conexões foram efetuadas de forma que a corrente fluísse em sentidos opostos em condutores adjacentes.

IV.5.1 - CONFIGURAÇÕES PARA OS MODOS

$$m/n = 2/1, m/n = 3/1 \text{ e } m/n = 4/1$$

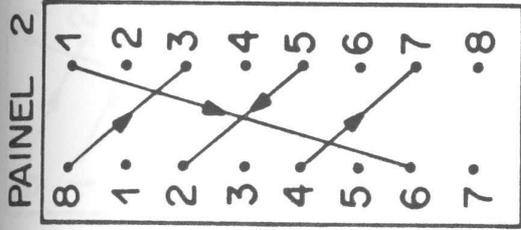
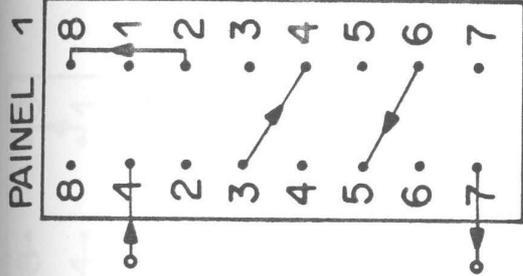
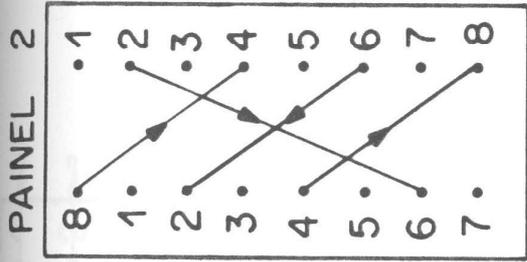
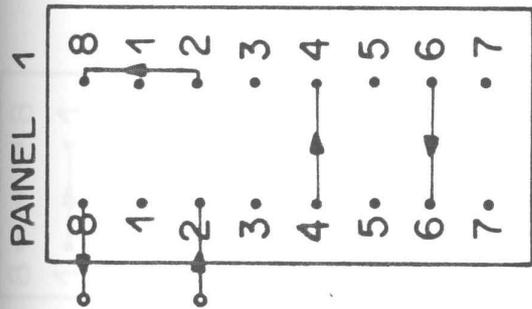
Há mais de uma maneira de se obter o modo de perturbação $m/n = 2/1$. São mostradas nas figuras 14.a e 14.b as conexões efetuadas nos dois painéis para a obtenção dos arranjos escolhidos para a tomada de dados, bem como um esquema representativo em forma plana de como as correntes circulam pelos condutores.

A utilização do modo $m/n = 3/1$ é feita sem que se possa observar um igual espaçamento entre os pares de condutores, limitação esta que não pode ser contornada uma vez que os condutores são fixos sobre o vaso do TBR-1. As conexões efetuadas neste caso são mostradas na figura 14.c.

Na obtenção do modo $m/n = 4/1$ todas as ligações possíveis nos dois painéis são efetuadas, ou seja, são utilizadas todas as malhas condutoras. As conexões feitas para se obter esse modo são vistas na figura 14.d.

IV.5.2 - FONTE DA CORRENTE HELICOIDAL (I_{HEL})

Os Campos Helicoidais Ressonantes (CHR) são gerados a partir de uma fonte de corrente acoplada ao conjunto de espiras helicoidais condutoras. Esta fonte permite a criação de um pulso retangular com duração e intensidades controláveis, enquanto que o instante do seu disparo durante a descarga pode ser programado pelo conjunto de disparadores do laboratório. Os pulsos de corrente podem chegar à uma amplitude máxima ajustável de 600 A, com duração variável de até 10 ms. Na figura 15 pode-se observar o circuito eletrônico desta fonte de corrente, enquanto que a figura 16 mostra um esquema geral complementar incluindo os disparadores.



(a)

(b)

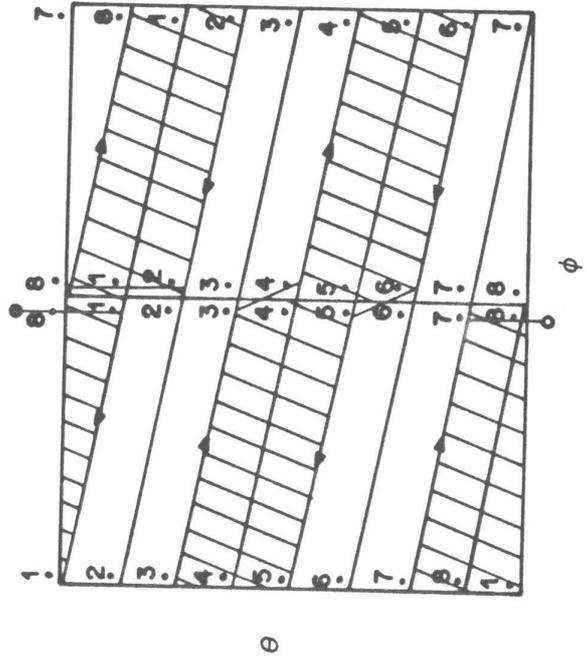
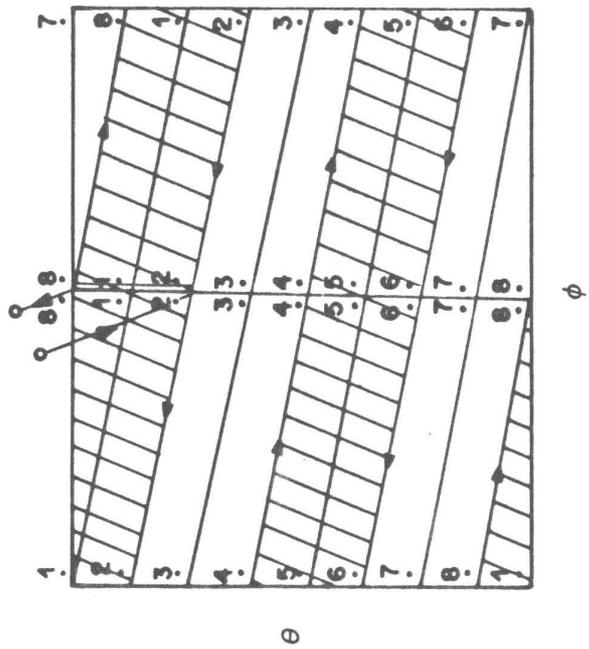


Fig. 14 - Conexões efetuadas nos dois painéis de CHR para a

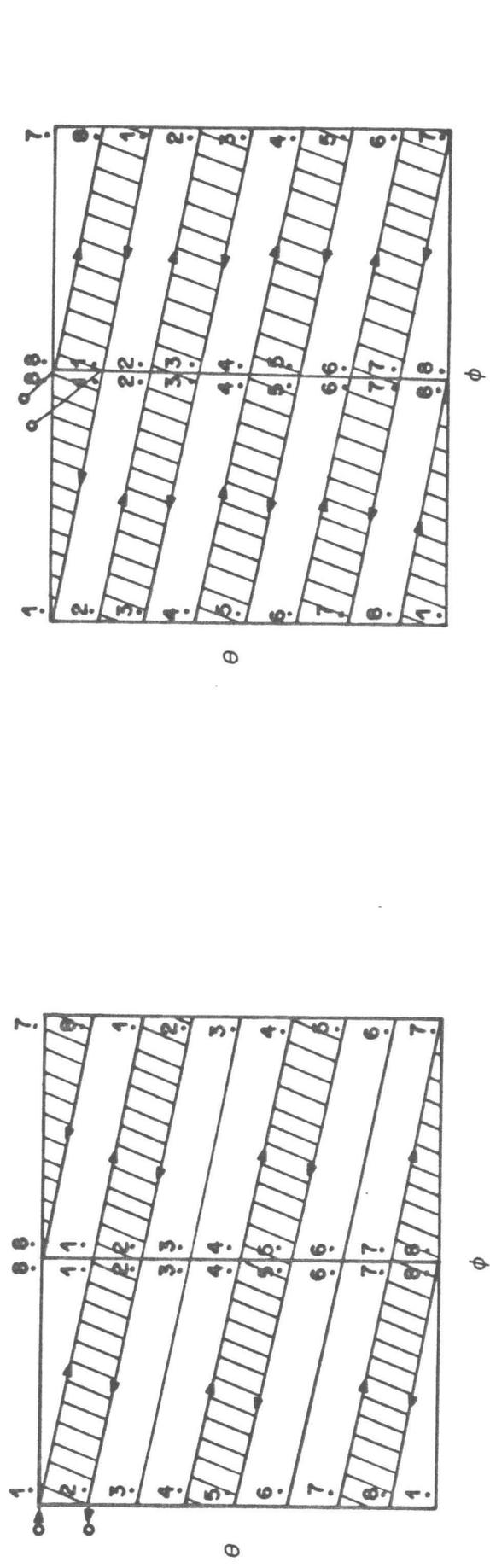
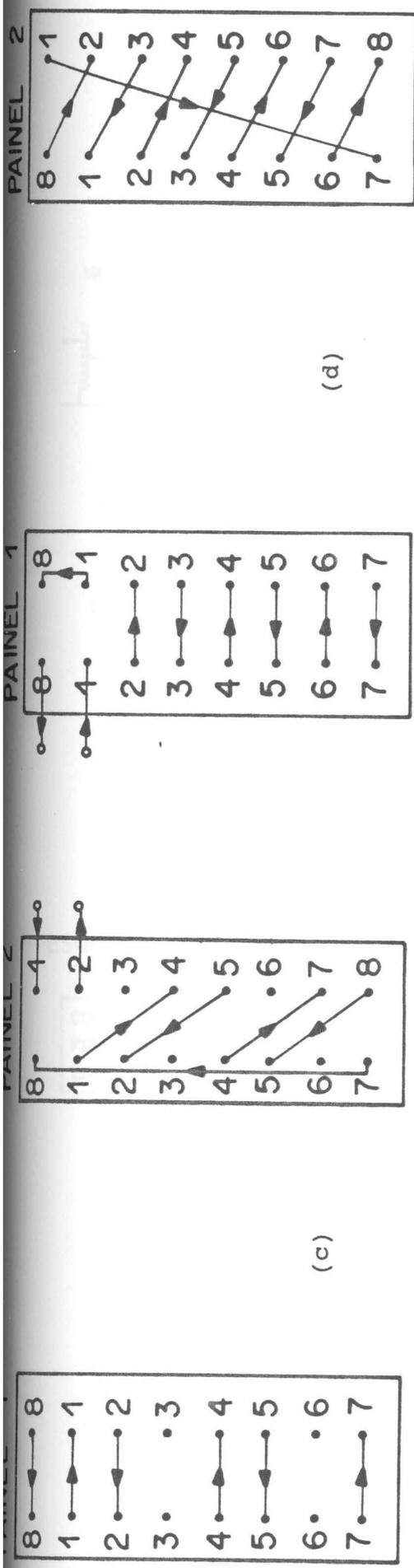
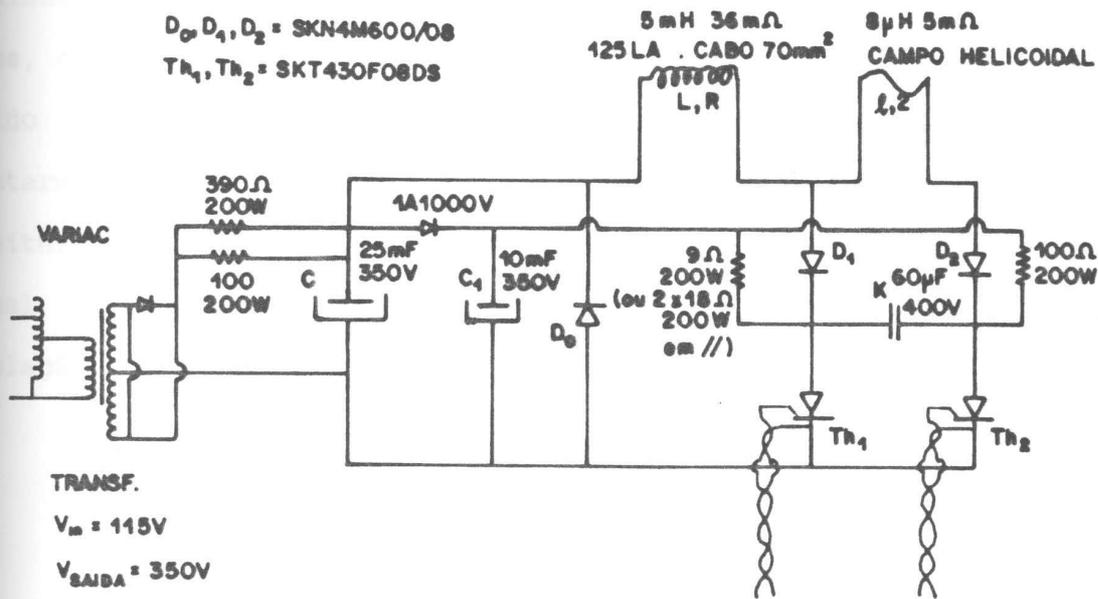


Fig. 14 - Conexões efetuadas nos dois painéis de CHR para a obtenção do arranjo 3/1 (c) e 4/1 (d).



CIRCUITO DA FONTE DO CHR

Fig. 15 - Circuito da fonte dos Campos Helicoidais Ressonantes (CHR).

ESQUEMA DOS DISPARADORES DA FONTE DO CHR

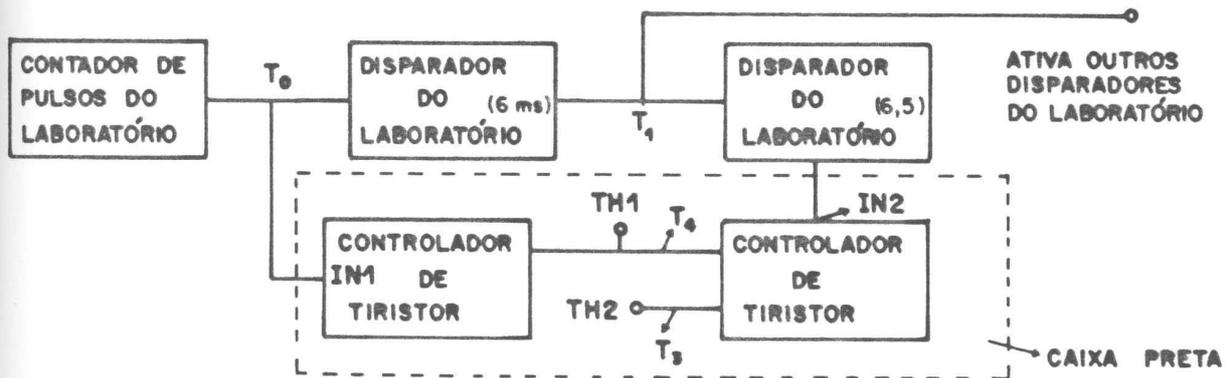


Fig. 16 - Esquema geral dos disparadores dos Campos Helicoidais Ressonantes e dos demais disparadores do laboratório

Para saber qual a intensidade de corrente que circula pelas malhas helicoidais efetuou-se uma calibração da fonte, de forma que, conhecendo-se a tensão no banco de capacitores de filtro V_C , lido com um multímetro digital, o valor de I_h estaria então determinado. Foi obtida uma reta ajustada da $I_h \times V_C$ a partir da leitura da tensão sobre um "shunt" situado na saída da fonte, o qual possuía especificações que permitiram obter a seguinte relação:

$$I_h = \frac{V_{\text{shunt}}}{150\mu\Omega}$$

O resultado final deste ajuste pode ser expresso pela seguinte equação:

$$I_h = 1,979 V_C - 5,718$$

O gráfico obtido com os pontos experimentais e a curva ajustada são mostrados na figura 17.

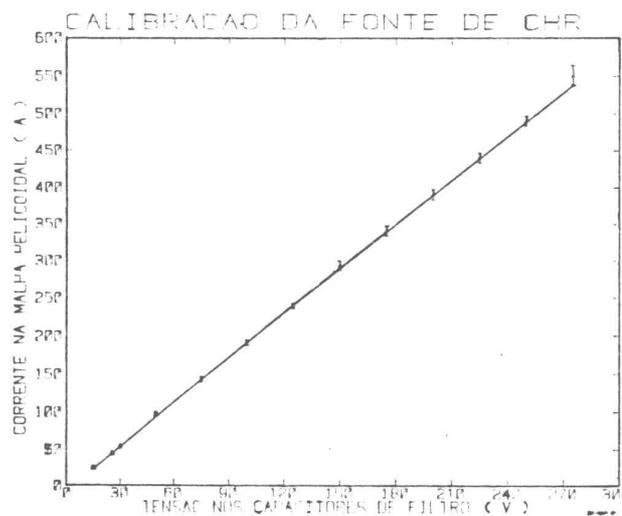
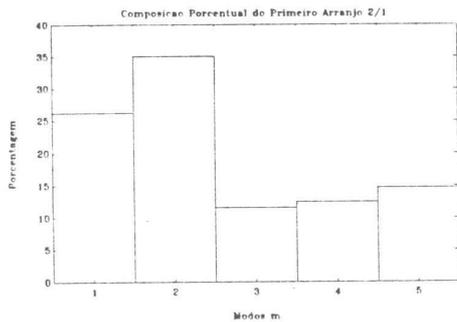


Fig. 17 - Curva de calibração da fonte do CHR.

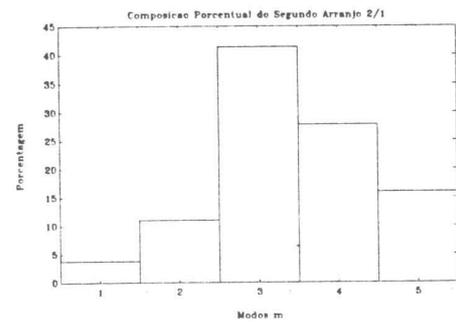
IV.5.3 - COMPONENTES DO CAMPO MAGNÉTICO EXTERNO APLICADO

A composição percentual com que os modos helicoidais foram aplicados no plasma foi obtido efetuando-se o disparo da corrente helicoidal em vácuo, para todos os arranjos $m/n = 2/1$, $m/n = 3/1$ e $m/n = 4/1$ que foram utilizados. Os sinais detectados pelas bobinas magnéticas, no pequeno intervalo de tempo correspondente à subida e descida da corrente nas hélices, foram então analisados pelo programa MHD-FOUR (Apêndice II). Os resultados desta análise, considerando-se uma média após vários disparos na região de intensidade máxima do sinal, são mostrados nas figuras 18.a, 18.b, 18.c e 18.d.

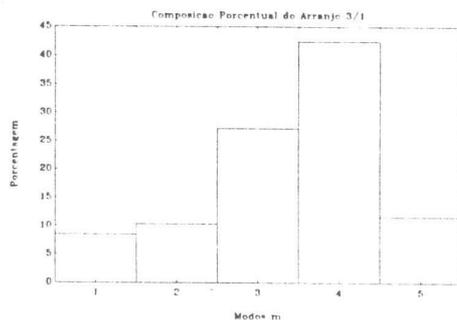
(a)



(b)



(c)



(d)

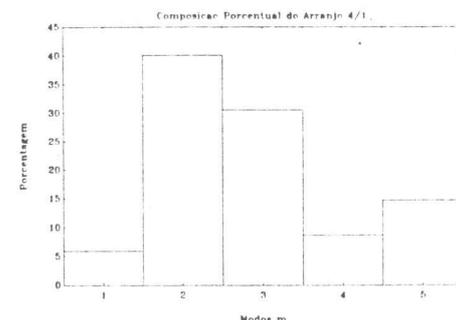


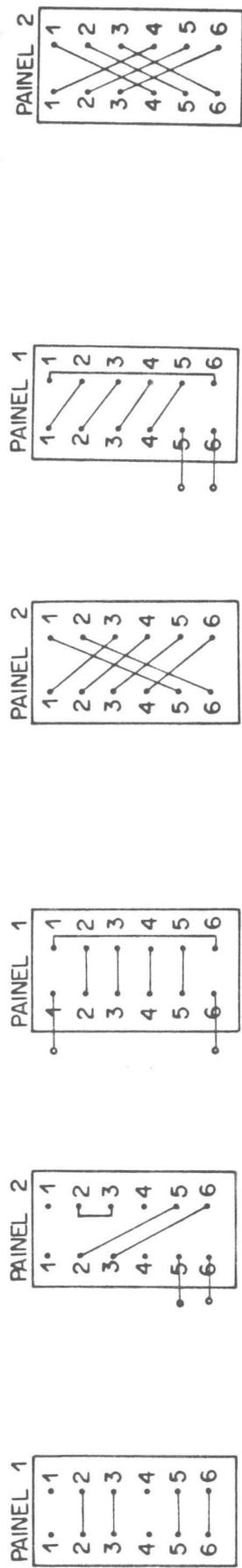
Fig. 18 - (a) Composição percentual do primeiro arranjo 2/1.
(b) Composição percentual do segundo arranjo 2/1.
(c) Composição percentual do arranjo 3/1.
(d) Composição percentual do arranjo 4/1.

IV.5.4 - DETECÇÃO DE FLUXO DOS CAMPOS MAGNÉTICOS RADIAIS

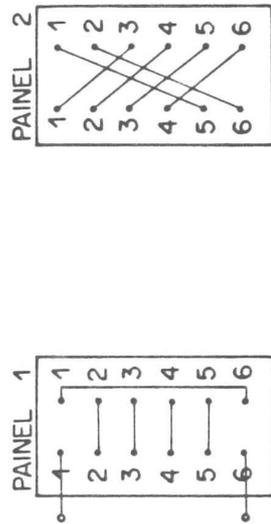
Neste trabalho, além das bobinas de Mirnov, foram utilizados um conjunto de fios finos enrolados helicoidalmente ao redor do vaso, para a detecção das flutuações do campo magnético no TBR-1. Enquanto as bobinas de Mirnov detectam as perturbações do campo magnético poloidal, essas espiras detectam a componente radial do campo magnético perturbado, sendo por isso denominadas Espiras Helicoidais de Fluxo Radial (EHFR). Elas são formadas por um conjunto de 3 pares de fios situados externamente à câmara de vácuo, com helicidade básica correspondente ao modo $m/n = 3/1$.

Este sistema de enrolamentos, da mesma forma que as malhas helicoidais, permite que diferentes arranjos, correspondentes a diferentes helicidades, sejam escolhidos por intermédio de dois painéis de conexões próprios. Desta forma é possível configurar o sistema para a detecção de modos com componentes $m/n = 3/1$, $m/n = 3/2$ e $m/n = 2/1$, conforme indicado na figura 19.

Para ser utilizado neste trabalho, o sinal obtido pela EHFR teve que passar por um circuito eletrônico, especialmente projetado e construído, que contém um filtro passa-faixa com banda passante compreendida entre 3 kHz e 100 kHz, e uma saída com ganho de aproximadamente 1,5 vezes, conforme mostra a figura 20.



(a)



(b)



(c)

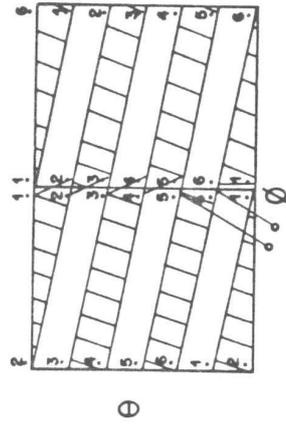
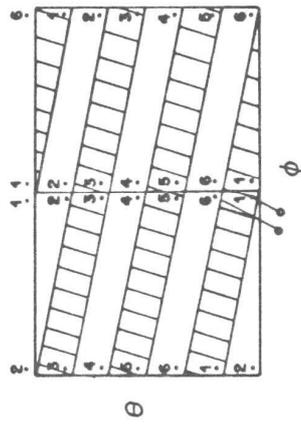
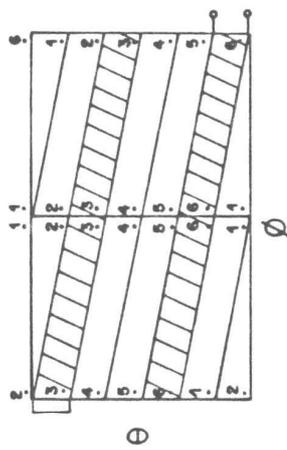
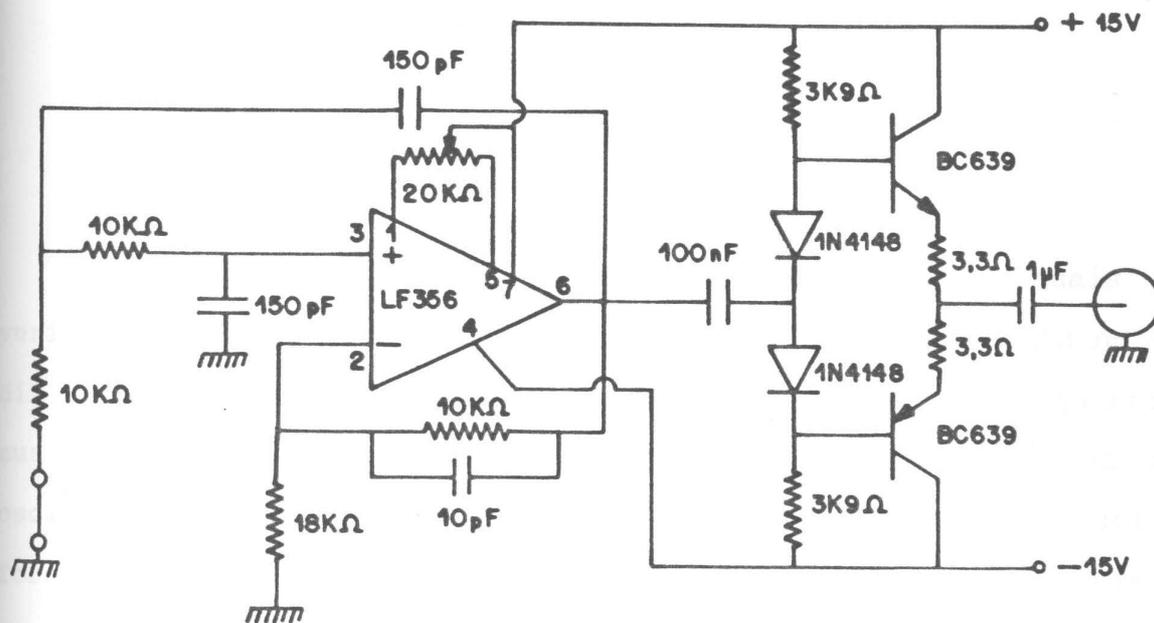


Fig. 19 - Conexões efetuadas nos dois painéis das EHFR para a obtenção do arranjo 2/1 (a), 3/1 (b) e 3/2 (c).



FILTRO PASSA FAIXA PARA AS EHR

Fig. 20 - Circuito eletrônico associado às Espiras Helicoidais de Fluxo Radial.

CAPITULO V

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo serão mostrados alguns pulsos nos quais foi verificada a ação dos Campos Helicoidais Ressonantes, tanto no que diz respeito à inibição da amplitude das oscilações MHD quanto à sua ativação. Os gráficos que mostram a evolução temporal das oscilações de Mirnov, bem como de suas componentes de Fourier, foram obtidos pela aplicação do programa MHD-FOUR sobre os sinais das 10 bobinas poloidais de Mirnov disponíveis. Também será discutida a obtenção do número de onda n das oscilações MHD. Algumas disrupturas observadas nos pulsos analisados foram estudadas mais detalhadamente, procurando-se verificar as variações ocorridas em várias grandezas medidas na descarga.

V.1 NUMERO DE ONDA n DOS MODOS DE OSCILAÇÃO MHD

O número de onda n das oscilações MHD foi obtido através dos sinais das duas sondas toroidais de Mirnov instaladas em posições opostas no TBR-1, ou seja, separadas de 180° na direção toroidal. Não foram utilizadas as outras duas sondas construídas por não haver janelas disponíveis para sua instalação no período em que os dados foram obtidos.

Dois sinais típicos são mostrados na figura 21.a, onde uma simples comparação de suas fases permite perceber claramente que as oscilações ocorrem em oposição de fase. Isto indica que as perturbações, ao longo de toda descarga, possuem número de onda $n = 1$.

De forma geral, a aplicação de CHR não mostrou qualquer

alteração neste valor, conforme pode se verificar na figura 21.b, quando uma corrente helicoidal de 450 A foi utilizada.

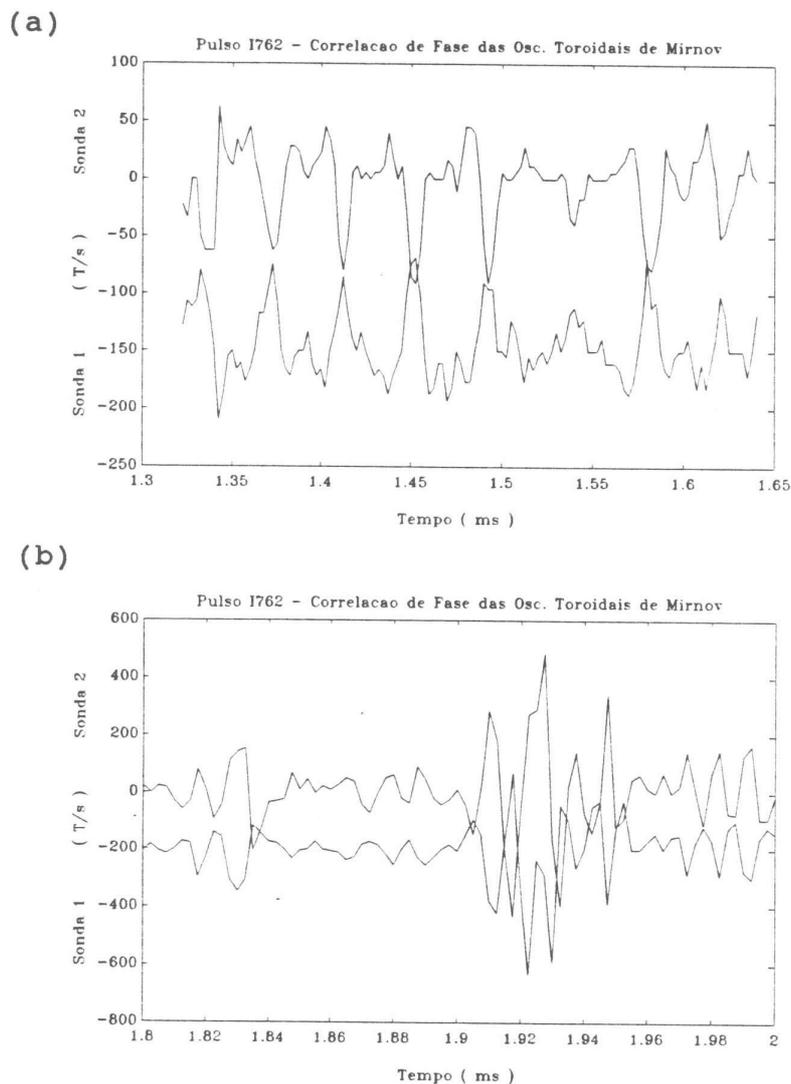


Fig. 21 - Correlação de fase das oscilações toroidais de Mirnov sem CHR (a) e com o CHR (b).

V.2 - INIBIÇÃO DAS OSCILAÇÕES MHD

Em diversas descargas foi possível verificar a inibição das oscilações MHD devido à aplicação de CHR. No pulso da figura 22, por exemplo, tem-se uma corrente de plasma de $I_p(\text{máx}) \approx 8,5 \text{ kA}$ com

duração de 7,2 ms. A partir de $t = 2$ ms, e com duração de 1 ms, foi aplicada uma I_{hel} de 200 A correspondente ao arranjo 4/1 das malhas helicoidais, figura 14.d. O efeito da atuação desta perturbação helicoidal sobre a amplitude das oscilações de Mirnov pode ser visto na figura 22.e. Na figura 23, o sinal da bobina magnética foi expandido no tempo. Pode-se observar que, além do amortecimento ocorrido, houve um retardo de aproximadamente 150 μ s na resposta do plasma, devido ao tempo de penetração dos campos externos no vaso e na coluna de plasma do tokamak TBR-1.

Na figura 24 a evolução temporal das oscilações de Mirnov, acompanhadas de suas componentes de Fourier, obtidas pela aplicação do programa MHD-FOUR (Apêndice II) no intervalo entre 1,5 ms e 4 ms (no qual a intensidade das oscilações ainda era significativa), pode ser observada. Desses sinais nota-se que, anteriormente à aplicação do pulso de corrente helicoidal, a componente $m = 2$ era a que possuía as maiores amplitudes. Durante a aplicação do CHR percebe-se que houve, comparativamente, um significativo amortecimento das amplitudes de todos os modos de oscilação.

Para se obter as frequências características de oscilação de cada modo, foi efetuada uma análise espectral dos sinais correspondentes, a qual consistiu em se obter a potência espectral, $P(m,f)$, como uma função dos diversos modos e de suas respectivas frequências. Esta função é obtida calculando-se a Transformada Rápida de Fourier (FFT) dos sinais de cada perturbação em intervalos de tempo (ou "janelas") convenientemente pré-determinados, e multiplicando-se seu valor pela sua conjugada.

Para apresentar os resultados em um gráfico tridimensional, construiu-se o programa MESHF.M, que fornece uma visualização pelo lado das frequências, e o programa MESHM.M, que mostra o conjunto de sinais pelo lado dos modos, conforme mostrado na figura 25. As

potências espectrais foram calculadas considerando-se os seguintes intervalos de tempo: 1,40 ms - 2,04 ms para os gráficos anteriores à aplicação do CHR, 2,20 ms - 2,84 ms na região de aplicação do CHR e 3,32 ms - 3,96 ms para o trecho após sua aplicação. Observa-se que nos instantes anteriores à aplicação do CHR (fig. 25.a e 25.b) os picos predominantes pertencem ao modo $m = 2$, com os outros modos aparecendo de maneira secundária. Por sua vez, durante a aplicação do CHR (fig. 25.c e 25.d) é justamente este modo que foi mais expressivamente atenuado. Conforme já mostrado na figura 16.d, esse comportamento seria o esperado, uma vez que é justamente essa a componente dominante do campo helicoidal externo aplicado. Após a atuação da perturbação helicoidal, verifica-se que a amplitude desse modo torna a crescer, mostrando-se comparável em intensidade com os demais, figura 25.e e 25.f.

Um outro aspecto bastante interessante neste pulso, que cabe ser ressaltado aqui, é que o CHR, enquanto atuou, provocou um "alisamento" no sinal da tensão de enlace (fig. 22.b). Isto poderia sugerir que o plasma se encontrava melhor confinado naquele intervalo de tempo, uma vez que a presença de estruturas neste sinal são, frequentemente, um indicativo da ocorrência de algum tipo de instabilidade.

No caso do pulso da figura 26, que corresponde a uma corrente de plasma $I_p(\text{máx}) \approx 8 \text{ kA}$, o arranjo utilizado para as hélices foi o $m/n = 2/1$, e uma corrente helicoidal de 150 A foi acionada em $t = 2 \text{ ms}$, com duração de 0,7 ms.

A atuação do CHR 2/1 sobre as oscilações de Mirnov pode ser melhor observada na figura 27, onde novamente percebe-se um retardo de cerca de 200 μs na resposta do plasma frente a perturbação externa. O amortecimento da amplitude das flutuações neste caso, é um pouco menos nítido que no pulso anterior. Na figura 28 é mostrado a evolução temporal das oscilações de Mirnov,

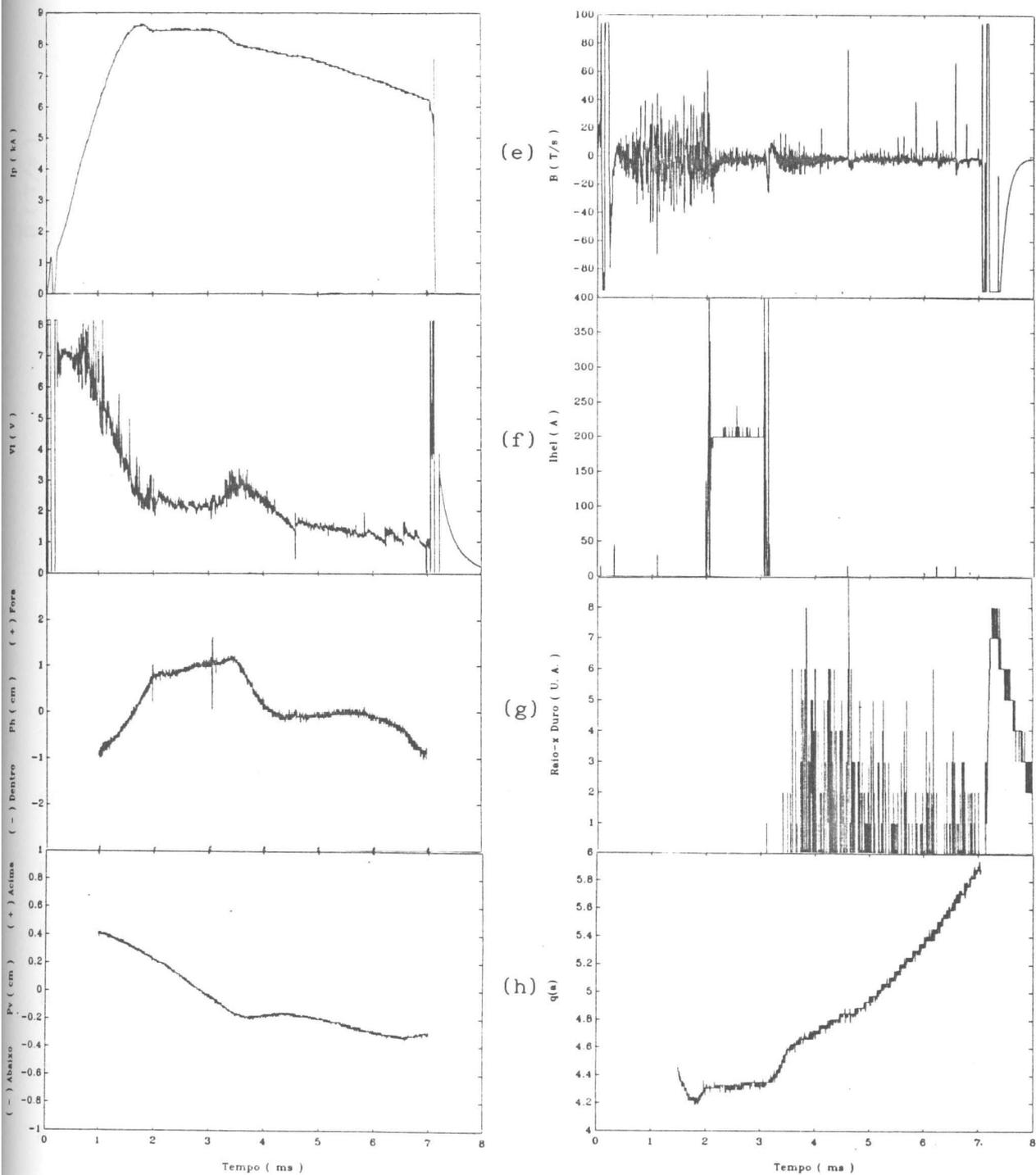


Fig. 22 - Perfis temporais das principais grandezas do pulso U005, onde se aplicou uma perturbação helicoidal 4/1 com I_{hel} de 200 A.

Pulso U005 - Efeito do CHR 4/1 Sobre as Osc. de Mirnov - $I_h = 200$ A

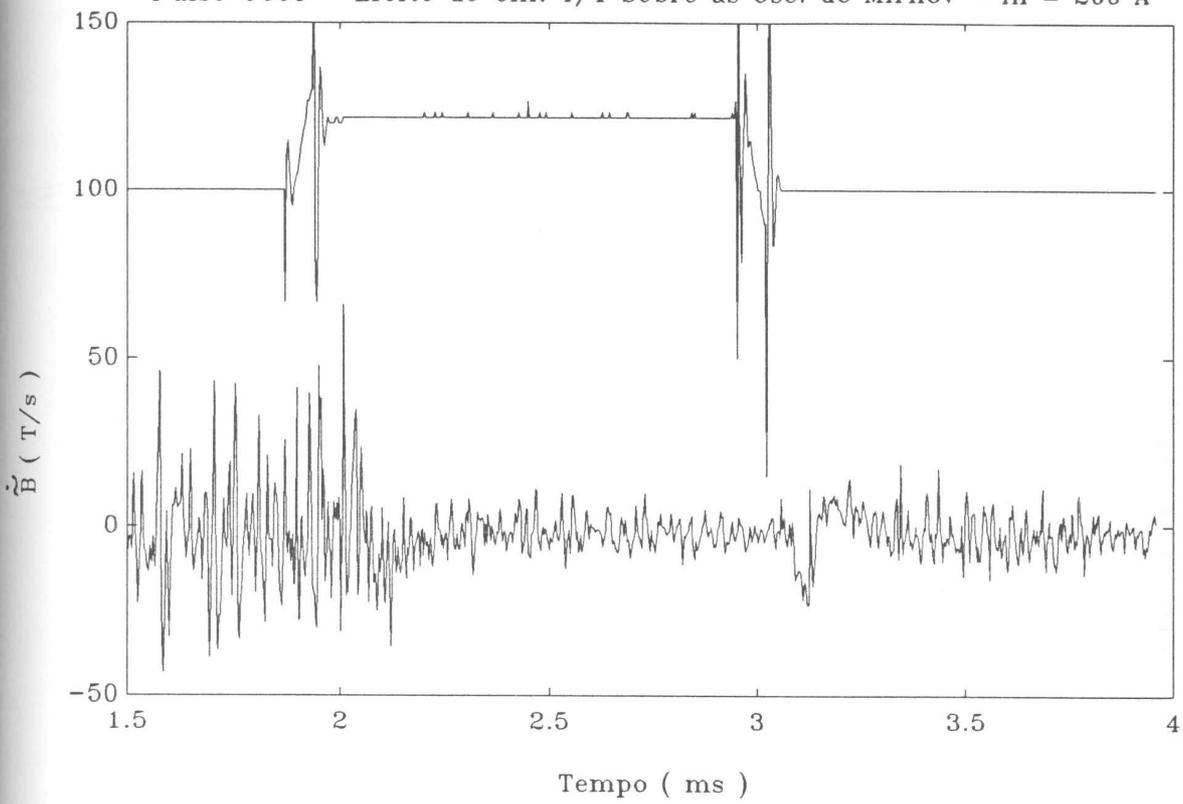


Fig. 23 - Efeito do CHR 4/1 sobre as oscilações de Mirnov.

Pulso U005 - Osc. de Mirnov e Suas Componentes de Fourier

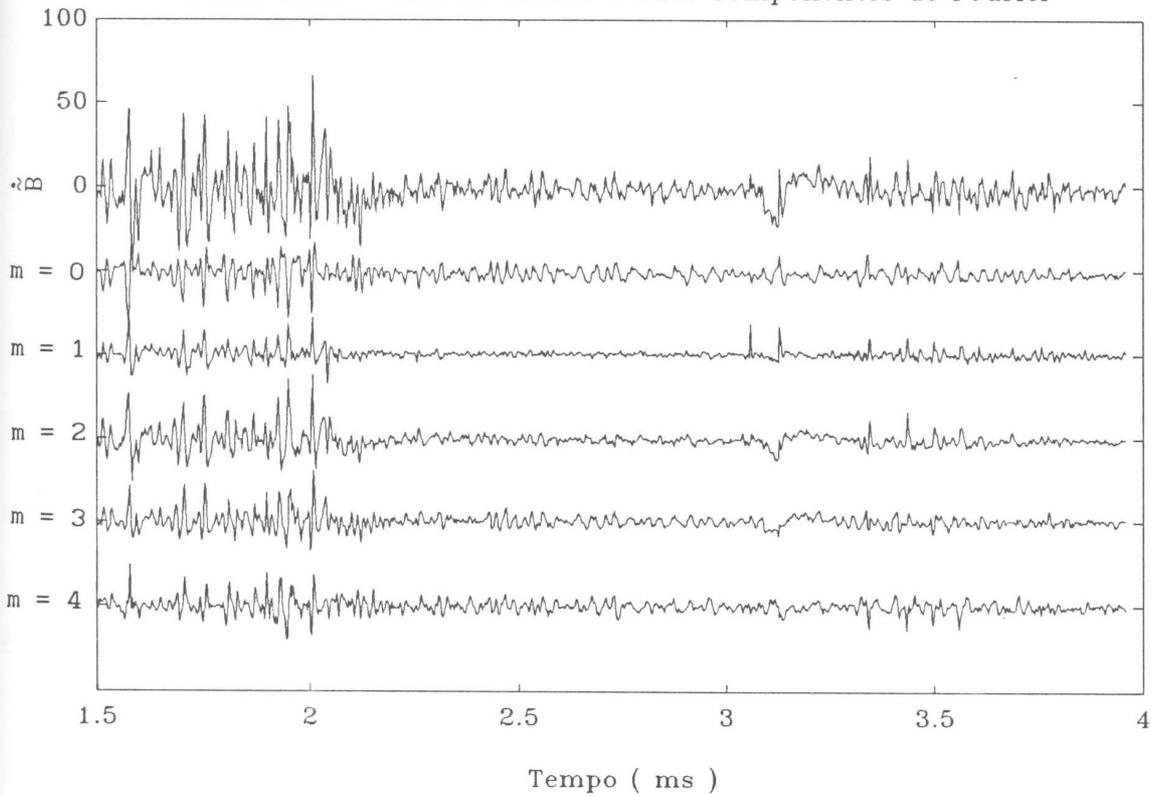
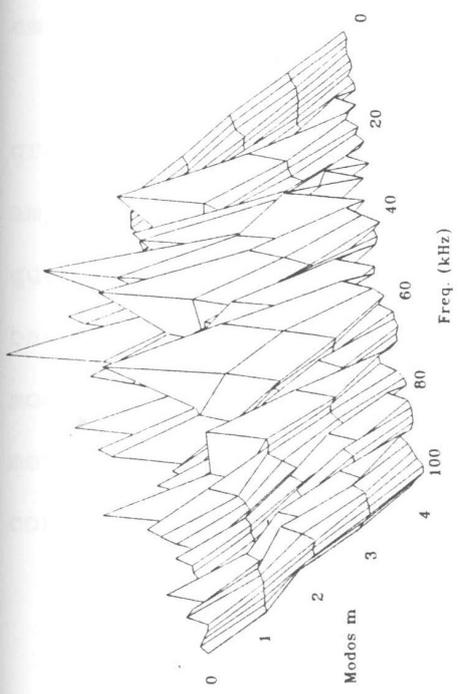
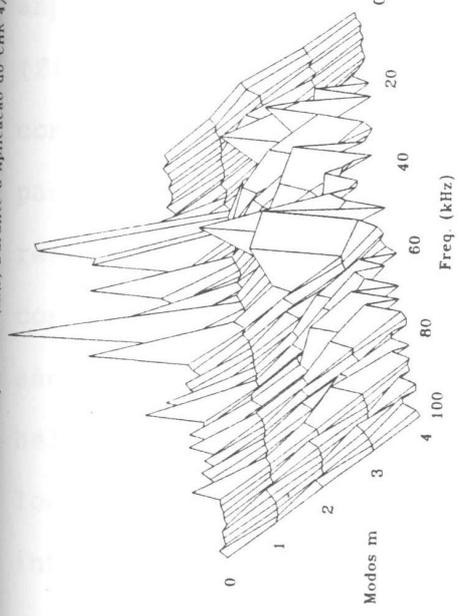


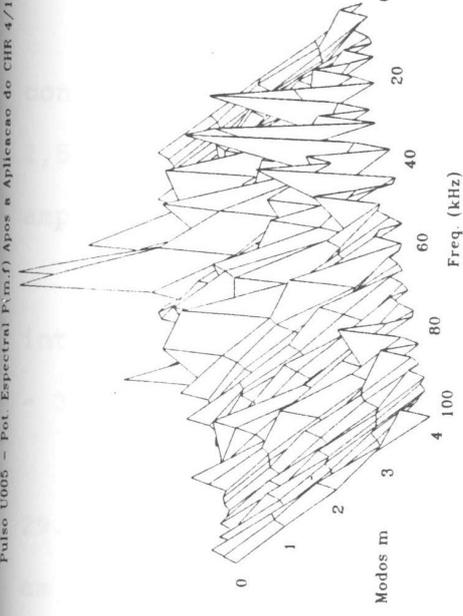
Fig. 24 - Oscilações de Mirnov e suas componentes de Fourier.



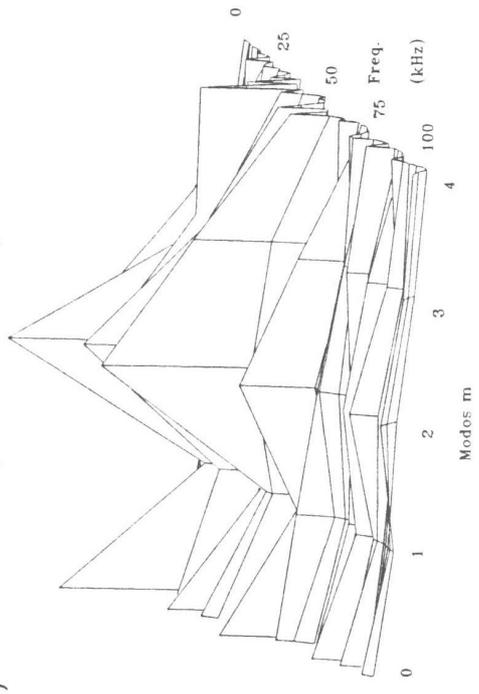
(a) Pulso U005 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicacao do CHR 4/1



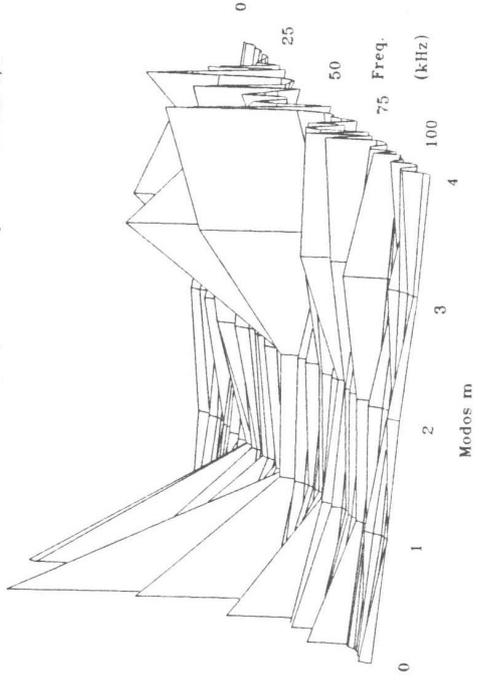
(b) Pulso U005 - Pot. Espectral P(m,f) Durante a Aplicacao do CHR 4/1



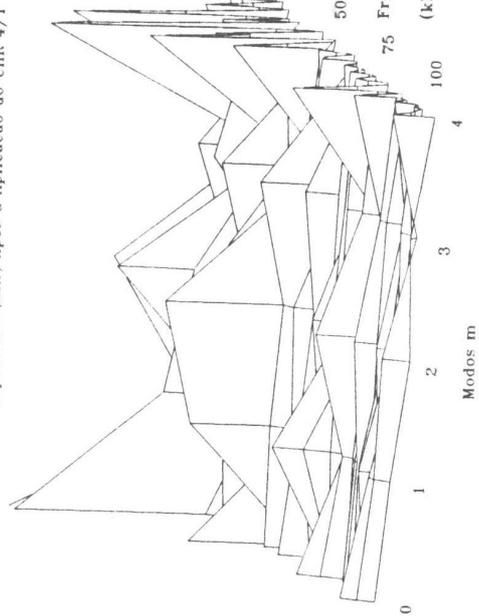
(c) Pulso U005 - Pot. Espectral P(m,f) Depois da Aplicacao do CHR 4/1



(d) Pulso U005 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicacao do CHR 4/1



(e) Pulso U005 - Pot. Espectral P(m,f) Durante a Aplicacao do CHR 4/1



(f) Pulso U005 - Pot. Espectral P(m,f) Depois da Aplicacao do CHR 4/1

Fig. 25 - Potência Espectral P(m,f) calculada antes (a), (b), durante (c), (d) e após (e), (f) a aplicação do CHR 4/1.

conjuntamente com suas componentes de Fourier, no intervalo de 1,5 ms até 4 ms, sendo perceptível que todos os modos tiveram a amplitude diminuída com a aplicação do CHR.

O resultado da análise espectral correspondente aos intervalos de tempo: 1,60 ms - 2,24 ms, 2,35 ms - 2,75 ms, 2,89 ms - 3,38 ms e 3,42 ms - 4,06 ms, é mostrado na figura 29.

Pode-se verificar que antes da aplicação do CHR (fig. 29.a e 29.b) o espectro de potência se mostra relativamente concentrado em torno de frequências da ordem de 45 kHz, e que os modos $m = 2$ e $m = 3$ são os mais intensos, com o modo $m = 4$ apresentando amplitude um pouco menor. Quando a perturbação externa é acionada (fig. 29.c e 29.d), observa-se que os modos $m = 3$ e $m = 4$ sofrem, comparativamente, significativa diminuição de suas amplitudes, passando então o modo $m = 2$ a se sobressair. Novamente este resultado está em concordância com o que é esperado, uma vez que, conforme mostrado na figura 16.a, as componentes $m = 3$ e $m = 4$ são proporcionalmente as mais intensas, nessa configuração para as hélices. É interessante observar que o espectro deixou de ser bem localizado em frequência, passando a apresentar picos num intervalo mais abrangente. Esta "descentralização" no espectro de potência, devido a aplicação do CHR, já foi inclusive constatada em outros trabalhos [24-26,27,28].

Imediatamente após a aplicação do CHR pode-se observar, dos gráficos de $P(m,f)$ correspondentes (fig. 29.e e 29.f), que as amplitudes relativas dos modos $m = 3$ e $m = 4$ tornam a crescer, e que o modo dominante, $m = 2$, passa a apresentar um espectro bastante largo de frequências. Isto talvez possa indicar que o modo $m = 2$ está relacionado com a ocorrência da disruptura externa menor em $t = 3,3$ ms (fig. 26) abrangida pelo intervalo de tempo considerado na análise da potência espectral.

Das figuras 29.g e 29.h observa-se que após esta disruptura

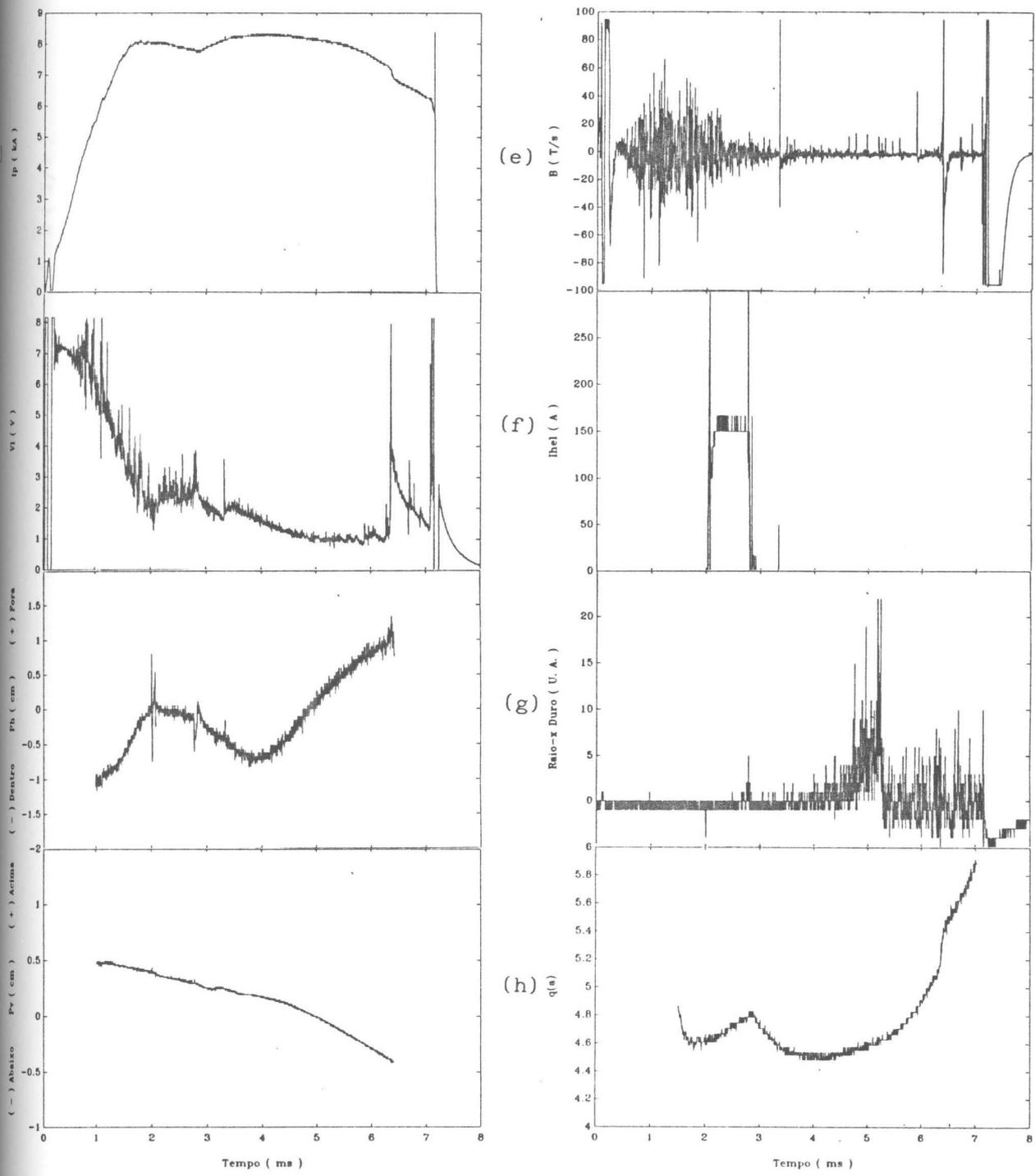


Fig. 26 - Perfis temporais das principais grandezas do pulso U151, onse se aplicou uma perturbação helicoidal externa 2/1 com I_{hel} de 150 A.

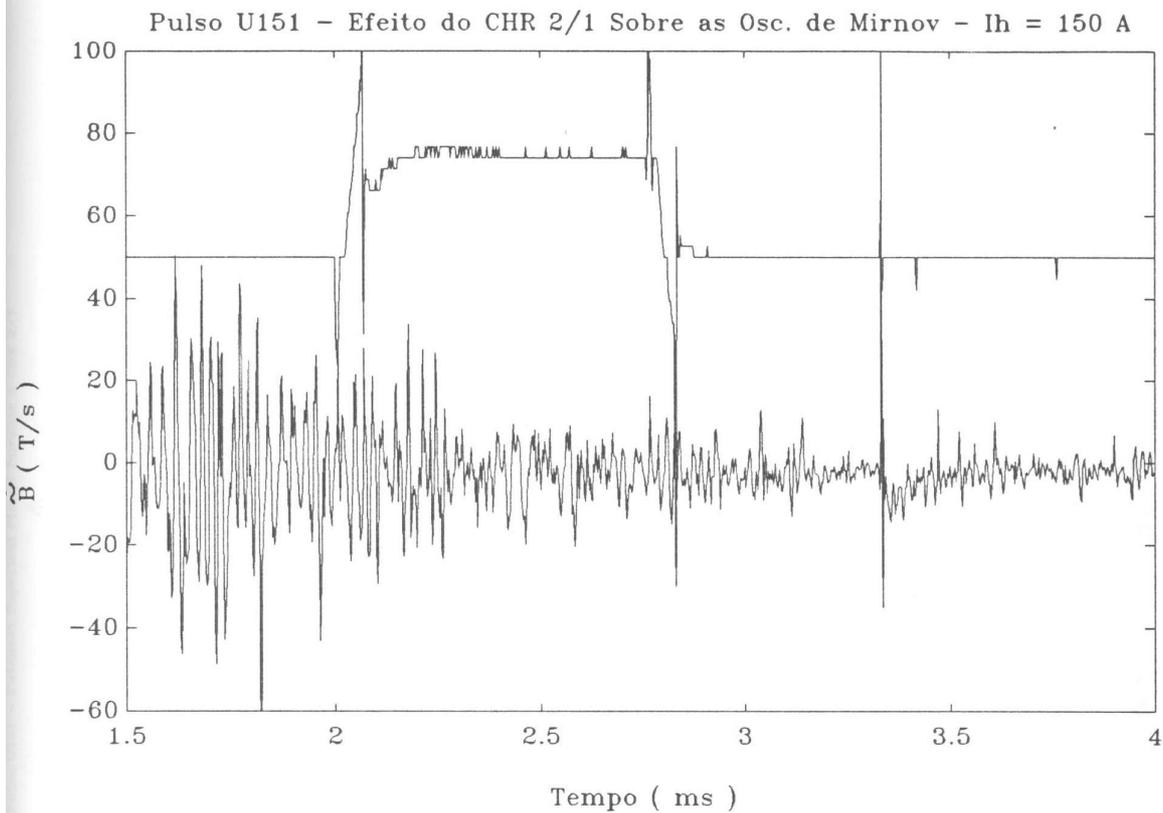


Fig. 27 - Efeito do CHR 2/1 sobre as oscilações de Mirnov.

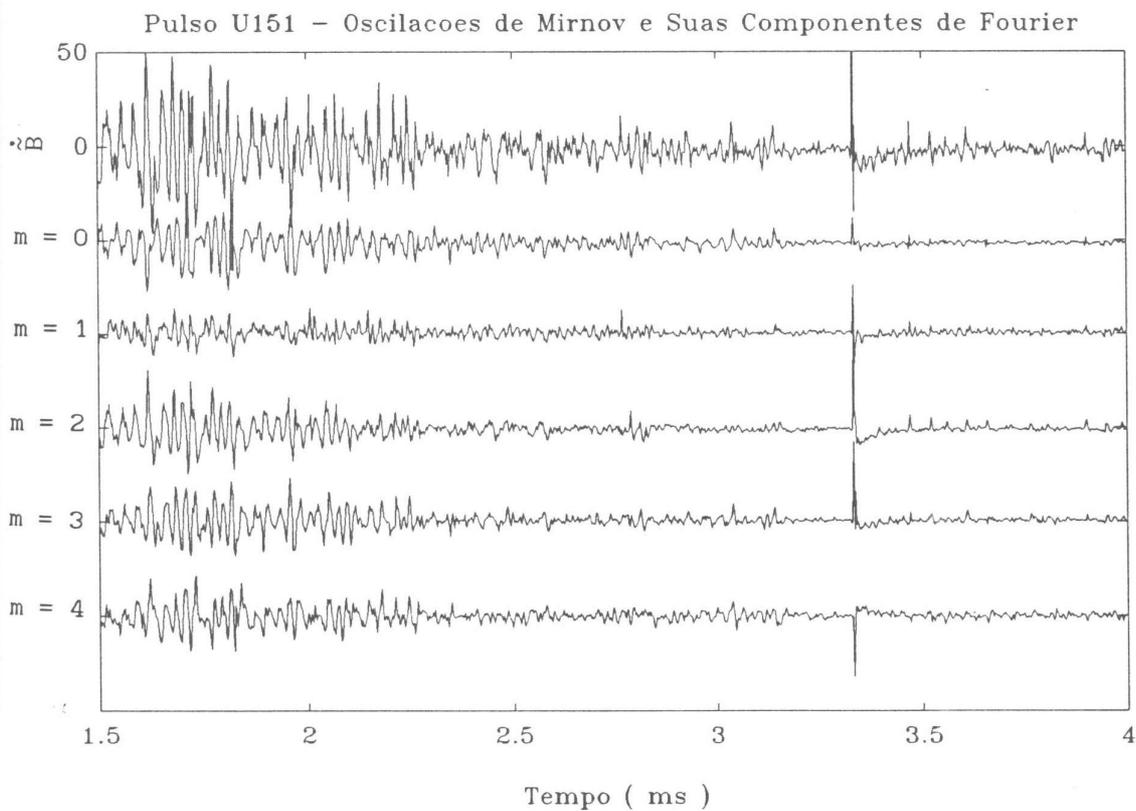
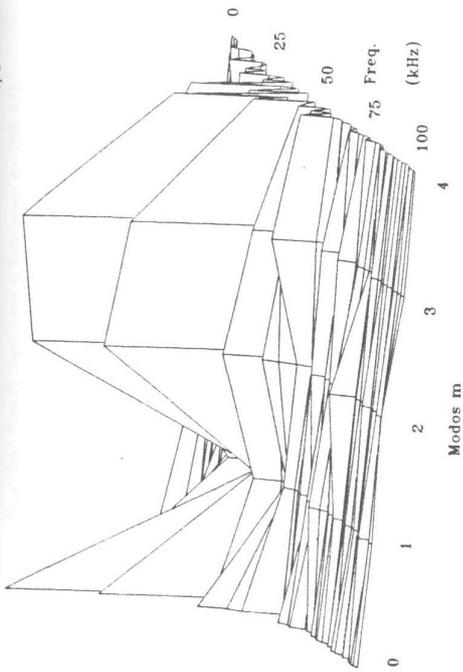


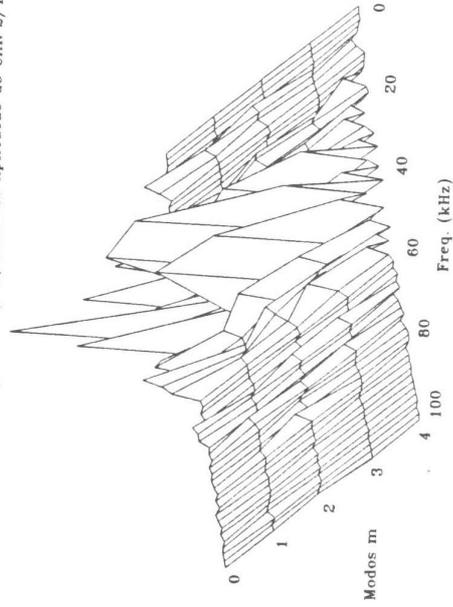
Fig. 28 - Oscilações de Mirnov e suas componentes de Fourier.

Pulso U151 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicação do CHR 2/1



(b)

Pulso U151 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicação do CHR 2/1



(d)

Pulso U151 - Potencia Espectral P(m,f) Durante o CHR 2/1

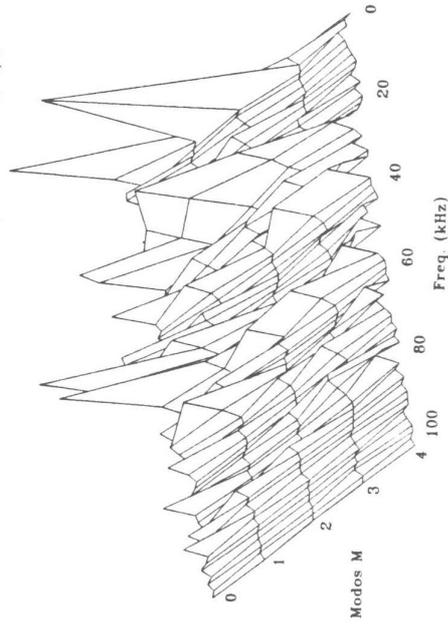
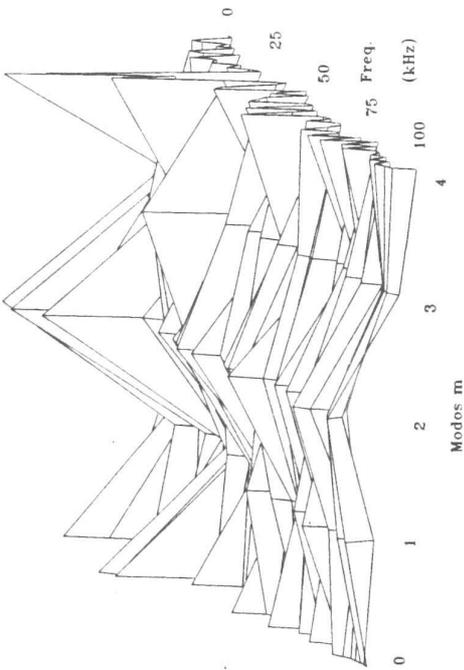


Fig. 29 - Potência Espectral P(m,f) calculada antes (a), (b), e durante (c), (d) a aplicação do CHR 2/1.

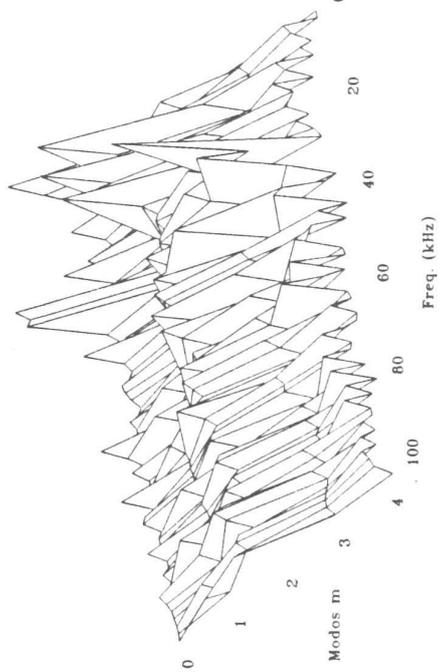
(a)

Pulso U151 - Pot. Espectral P(m,f) Logo Apos a Aplicacao do CHR 2/1



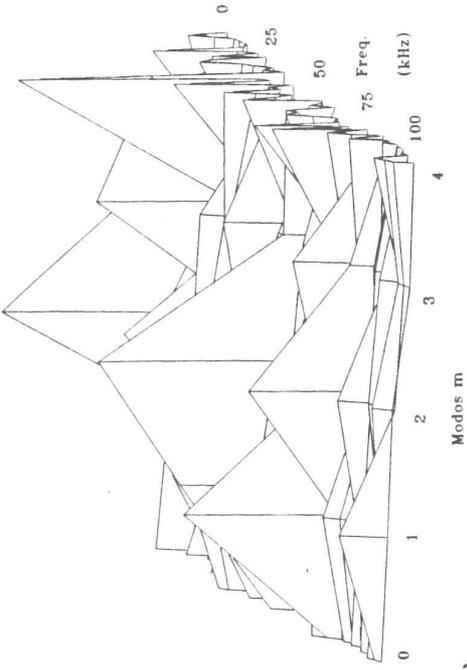
(b)

Pulso U151 - Pot. Espectral P(m,f) Logo Apos a Aplicacao do CHR 2/1



(c)

Pulso U151 - Pot. Espectral P(m,f) Apos a Aplicacao do CHR 2/1



(d)

Pulso U151 - Pot. Espectral P(m,f) Apos a Aplicacao do CHR 2/1

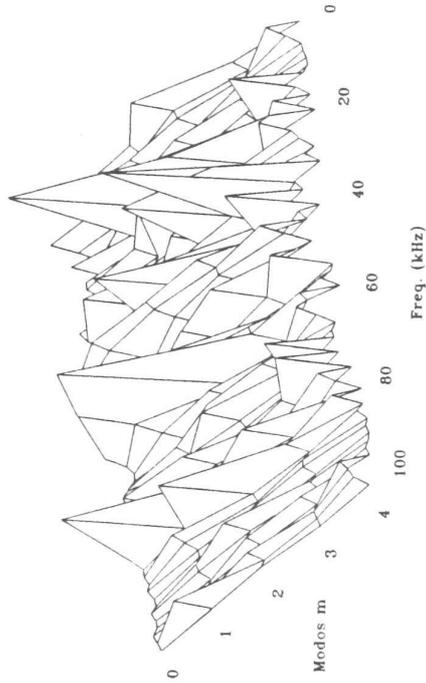


Fig. 29 - Potência Espectral P(m,f) calculada imediatamente após (e), (f) e no intervalo seguinte (g), (h) a aplicação do CHR 2/1.

menor passa a prevalecer um comportamento bastante desordenado na potência espectral, sem que se consiga destacar claramente um modo como sendo o dominante. Este comportamento poderia talvez justificar o longo período em que o plasma se encontra bastante estável ($3,3 \text{ ms} \leq t \leq 6,0 \text{ ms}$) quando não se verifica a presença de estruturas nas oscilações de Mirnov e nem no sinal da tensão de enlace (fig. 26.b).

Ainda tratando da inibição das oscilações de Mirnov por CHR, pode-se mostrar, como último exemplo, o pulso da figura 30, no qual foi aplicado campos helicoidais externos com helicidade 2/1, só que agora o arranjo utilizado corresponde ao mostrado na figura 14.a, cuja composição dos modos favorece a componente $m = 2$ (fig. 16.a). A intensidade da corrente helicoidal no sistema de malhas foi de 250 A, com duração de 1 ms, a partir de $t = 2 \text{ ms}$ (fig. 30.f), cujo efeito sobre as oscilações de Mirnov pode ser visto na figura 31. A evolução temporal das oscilações de Mirnov relativa a uma bobina e a correspondente decomposição nos vários modos MHD, no intervalo entre 1,30 ms e 3,86 ms, é mostrada na figura 32, onde se observa novamente que todas as componentes foram inibidas após a atuação da perturbação externa.

O cálculo das potências espectrais para este pulso foi efetuado nos seguintes intervalos de tempo: 1,3 ms - 1,94 ms, 2,13 ms - 2,76 ms e 3,18 ms - 3,81 ms, representando os momentos antes, durante e após a aplicação do CHR, respectivamente, sendo os resultados mostradas na figura 33.

Desta figura observa-se que antes da aplicação do CHR (fig. 33.a e 33.b) o modo $m = 2$ é claramente o dominante, com os outros modos aparecendo com intensidades bem menores. Com a aplicação da perturbação 2/1, obedecendo a primeira configuração (fig. 14.a), observa-se que o modo $m = 2$ torna-se um modo secundário, com amplitude bastante reduzida se comparada aos

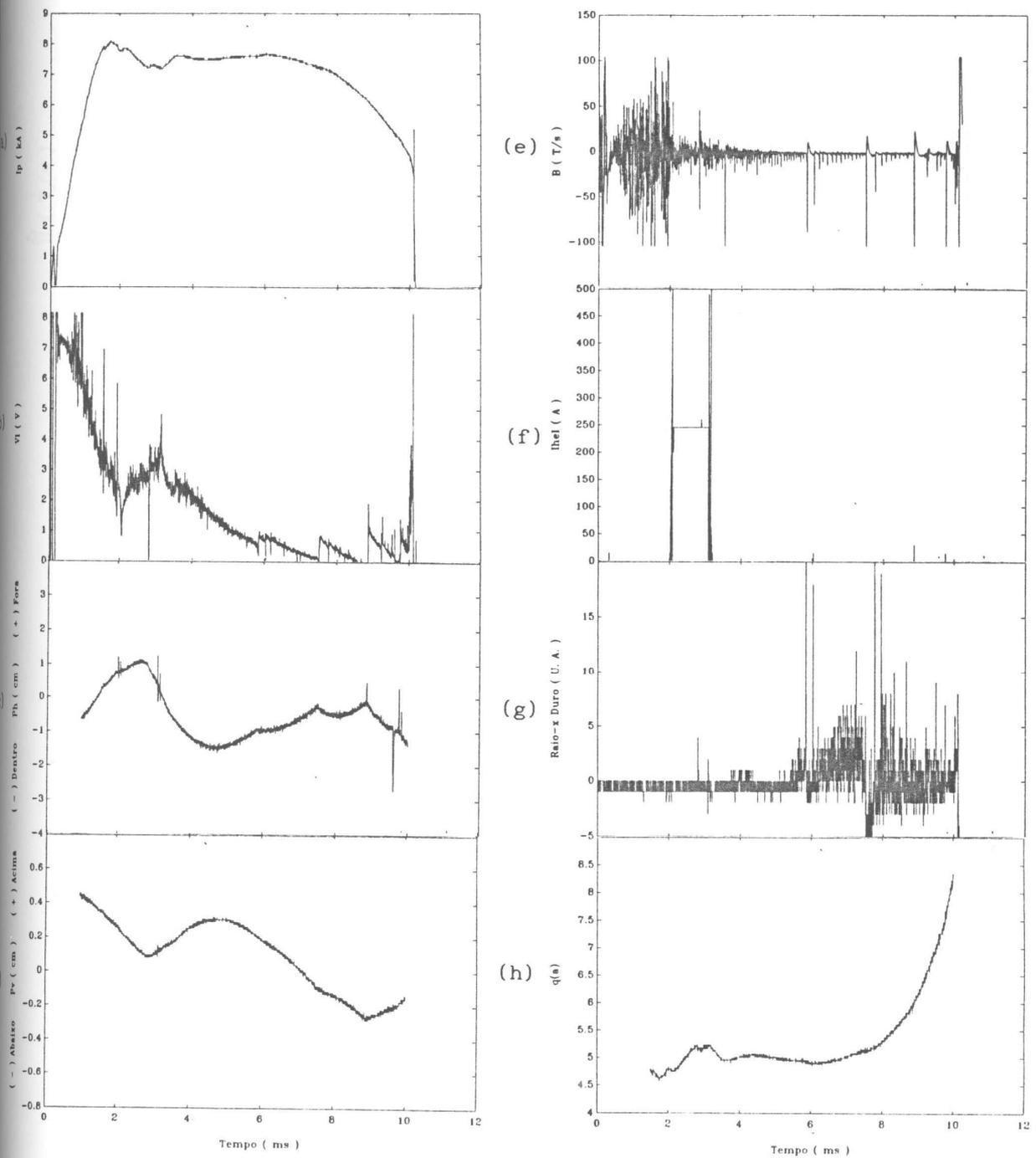


Fig. 30 - Perfis temporais das principais grandezas do pulso U075, onde se aplicou uma perturbação helicoidal externa 2/1 com I_{hel} de 250 A.

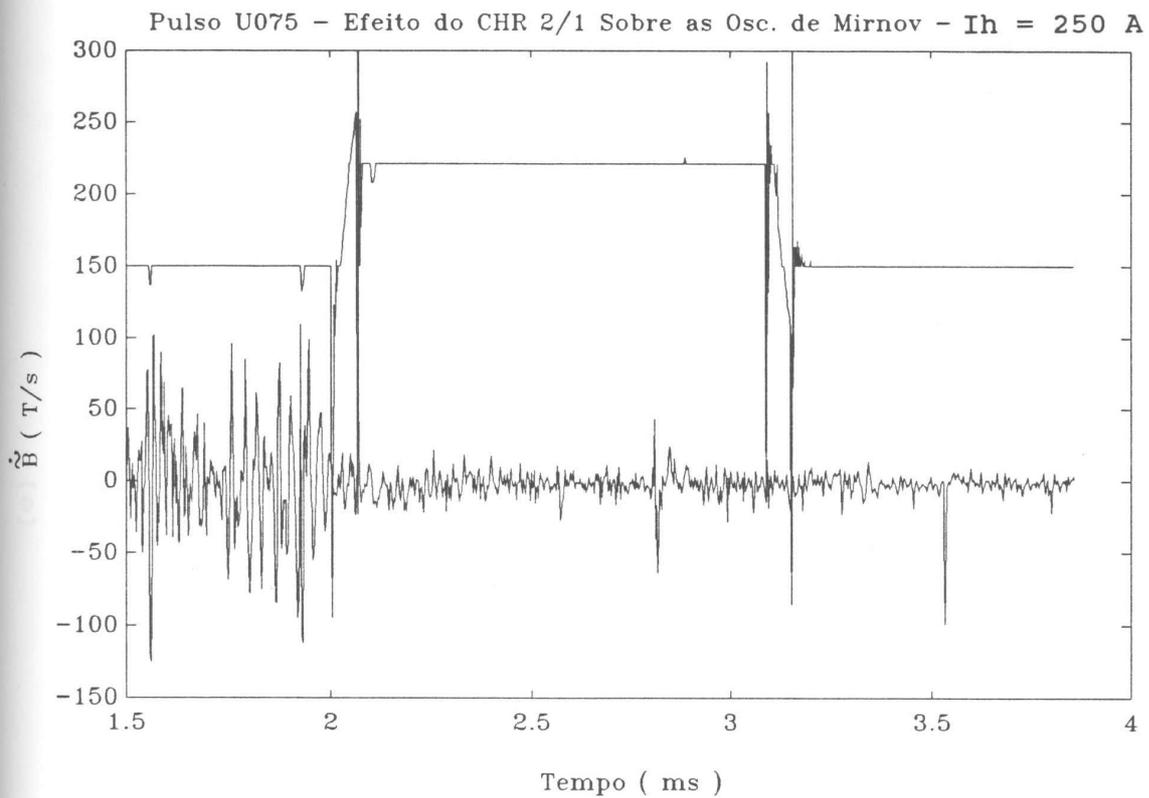


Fig. 31 - Efeito do CHR 2/1 sobre as oscilações de Mirnov.

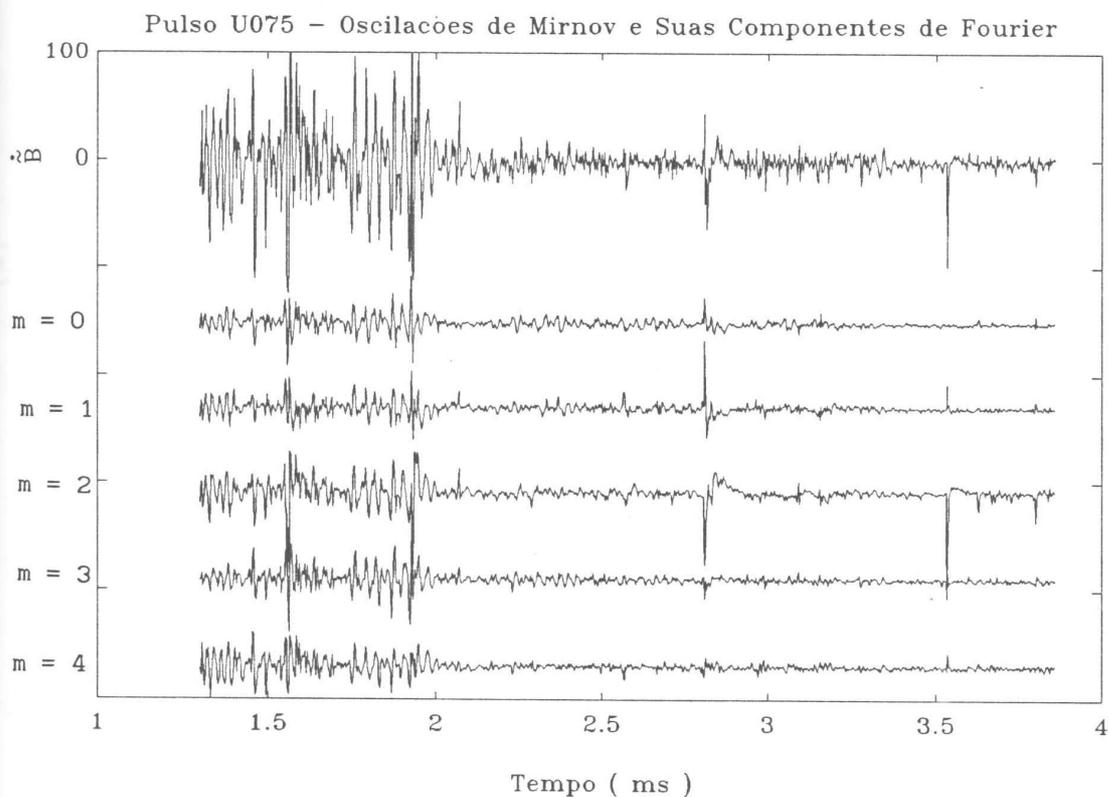
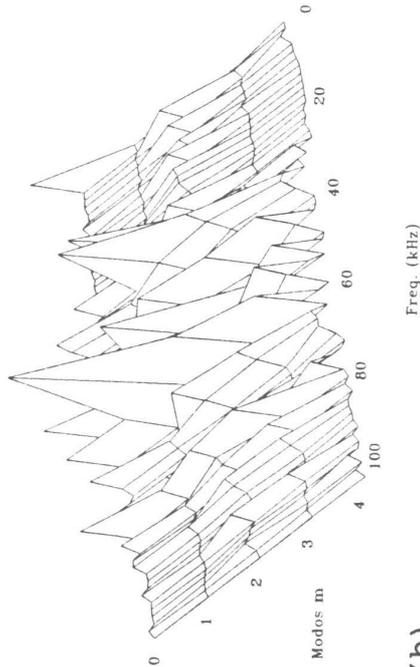


Fig. 32 - Oscilações de Mirnov e suas componentes de Fourier.

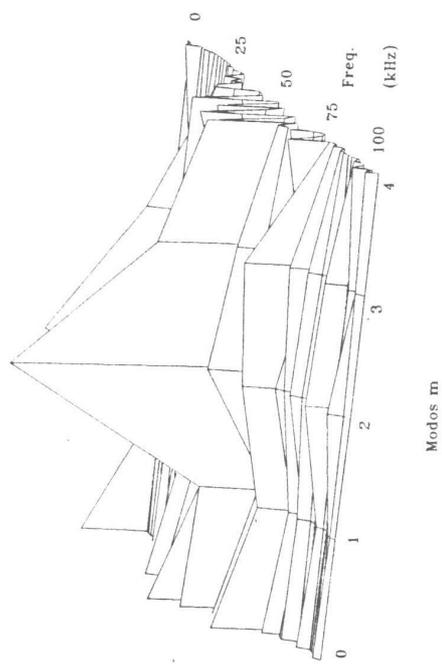
(a)

Pulso U075 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicacao do CHR 2/1



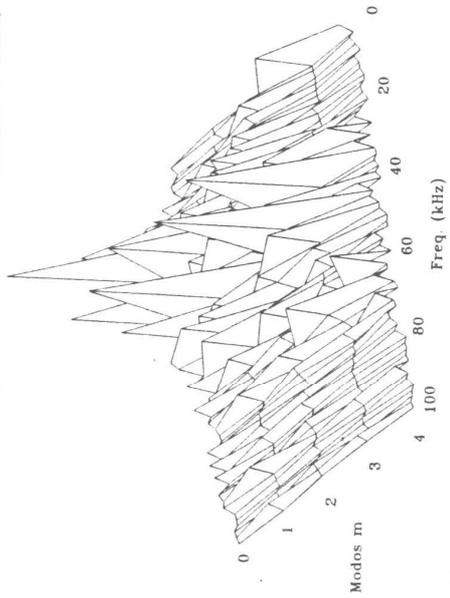
(b)

Pulso U075 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicacao do CHR 2/1



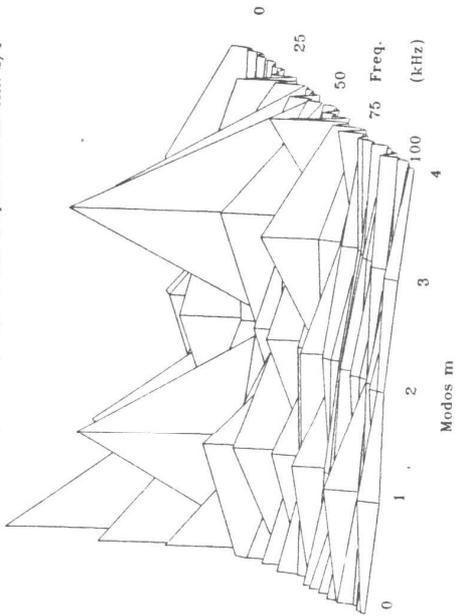
(c)

Pulso U075 - Pot. Espectral P(m,f) Durante a Aplicacao do CHR 2/1



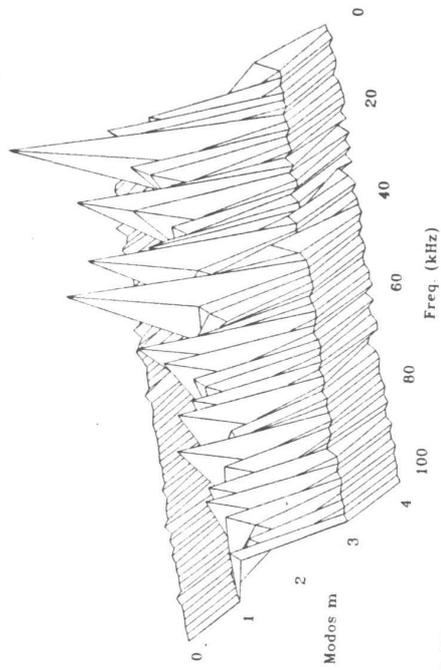
(d)

Pulso U075 - Pot. Espectral P(m,f) Durante a Aplicacao do CHR 2/1



(e)

Pulso U075 - Pot. Espectral P(m,f) Apos a Aplicacao do CHR 2/1



(f)

Pulso U075 - Pot. Espectral P(m,f) Apos a Aplicacao do CHR 2/1

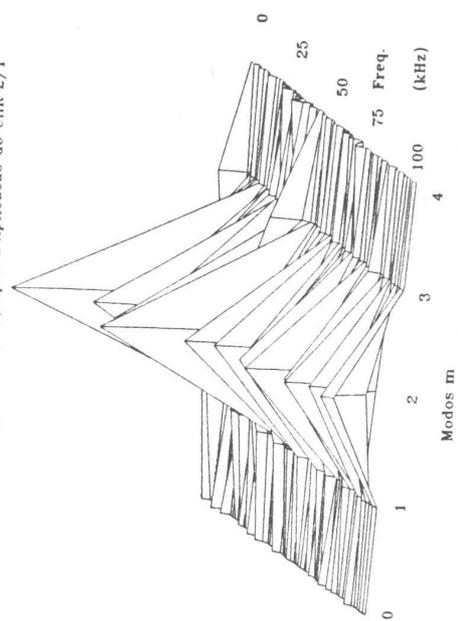


Fig. 33 - Potência Espectral P(m,f) calculada antes (a), (b), durante (c), (d) e após (e), (f) a aplicação do CHR 2/1.

outros modos. O mais interessante, no entanto, é notar que após a aplicação do CHR o modo $m = 2$ não apenas volta a crescer como também passa a ser o único modo destacável no espectro de potência, abrangendo praticamente todo o intervalo de frequências. Esse comportamento do modo $m = 2$, após a aplicação do CHR, já foi constatado no pulso anteriormente apresentado, quando foi associado às causas de uma disruptura menor. Neste pulso, a predominância do modo $m = 2$ em todas as frequências é ainda mais nítida e, com maior razão, é possível relacioná-lo com a disruptura menor que ocorre no instante $t = 3,55$ ms (fig. 30).

V.3 - ATIVAÇÃO DAS OSCILAÇÕES MHD

Nos pulsos mostrados anteriormente, a intensidade da corrente helicoidal se situava entre 150 A e 250 A, quando se observou algum amortecimento na amplitude das oscilações MHD. Dadas as condições de equilíbrio do plasma, não muito satisfatórias em todas as seções de tomada de dados, frequentemente se observava que quando a amplitude da perturbação helicoidal externa era mais intensa, ou seja, para correntes superiores a 400 A, era comum ocorrer um aumento na amplitude das oscilações MHD e uma rápida destruição da coluna de plasma, ainda durante a atuação da perturbação externa.

O pulso da figura 34 é um exemplo típico dessa situação. Uma corrente helicoidal de 450 A, correspondente ao arranjo 4/1, foi acionada no instante $t = 1,7$ ms com duração prevista de 2 ms (fig. 34.f). Porém, no instante $t \approx 2,7$ ms, é verificada a ocorrência de uma disruptura maior, destruindo completamente a coluna de plasma (fig. 34.a). O efeito desta perturbação helicoidal externa sobre as oscilações de Mirnov, pode ser mais

facilmente verificada nos sinais temporalmente expandidos da figura 35. A atuação do CHR 4/1 provoca um aumento da amplitude da atividade MHD e observa-se também um rápido crescimento das oscilações precursoras às disrupturas que ocorrem em $t \approx 1,92$ ms (disruptura menor) e $t \approx 2,68$ ms (disruptura externa maior). Na figura 36 é apresentado o comportamento que cada componente MHD possui ao longo do tempo.

Devido a ocorrência de disruptura enquanto se aplicava o CHR, será interessante efetuar uma análise deste pulso dividindo-o em dois intervalos de tempo, um em torno da primeira disruptura e outro a partir desta até o fim da descarga.

Na figura 37 pode-se observar a potência espectral calculada para os seguintes intervalos de tempo: 1,00 ms - 1,64 ms, 1,80 ms - 2,10 ms e 2,10 ms - 2,68 ms, representando os momentos antes da aplicação do CHR, em torno da primeira disruptura e em torno da disruptura final, respectivamente. Percebe-se claramente que o CHR provocou uma forte alteração no espectro, de forma que logo após a aplicação do CHR, em torno da primeira disruptura, prevalece oscilações de alta frequência (em torno de 90 kHz - fig. 37.c e 37.d), enquanto que antes da aplicação prevaleciam frequências entre 20 kHz e 50 kHz (fig. 37.a e 37.b). Para melhor identificar os modos e as condições relacionadas com o desenvolvimento da primeira disruptura, efetuou-se cálculos da potência espectral considerando-se um pequeno intervalo de tempo imediatamente antes da disruptura (com ela incluída), e outro abrangendo o trecho que lhe segue, o que corresponde aos intervalos: 1,86 ms - 1,95 ms e 1,96 ms - 2,09 ms, respectivamente. Os resultados obtidos são mostrados na figura 38. A principal alteração observada é que, enquanto o modo $m = 2$ está presente de uma maneira intensa no primeiro intervalo, após a ocorrência da disruptura, ele se torna, comparativamente, um modo secundário. Isto pode indicar que seu

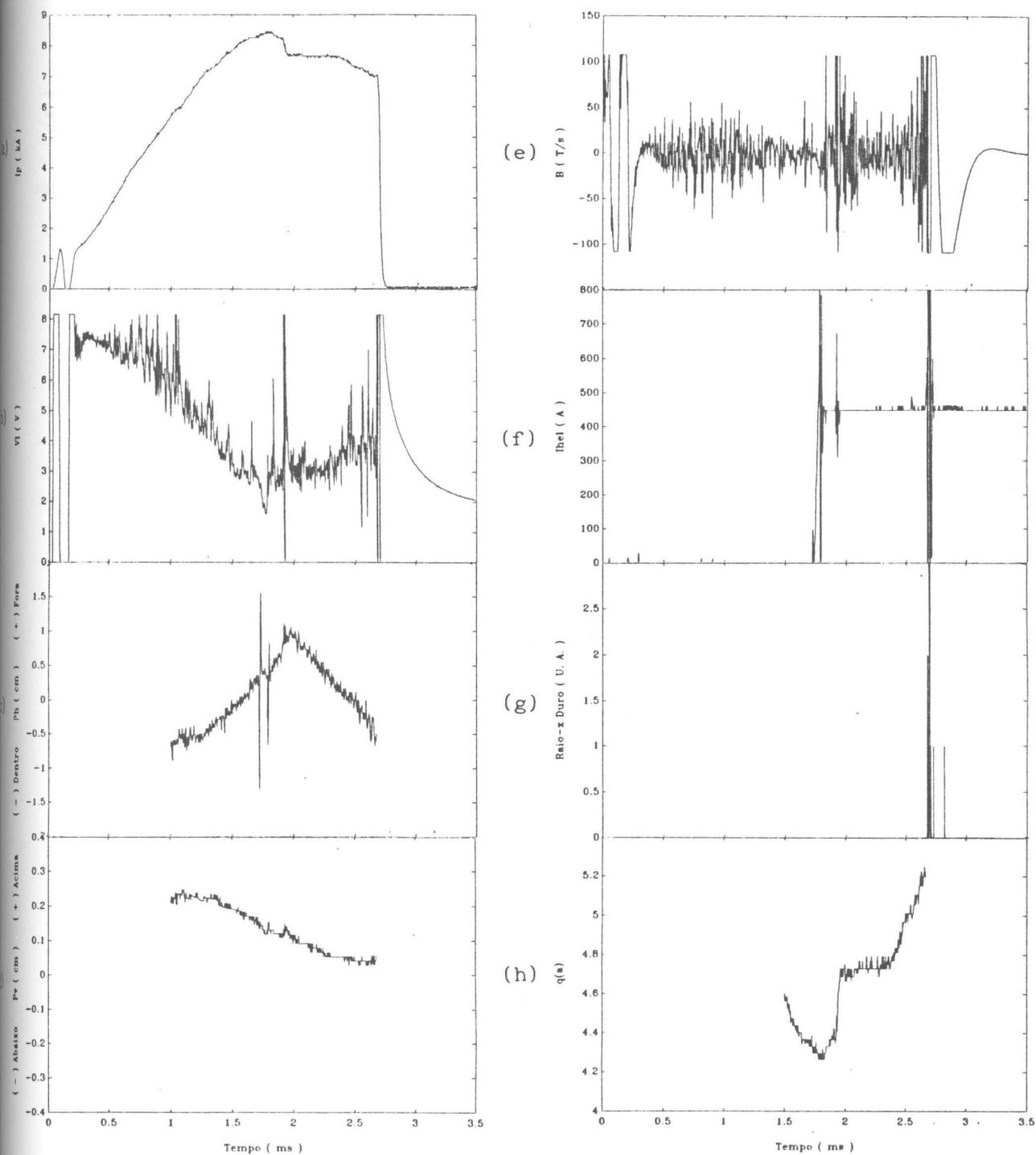


Fig. 34 - Perfis temporais das principais grandezas do pulso I762, onde foi aplicada uma perturbação helicoidal 4/1 com I_{hel} de 450 A.

Pulso I762 - Efeito do CHR 4/1 Sobre as Osc. de Mirnov - $I_h = 450$ A

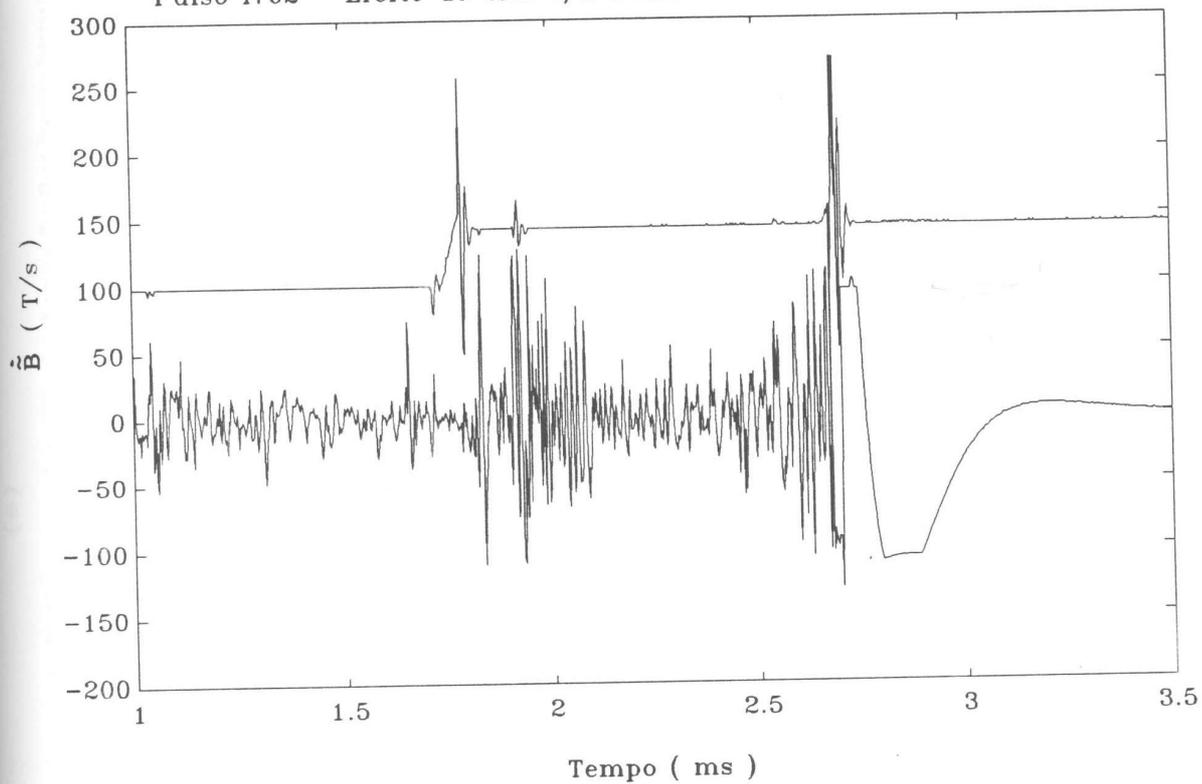


Fig. 35 - Efeito do CHR 4/1 sobre as oscilações de Mirnov.

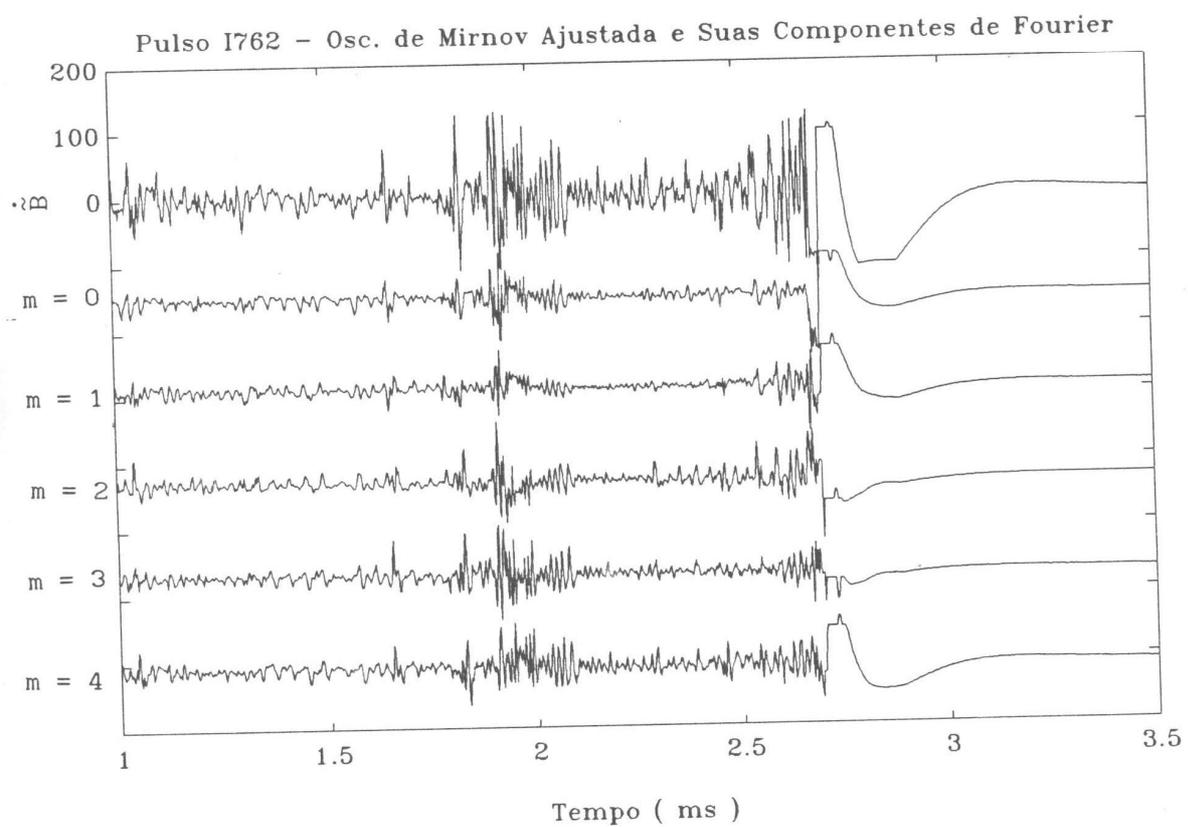
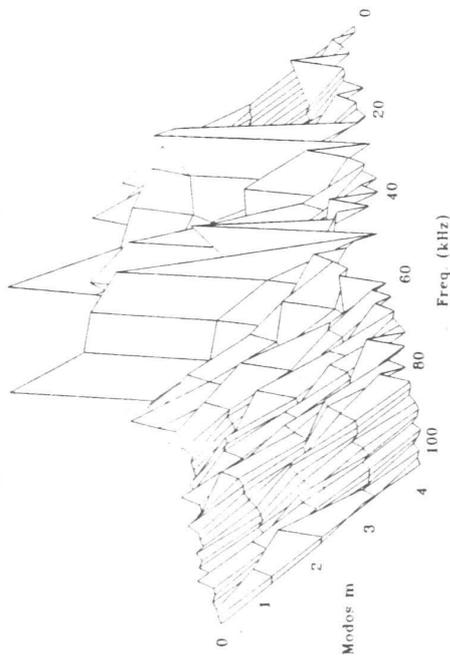


Fig. 36 - Oscilações de Mirnov e suas componentes de Fourier.

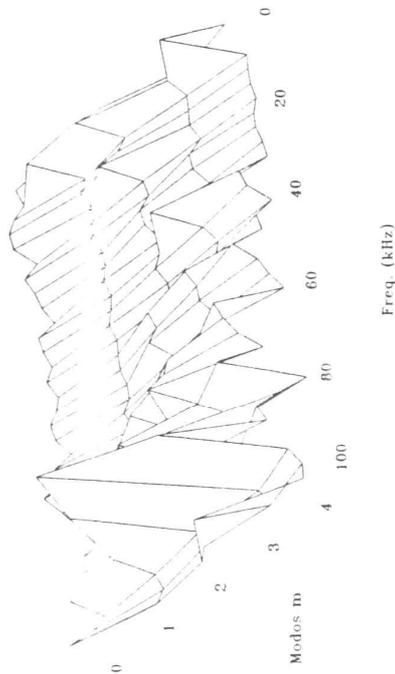
(a)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicação do CHR 4/1



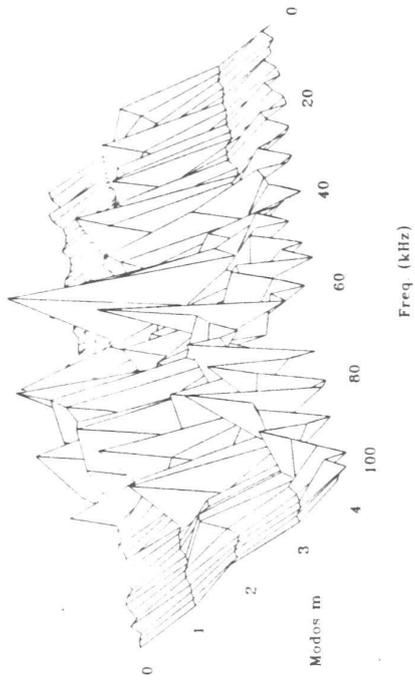
(c)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) no Primeiro Intervalo do CHR 4/1



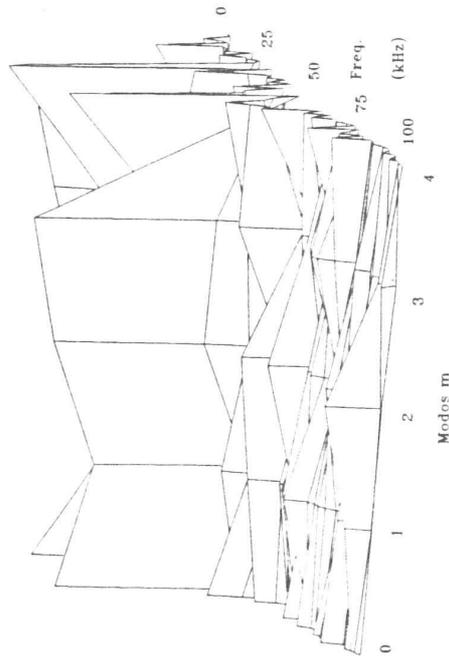
(e)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) no Segundo Intervalo do CHR 4/1



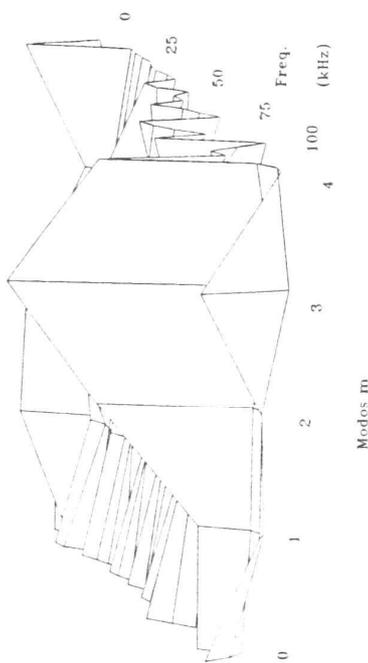
(b)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicação do CHR 4/1



(d)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) no Primeiro Intervalo do CHR 4/1



(f)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) no Segundo Intervalo do CHR 4/1

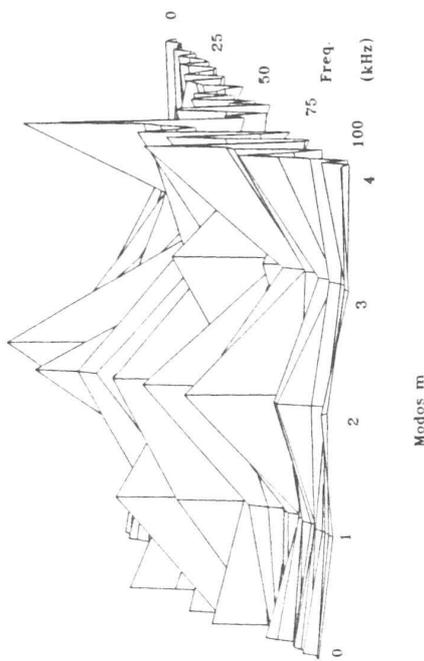


Fig. 37 - Potência Espectral P(m,f) calculada antes da aplicação da perturbação externa (a), (b), no primeiro (c), (d) e segundo (e), (f) intervalos de atuação do CHR 2/1.

desenvolvimento (e provável acoplamento com os outros modos, uma vez que possuem picos de intensidade nas mesmas frequências - fig. 38.a e 38.b), tenha sido, neste caso, o responsável pelo fenômeno disruptivo observado.

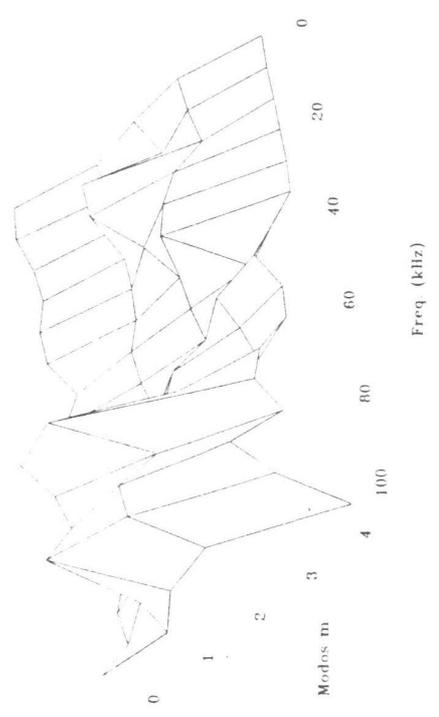
As principais grandezas do plasma medidas no momento desta disruptura podem ser vistas nos sinais da figura 39, expandidas temporalmente de forma a abranger um intervalo de apenas 200 μ s. Observa-se que no momento da disruptura a corrente de plasma sofre uma diminuição de aproximadamente 600 A (fig. 39.a), o que corresponde a uma variação de 7 % do seu valor. Simultaneamente é observado que surge um pico negativo na tensão de enlace (fig. 39.b).

Da mesma forma que foi visto na potência espectral, percebe-se que a componente $m = 2$ das oscilações de Mirnov cresce rapidamente a partir de 1,88 ms (fig. 39.e), bem como o modo $m = 3$ (fig. 39.f), que no entanto, após a disruptura, permanece com amplitudes maiores por um período de tempo um pouco mais longo, justificando o espectro de potência observado anteriormente, figura 38. A manifestação da disruptura também pode ser observada nas camadas mais internas do plasma, uma vez que a amplitude do modo $m = 1$ cresce neste instante, provocando um brusco esfriamento da região central da coluna, como pode ser visto no sinal do raio-x mole (fig. 39.c). O desenvolvimento destes modos, tal como ocorre, indica que realmente pode ter havido o acoplamento entre eles, de uma maneira global, como também observado por Huo Yuping e colaboradores [25-28], e conseqüentemente o desencadeamento desta disruptura externa menor.

Na última etapa da descarga, evidencia-se a importância da contribuição do modo $m = 2$ para a ocorrência da disruptura maior, uma vez que a potência espectral correspondente, mostrada na figura 37.e e 37.f, assume um largo espectro de frequências e sua

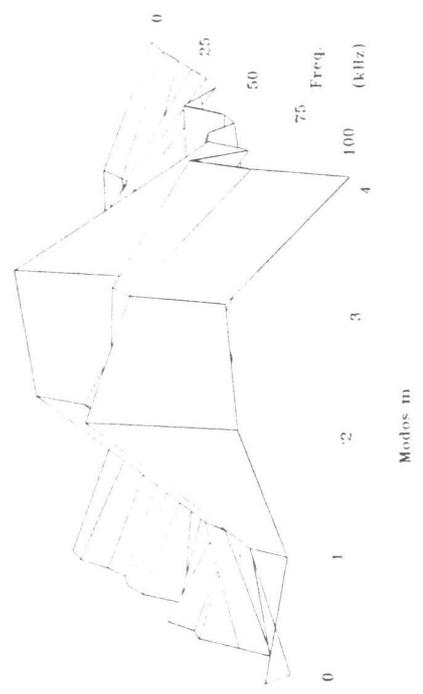
(a)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) Durante a Disruptura Inicial



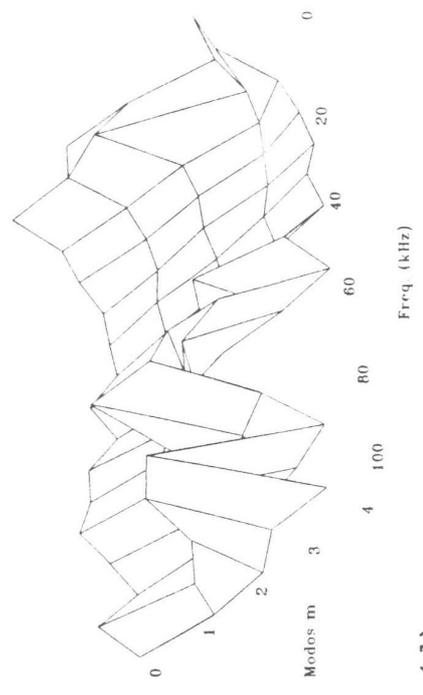
(b)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) Durante a Disruptura Inicial



(c)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) Após a Disruptura Inicial



(d)

Pulso I762 - Pot. Espectral P(m,f) Após a Disruptura Inicial

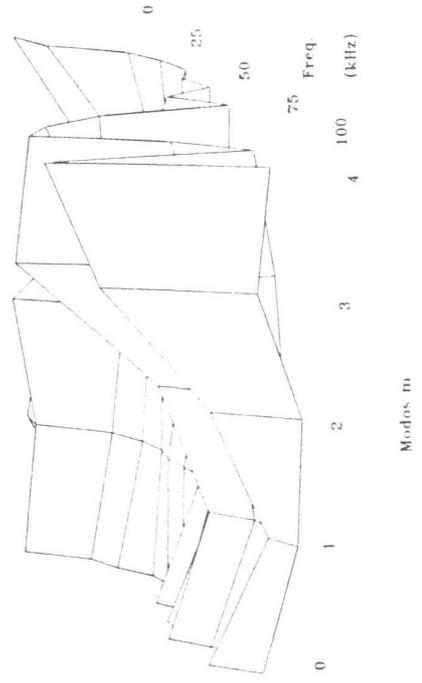


Fig. 38 - Potência Espectral P(m,f) calculada durante (a), (b), e após (c), (d) a ocorrência da disruptura externa menor.

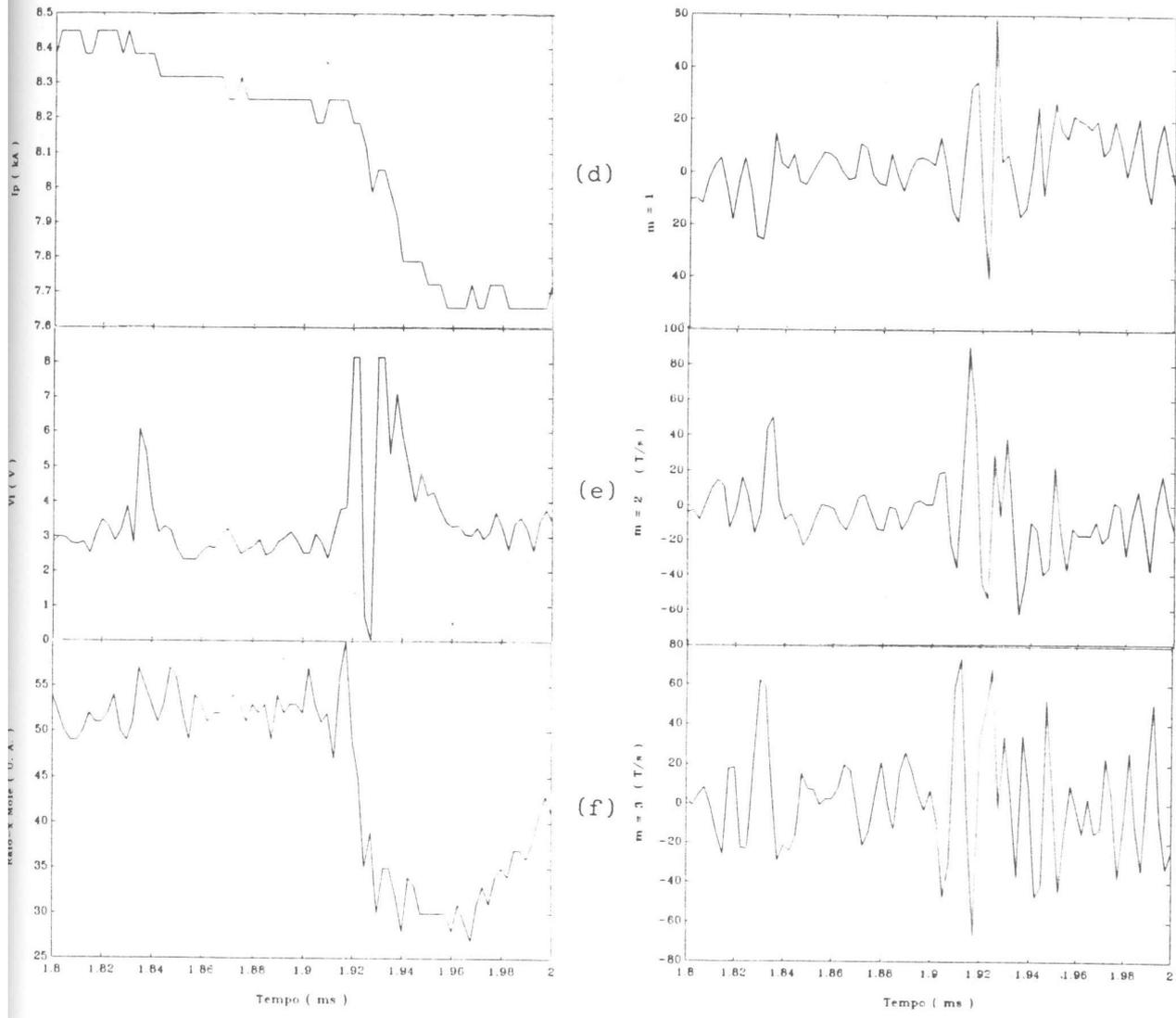


Fig. 39 - Perfís de algumas grandezas do plasma no instante em que ocorre a disruptura externa menor.

amplitude se destaca comparativamente às outras.

Para se realizar uma análise mais detalhada deste trecho da descarga, calculou-se a potência espectral dos modos num estreito intervalo de tempo que antecede o colapso final da coluna de plasma, considerando-se para isto o intervalo 2,50 ms - 2,68 ms, conforme mostrado na figura 40. É interessante observar que embora o modo $m = 2$ se encontre de forma dominante, com espectro de frequências largo, também se percebe a participação importante do modo $m = 1$, sugerindo que o desenvolvimento conjunto desses dois modos, que oscilam com a mesma frequência pode, talvez, ser considerado a causa mais provável da ocorrência da disruptura externa maior observada.

Os perfis temporais correspondentes a algumas das principais grandezas deste pulso, no momento da disruptura final, são mostrados na figura 41. É interessante observar nos sinais das bobinas magnéticas toroidais de Mirnov (fig. 41.c), que eles oscilam em oposição de fase durante todo o pulso. Entretanto, nos instantes finais da descarga, após se observar o primeiro pico negativo na tensão de enlace (fig. 41.b), eles passam a oscilar em fase indicando a presença de modos com $n = 2$, até que um novo pico negativo na tensão de enlace é observado. Neste curto período de tempo, a corrente de plasma, apesar de estar começando a diminuir, ainda é bastante intensa, superior a 6 kA (fig. 41.a). Deve-se ressaltar que esta é a primeira vez que modos com valores de $n \neq 1$ são observados nos pulsos do TBR-1, embora tal fato já tenha sido constatado em outras máquinas, como por exemplo na referência [30], onde é observado no tokamak TOSCA o crescimento do modo $m/n = 3/2$ nos instantes em que ocorre disrupturas externas maiores e menores.

Finalmente, do sinal correspondente à posição horizontal da coluna de plasma (fig. 41.d), pode-se verificar um gradual

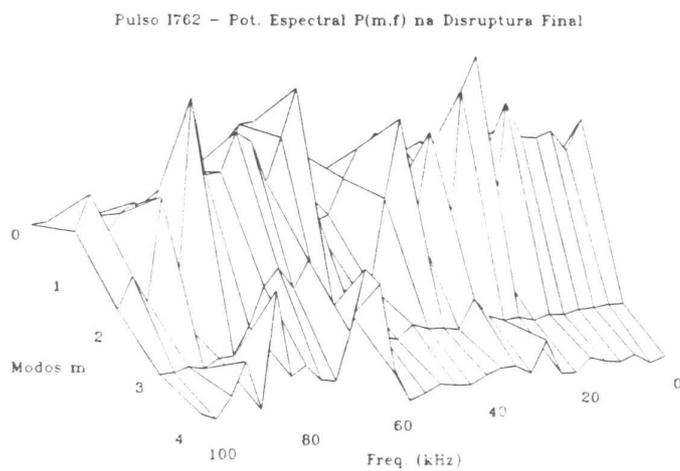
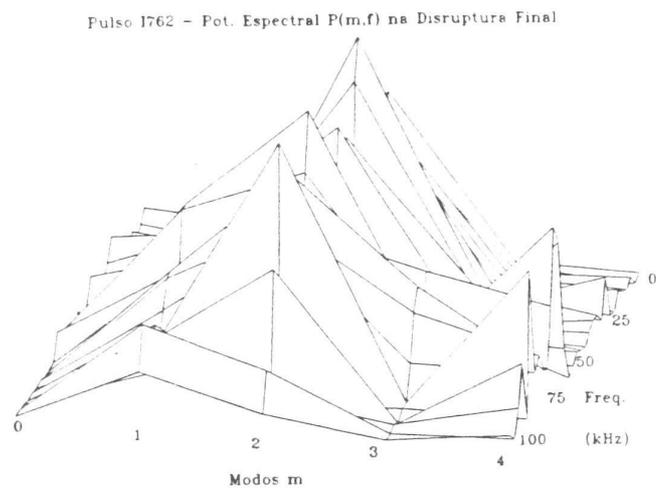


Fig. 40 - Potência espectral calculada no instante da disruptura externa maior.

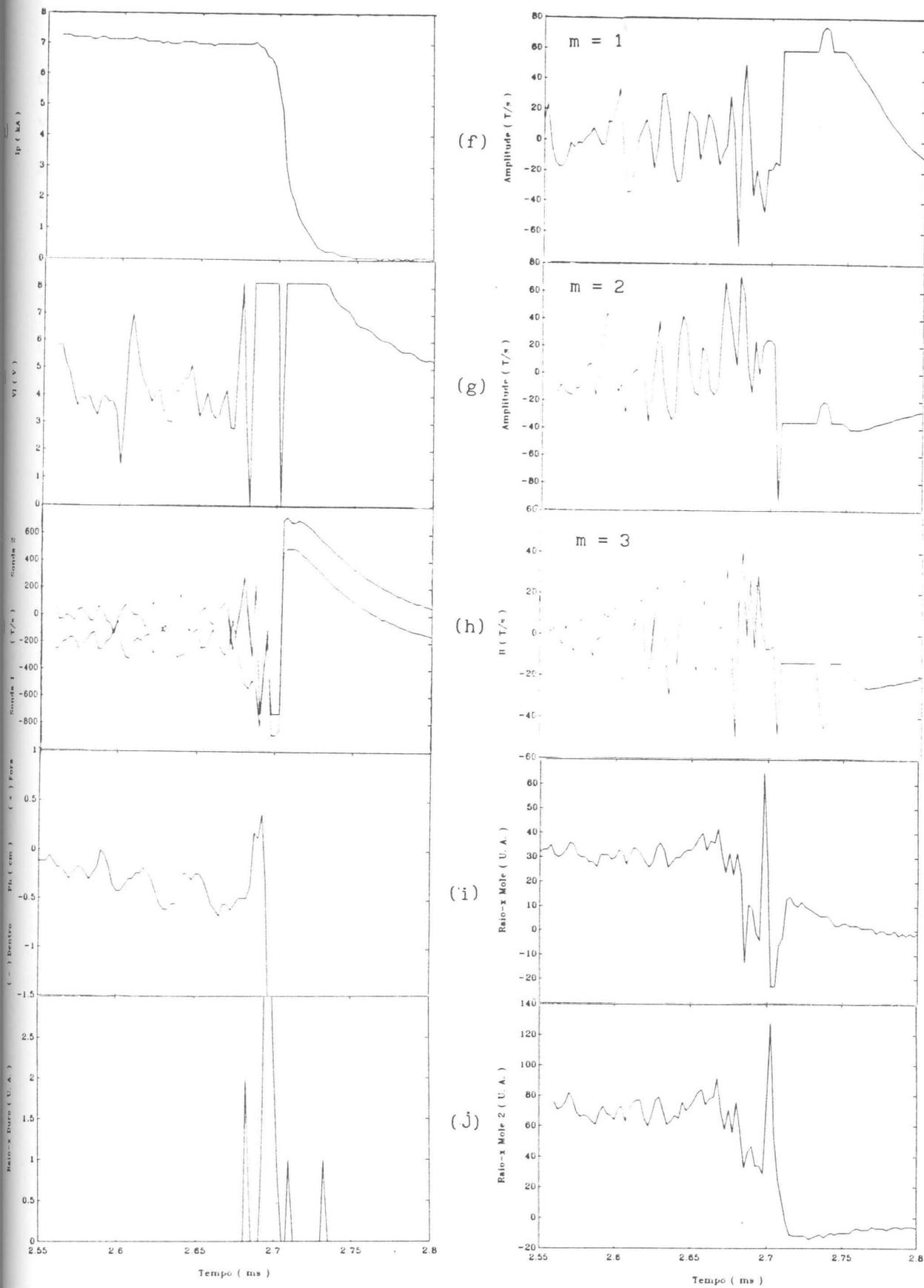


Fig. 41 - Perfis temporais de algumas grandezas no instante em que ocorre a disruptura externa maior.

deslocamento da coluna de plasma em direção à região interna do vaso, nos instantes que antecedem a disruptura externa maior. No momento em que aparece o primeiro pico negativo na tensão de enlace, observa-se uma intensa emissão de raio-x duro conjuntamente a um momentâneo deslocamento da coluna em direção ao lado externo do vaso. A seguir ocorre um deslocamento para dentro, causando uma forte interação da coluna com o limitador provocando uma emissão bastante intensa de raio-x duros.

Um outro pulso no qual também se observou a ativação das oscilações de Mirnov, devido a atuação de campos helicoidais externos, é apresentado na figura 42. Neste caso, foi utilizado um arranjo 2/1 na sua segunda configuração (fig. 14.b) e uma corrente helicoidal, com amplitude de 550 A, foi aplicada no instante $t = 2$ ms, com duração prevista de 0,8 ms (fig. 43).

Utilizando novamente o programa MHD-FOUR nas bobinas poloidais, obteve-se a evolução temporal das oscilações de Mirnov no intervalo entre 1,5 ms e 3,5 ms, conforme mostra a figura 44.

A potência espectral correspondente aos modos de oscilação obtidos através da decomposição de Fourier, nos intervalos de tempo 1,5 ms - 2,12 ms e 2,12 ms - 2,78 ms, representando os momentos antes e durante a aplicação do CHR, respectivamente, é mostrada na figura 45. Mais uma vez se observa que antes da aplicação da perturbação externa o espectro se encontra relativamente centrado em frequência, sem a presença de qualquer modo dominante e com picos mais intensos abrangendo a faixa de 30 kHz à 65 kHz (fig. 45.a e 45.b). Após a entrada do CHR, as componentes $m = 3$ e $m = 4$ são inibidas e o modo $m = 2$ passa a ser o único a se destacar no espectro de potência, indicando ser a perturbação responsável pela disruptura maior que ocorre em $t \approx 2,75$ ms.

Na figura 46 é mostrado a evolução temporal dos sinais de

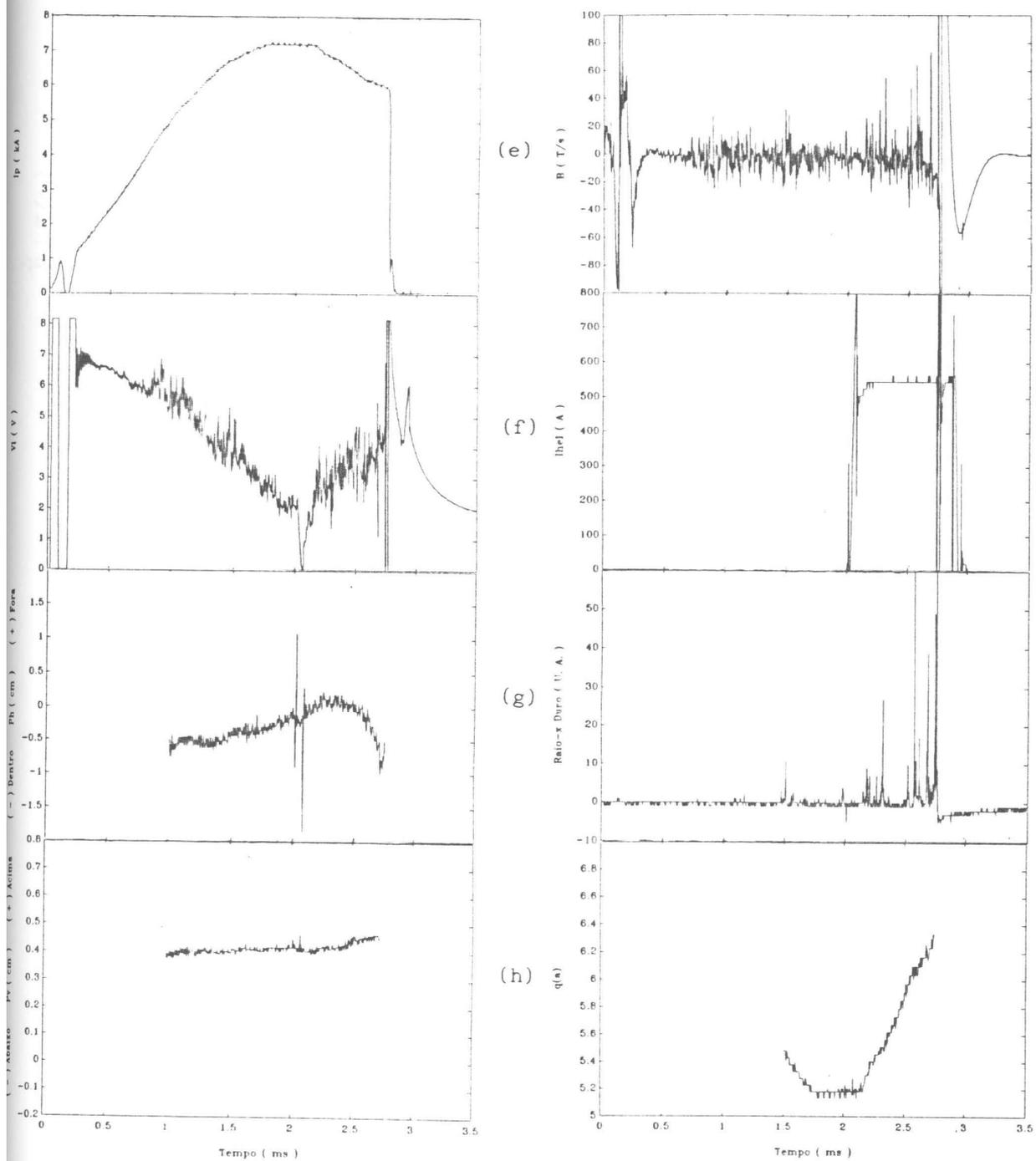


Fig. 42 - Perfis temporais das principais grandezas do pulso U196, onde se aplicou uma perturbação helicoidal externa 2/1 com I_{hel} de 550 A.

Pulso U196 - Efeito do CHR 4/1 Sobre as Osc. de Mirnov - $I_h = 450$ A

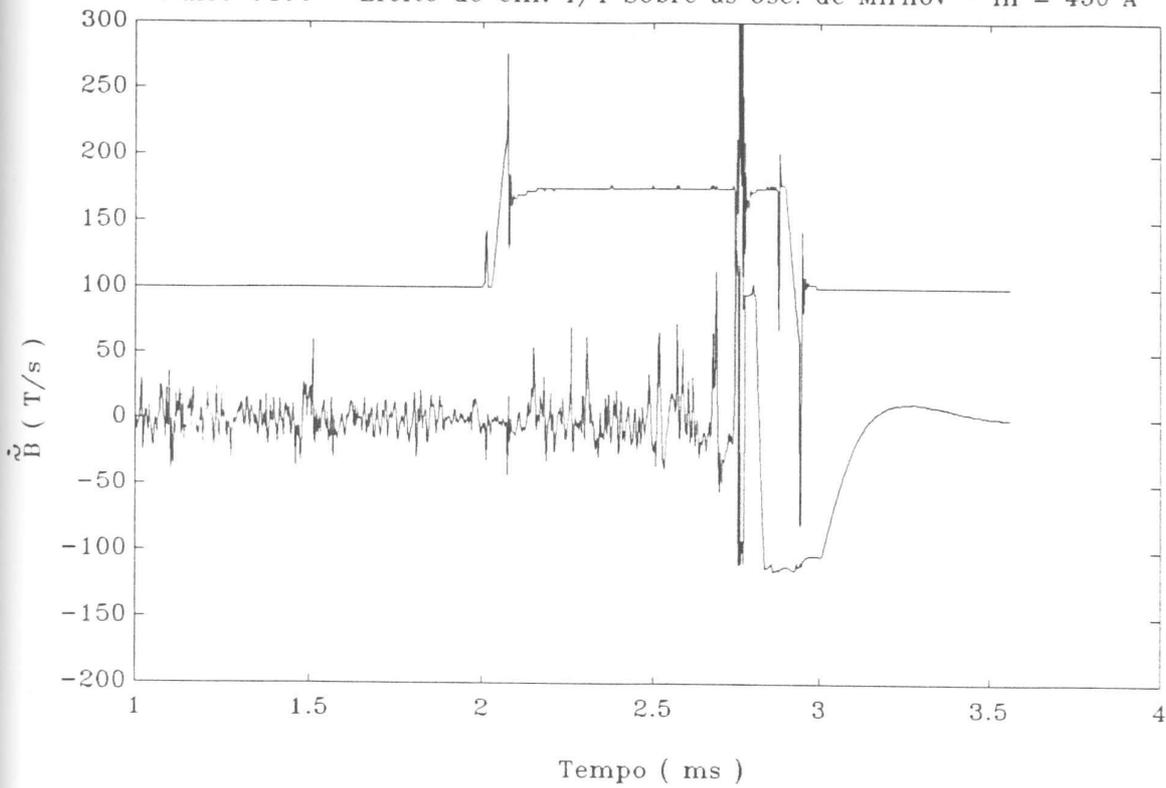


Fig. 43. - Efeito do CHR 2/1 sobre as oscilações de Mirnov.

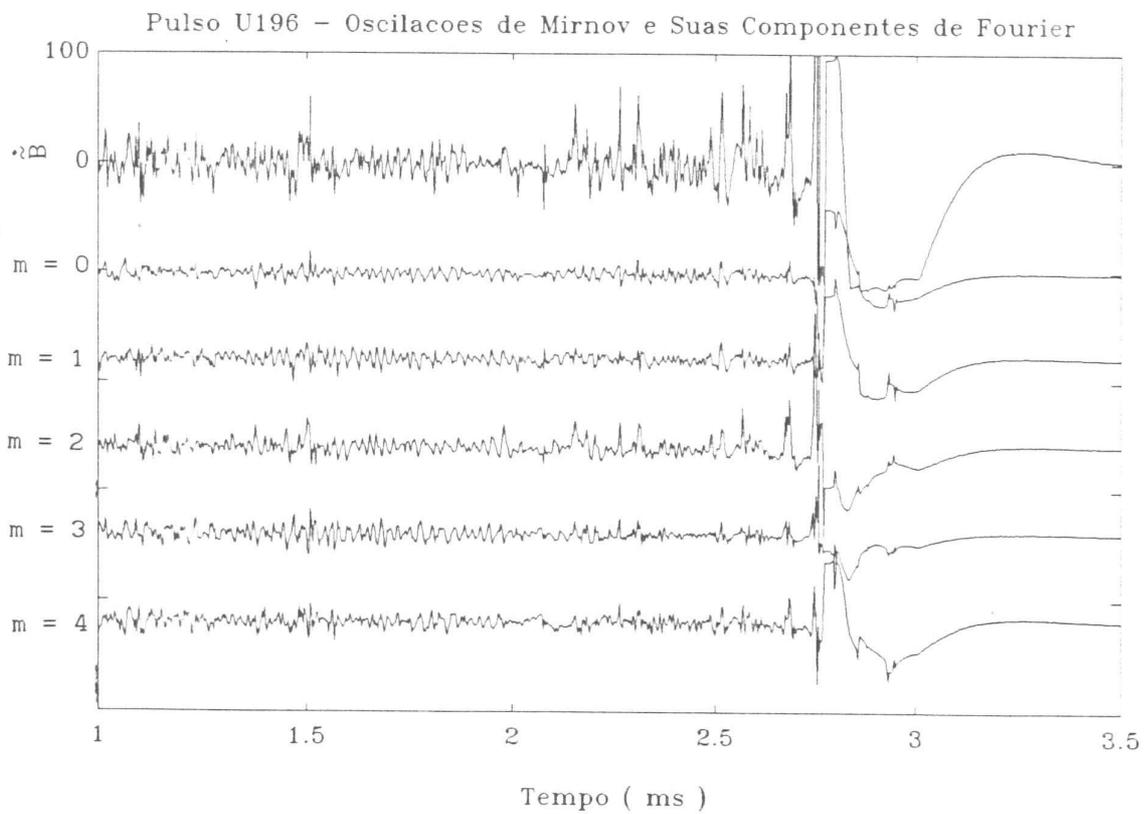
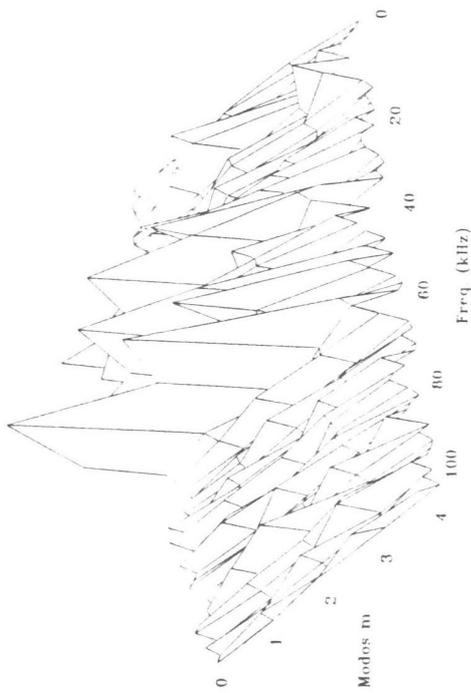


Fig. 44 - Oscilações de Mirnov e suas componentes de Fourier.

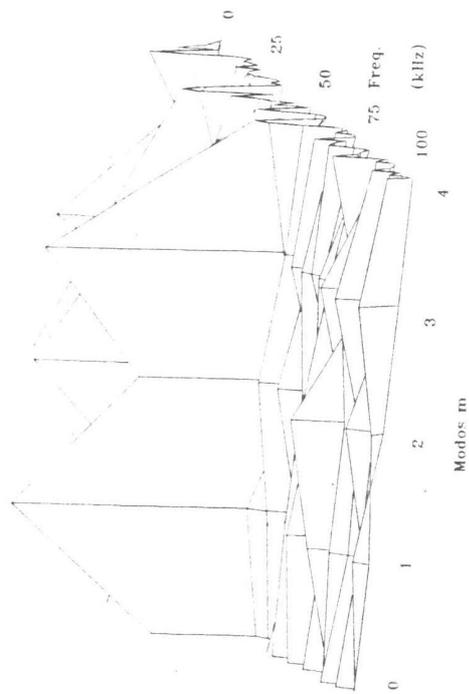
(a)

Pulso U196 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicação do CHR 2/1



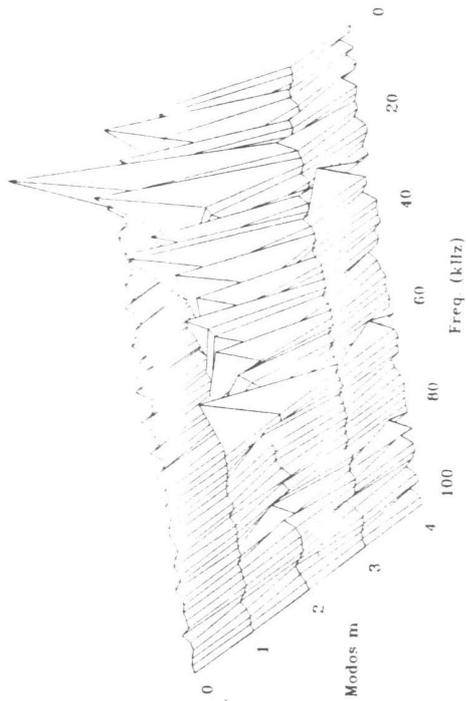
(b)

Pulso U196 - Pot. Espectral P(m,f) Antes da Aplicação do CHR 2/1



(c)

Pulso U196 - Pot. Espectral P(m,f) Durante a Aplicação do CHR 2/1



(d)

Pulso U196 - Pot. Espectral P(m,f) Durante a Aplicação do CHR 2/1

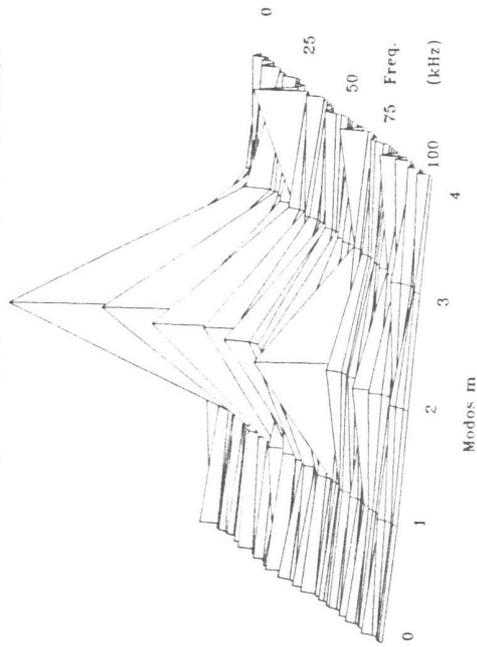


Fig. 45 - Potência Espectral P(m,f) calculada antes (a), (b) e durante (c), (d) a aplicação do CHR 2/1.

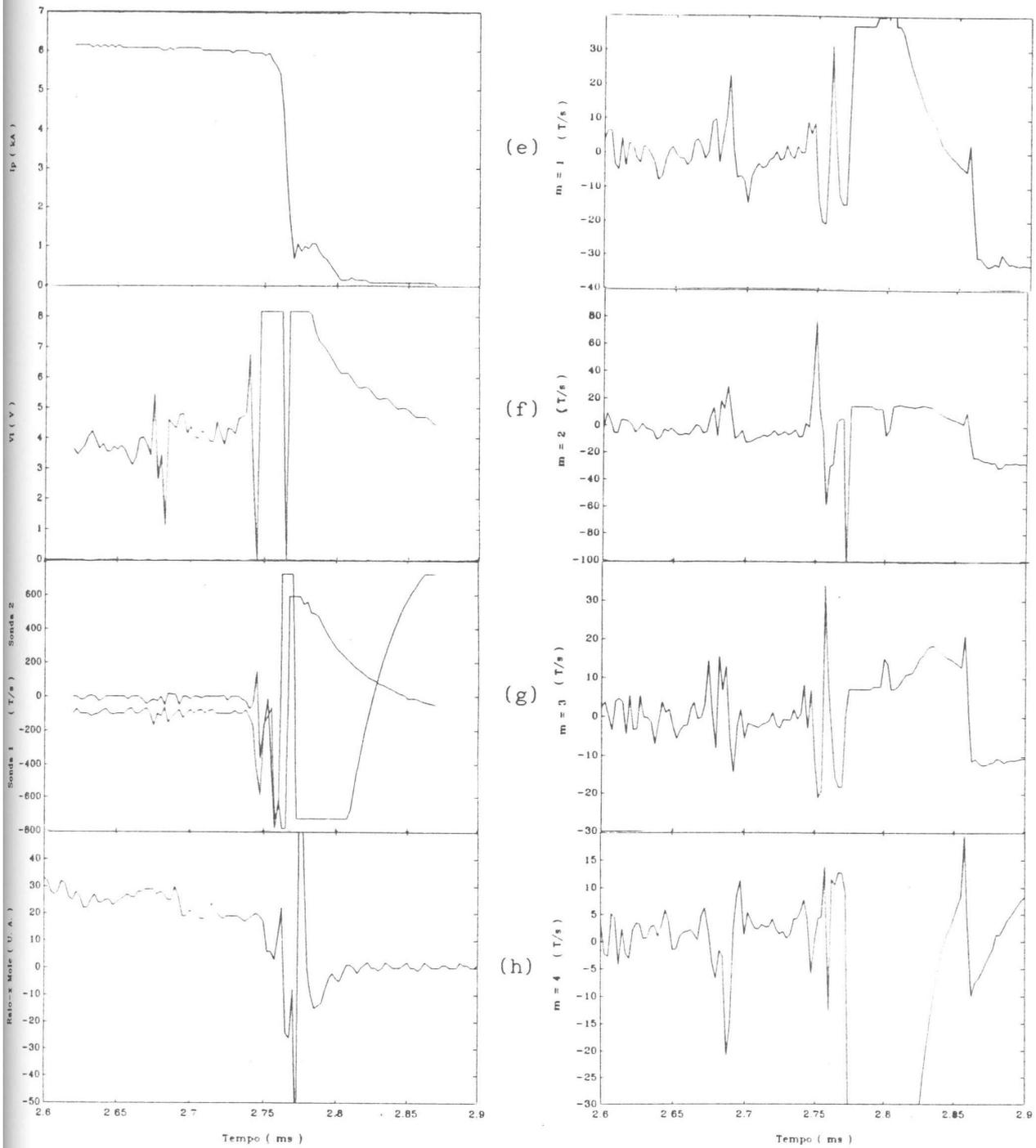


Fig. 46 - Perfis temporais de algumas grandezas no instante da disruptura externa maior.

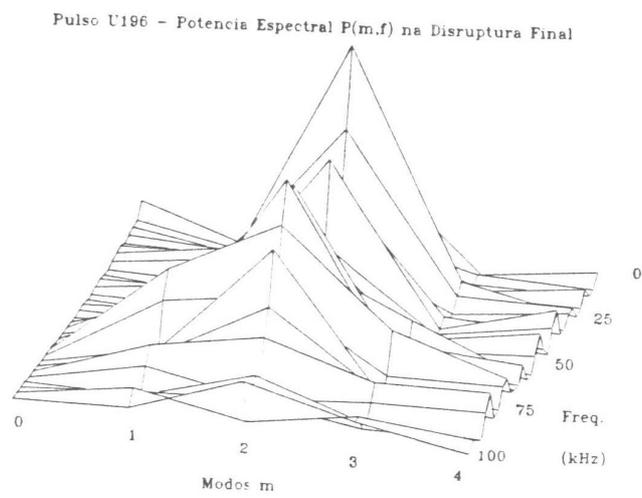
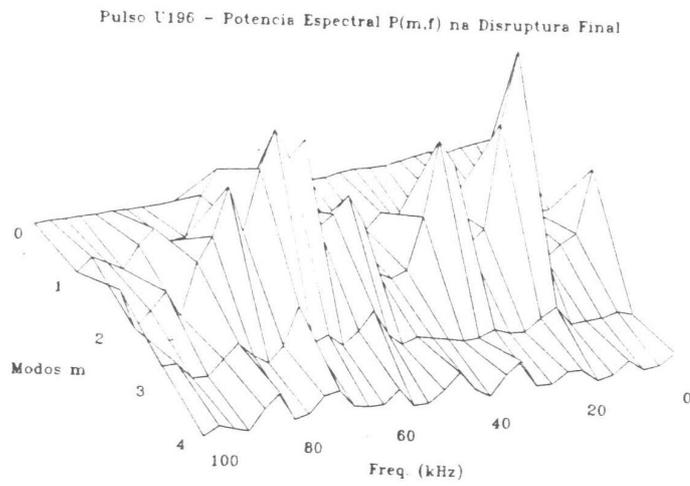


Fig. 47 - Potência espectral calculada no instante da disruptura externa maior.

algumas grandezas obtidas no final desta descarga, enquanto que na figura 47 é mostrado o espectro de potência calculado nos últimos instantes que antecedem o colapso da corrente de plasma, entre $t = 2,60$ ms e $t = 2,78$ ms.

Como pode ser observado na figura 46.c, os sinais das sondas toroidais de Mirnov possuem um comportamento semelhante ao do pulso anterior, indicando a existência de modos com $n = 2$.

Da figura 47.a, constata-se que o modo dominante é o $m = 2$, com um espectro de frequência bastante abrangente. É observado também a presença modesta do modo $m = 1$, com frequências iguais às do modo $m = 2$, em torno de 70 kHz. Isto, novamente, poderia sugerir que esses dois modos são os principais responsáveis pelo surgimento da disruptura externa maior.

Embora o sinal central de raio-x mole não apresente flutuações crescentes antecedendo o primeiro pico negativo de tensão de enlace, percebe-se que é no segundo pico negativo da tensão que ocorre a queda de emissão de raio-x da região central do plasma.

V.4 - ESPIRAS HELICOIDAIS DE FLUXO RADIAL

Para finalizar este capítulo, será apresentado alguns resultados obtidos com as EHFR.

Todos os arranjos permitidos para o uso das EHFR foram utilizados neste trabalho, sendo descritos, como exemplo, os resultados fornecidos a partir da configuração 2/1 do pulso I762 da figura 34 e durante o qual foi aplicado CHR 4/1.

Na figura 48, as flutuações da componente $m = 2$ das oscilações de Mirnov calculadas e das EHFR são apresentadas conjuntamente, mostrando boa semelhança na evolução temporal de

ambas, particularmente no que diz respeito ao crescimento da amplitude dos dois sinais nos instantes que antecedem a disruptura final.

O cálculo da potência espectral correspondente a esses sinais, antes e durante a aplicação do CHR (ou seja, nos intervalos 1,00 ms - 1,64 ms e 2,10 ms - 2,68 ms), é apresentado na figura 48. Pode-se perceber que a estrutura geral dos espectros são bastante semelhantes, tanto antes quanto durante a ação da perturbação externa, principalmente no que se refere aos picos predominantes. Este comportamento seria o esperado já que as equações 56a e 56b, preveem que as componentes radial e poloidal apresentem a mesma dependência angular.

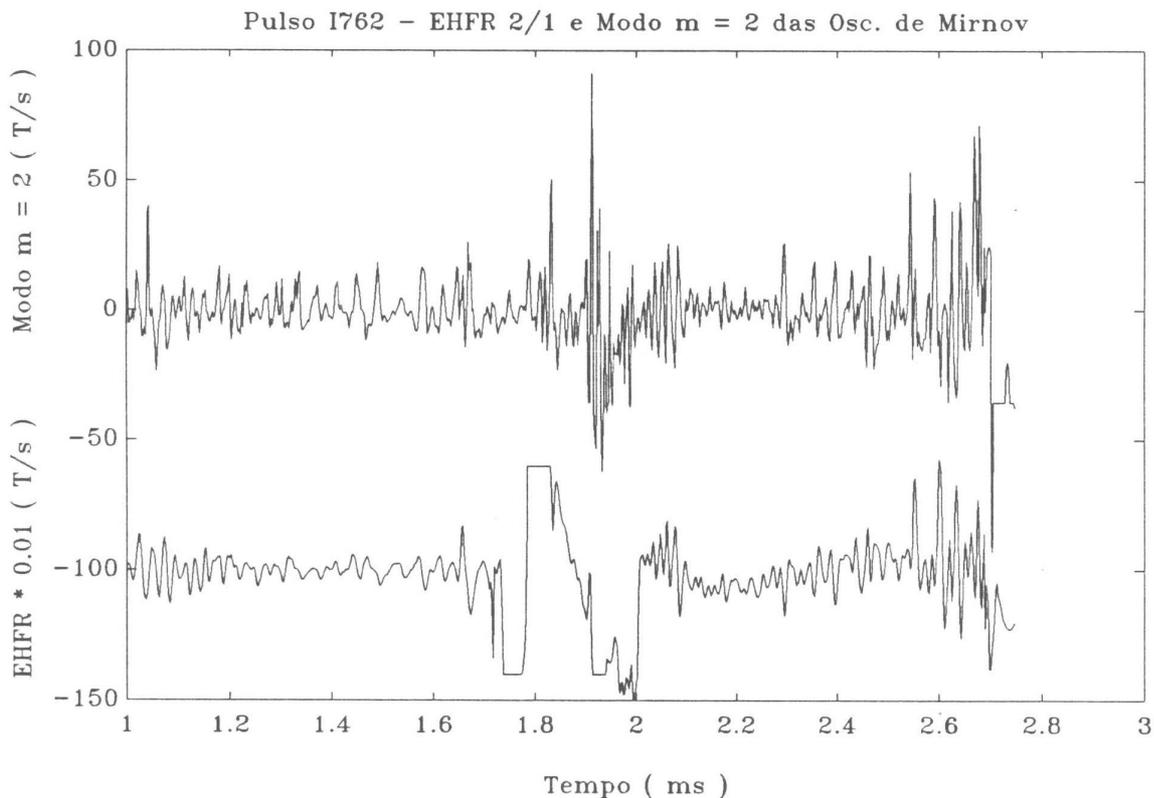


Fig. 48 - Componente $m = 2$ das oscilações de Mirnov e sinais provenientes das Espiras Helicoidais de Fluxo Radial 2/1.

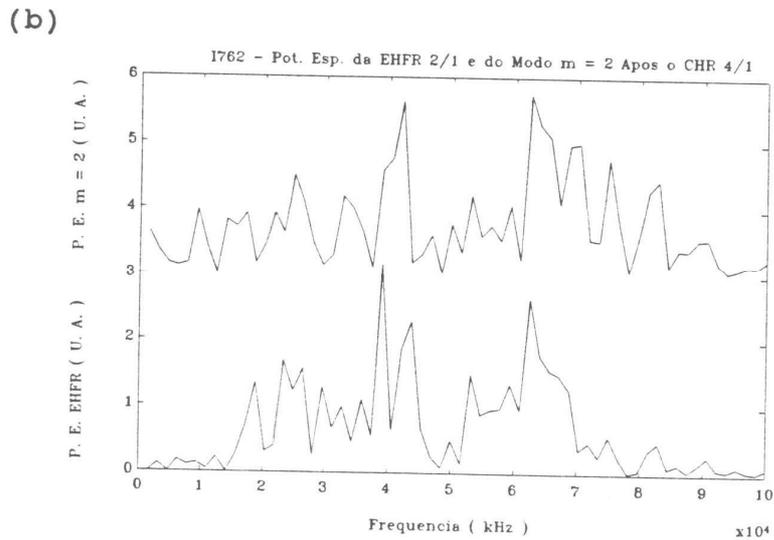
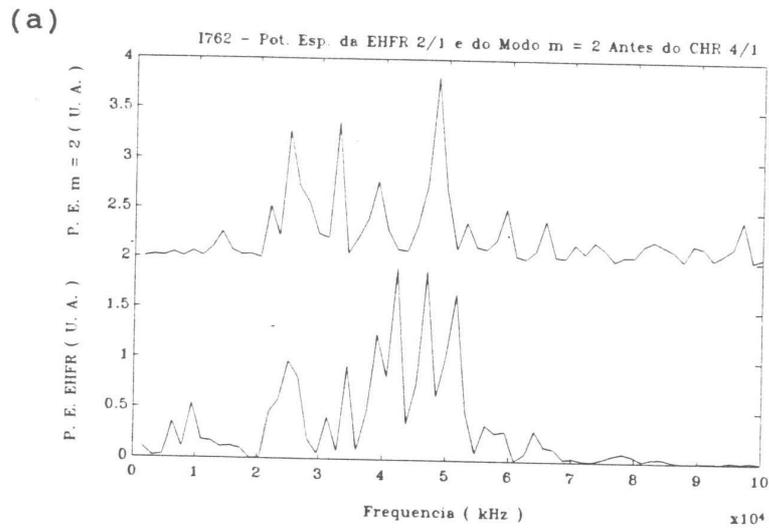


Fig. 49 - Potência espectral das Espiras Helicoidais de Fluxo Radial (EHFR) e do modo $m = 2$ antes (a) e durante a aplicação do CHR 4/1 (b)

CAPITULO VI

ANALISE E DISCUSSÃO

Neste capítulo serão analisadas algumas características observadas no plasma durante o seu confinamento, nas descargas do TBR-1, procurando salientar os principais resultados obtidos. Serão fornecidas também algumas evidências que corroboram com as explicações fornecidas para os fenômenos encontrados nos pulsos descritos anteriormente no capítulo V, relacionados com possíveis interações entre modos MHD desencadeando instabilidades de disruptura.

VI.1 - TAXA DE CRESCIMENTO DOS MODOS

Um dos aspectos principais envolvidos com as instabilidades disruptivas diz respeito à sua origem ideal ou resistiva, que pode ser determinada calculando-se as taxas de crescimento dos modos MHD precursores, a partir de dados experimentais, e comparando-as com os valores previstos teoricamente.

No caso desses modos presentes se comportarem de maneira ideal, seria esperado que a escala de tempo de seus desenvolvimentos fosse compatível com o tempo de propagação de uma onda de Alfvén no plasma, ou seja [8,10]:

$$\gamma_{\text{ideal}} \approx \frac{v_a}{a}$$

onde a velocidade de propagação da onda de Alfvén V_a é expressa por [8,10]:

$$V_a = \frac{B_\phi}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} \quad (76)$$

Considerando-se para o TBR-1 um perfil de densidade constante da ordem de $n \approx 3,5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ e um campo toroidal $B_\phi \approx 0,4 \text{ T}$, pode-se estimar a taxa de crescimento dos modos ideais como sendo da ordem de:

$$\gamma_{\text{ideal}} \approx 5,8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$$

Supondo-se agora que o crescimento dessas instabilidades esteja vinculado ao aspecto resistivo do plasma, a taxa de crescimento dos modos pode ser obtida utilizando-se a equação 36 no capítulo II. Frente porém à dificuldade de se calcular q' e Δ' , pode-se apenas estimar a sua ordem de grandeza, considerando-se para isto [8]:

$$\gamma_{\text{res}} \approx \tau_R^{-3/5} \times \tau_A^{-2/5}$$

onde τ_A e τ_R são fornecidos pelas equações 24 e 25, respectivamente, onde foi utilizado a equação de Spitzer para o cálculo da resistividade, dada por [10,43]:

$$\eta = 1,9 \times 10^{-14} \frac{Z \ln \Lambda}{T^{3/2} (\text{ev})} \quad (77)$$

Considerando-se também $Z = 6$, $\ln \Lambda = 10$ e uma temperatura

eletrônica de aproximadamente 100 ev, obtem-se como estimativa para a taxa de crescimento dos modos resistivos o seguinte valor:

$$\gamma_{\text{res}} \approx 6,5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

As taxas de crescimento das perturbações, presentes nas descargas do TBR-1, foram calculadas a partir dos sinais das oscilações de Mirnov, relacionadas com as disrupturas do pulso I762 (figura 36), utilizando-se as amplitudes destes sinais nos últimos instantes que antecederam cada evento. Com estes valores, ajustou-se uma curva exponencial sobre os pontos experimentais, tendo a taxa de crescimento da perturbação como um dos parâmetros. O resultado deste ajuste é mostrado nas figuras 50.a e 50.b, correspondendo, respectivamente, à disruptura menor e maior. As taxas de crescimento destas instabilidades são dadas a seguir:

$$\gamma_{\text{menor}} = (3,01 \pm 0,26) \times 10^4 \text{ s}^{-1}$$

$$\gamma_{\text{maior}} = (6,57 \pm 0,72) \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

Observa-se facilmente da comparação desses valores que, tanto na disruptura externa menor quanto na maior, os modos possuem natureza resistiva, uma vez que as taxas de crescimento obtidas experimentalmente estão próximas dos valores teóricos previstos para as mesmas.

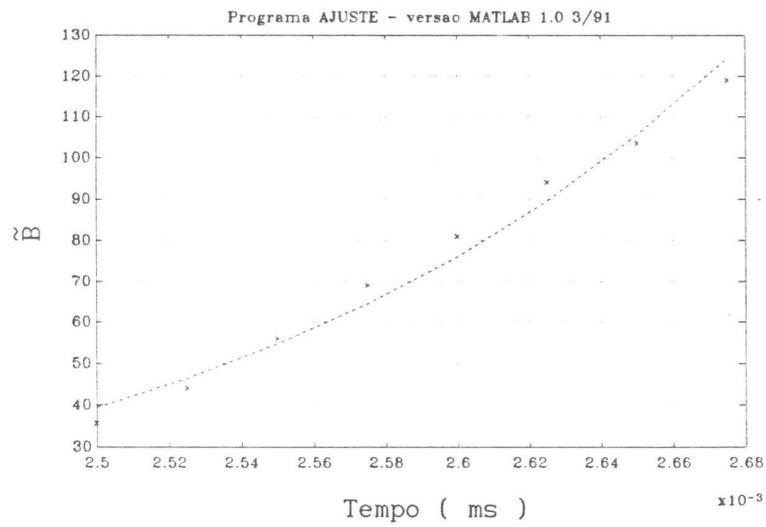
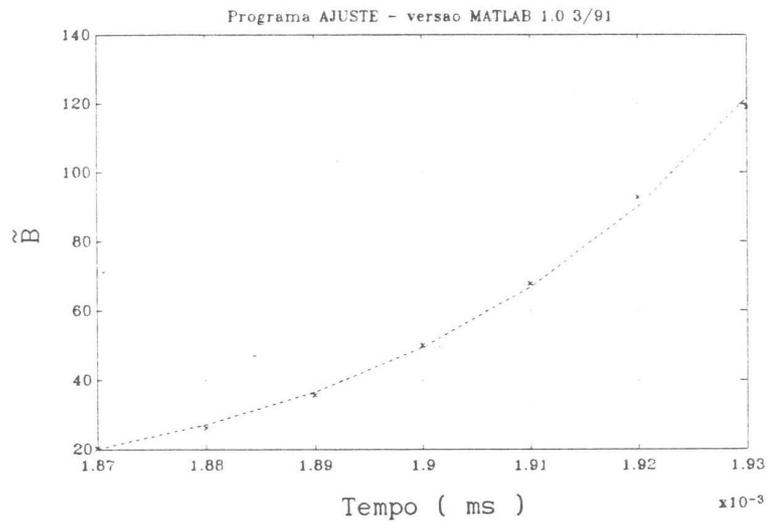


Fig. 50 - Curvas exponenciais ajustadas para o cálculo da taxa de crescimento dos modos MHD, a partir da amplitude do campo magnético perturbado \tilde{B} .

VI.2 - INTERAÇÃO ENTRE ILHAS MAGNÉTICAS DURANTE A DISRUPTURA EXTERNA

Frequentemente a ocorrência da disruptura externa maior e menor é associada ao desenvolvimento, acoplamento e interação entre diferentes modos MHD presentes no plasma durante o seu confinamento. Se possuírem caráter resistivo, a manifestação desses modos, conforme prediz a teoria MHD descrita no segundo capítulo, se dará pelo surgimento de ilhas magnéticas em torno das superfícies ressonantes, onde o fator de segurança é expresso por um número racional.

Uma forma de se verificar a possível ocorrência de uma interação entre ilhas magnéticas, causando uma disruptura, pode ser feita calculando-se a posição radial das superfícies racionais correspondentes a essas ilhas, a largura destas e, por fim, aplicando o critério de Chirikov, expresso pela equação [33]:

$$S_{m_1, m_2} = \frac{\Delta_{m_1, 1} + \Delta_{m_2, 1}}{r_{m_1, 1} - r_{m_2, 1}} \quad (78)$$

O critério de Chirikov é um parâmetro para se verificar uma possível interação entre as ilhas magnéticas, envolvendo as suas posições ($r_{m, n}$) e semi-larguras ($\Delta_{m, n}$). Para valores de $S < 1$ tem-se que as ilhas magnéticas não estarão superpostas, enquanto que para $S > 1$ a superposição ocorrerá, de maneira que a interação entre elas provocará o surgimento de regiões estocásticas entre as superfícies racionais em que se encontrem presentes.

A partir da equação transcendental (70), apresentada no

capítulo III, calculou-se, por processo iterativo, as posições das superfícies racionais para o pulso da figura 34, considerando-se os instantes da disruptura externa menor e maior, onde o valor de $q(a)$ utilizado foi de 4,35 e 5,2, respectivamente. Nesta equação supõe-se conhecido o valor do parâmetro ν , o qual está relacionado com o fator de segurança, na borda do limitador, pela expressão [7,10]:

$$q(a) = q(0) (\nu + 1) \quad (79)$$

Para o cálculo da posição das superfícies racionais admitiu-se o valor $q(0) = 0,9$ e obteve-se, portanto, $\nu = 3,83$ e $\nu = 4,78$. No caso da superfície correspondente a $q = 1$, uma outra maneira de se calcular $r_{1,1}$ é através da expressão empírica [44]:

$$r_s = \frac{0,5 a}{q(a)^{1/2}} \quad (80)$$

Os resultados obtidos usando as duas expressões disponíveis resultaram em uma diferença menor que 5%.

Como uma estimativa para as larguras das ilhas, será utilizada a seguinte expressão [45]:

$$\Delta_{m,n} = \left[\frac{4 \tilde{B}_\theta}{m \psi_0''(r_s)} \left(\frac{r_f}{r_s} \right)^{m+1} r_s \right]^{1/2} \quad (81)$$

onde r_f é a posição das bobinas de Mirnov.

Esta expressão, que baseia-se na existência de correntes percorrendo as superfícies racionais, possui a limitação de não

levar em conta a reação do plasma frente à perturbação externa criada pelos CHR.

O valor do campo perturbado \tilde{B} foi estimado a partir dos sinais das componentes de oscilação obtidas pela utilização do programa MHD-FOUR sobre as oscilações de Mirnov, nos instantes que imediatamente antecedem cada disruptura. Para a disruptura menor a amplitude relativa da perturbação foi calculada em 1,1%, enquanto que para a disruptura maior foi de 1%. Calculada a semi-largura das ilhas, pode-se finalmente aplicar o critério de Chirikov para as diversas superfícies racionais, obtendo-se os valores das tabelas II e III:

TABELA II - Disruptura Externa Menor

| Pos. Sup. Rac. (cm) | Semi-Largura (cm) | Crit. Chirikov S |
|------------------------|-----------------------|---------------------|
| $r_{1,1} = 1,84$ | $\Delta_{1,1} = 2,09$ | — |
| $r_{2,1} = 5,24$ | $\Delta_{2,1} = 0,97$ | $S_{1,2} = 0,90$ |
| $r_{3,1} = 6,63$ | $\Delta_{3,1} = 0,71$ | $S_{2,3} = 1,21$ |
| $r_{4,1} = 7,67$ | $\Delta_{4,1} = 0,56$ | $S_{3,4} = 1,22$ |

TABELA III - Disruptura Externa Maior

| Pos. Sup. Rac. (cm) | Semi-Largura (cm) | Crit. Chirikov S |
|------------------------|-----------------------|---------------------|
| $r_{1,1} = 1,75$ | $\Delta_{1,1} = 2,26$ | — |
| $r_{2,1} = 4,76$ | $\Delta_{2,1} = 1,21$ | $S_{1,2} = 1,15$ |
| $r_{3,1} = 6,04$ | $\Delta_{3,1} = 0,58$ | $S_{2,3} = 1,40$ |
| $r_{4,1} = 7,01$ | $\Delta_{4,1} = 0,56$ | $S_{3,4} = 1,18$ |

Analisando os resultados apresentados na Tabela II, percebe-se que, segundo os valores obtidos para o parâmetro de estocasticidade determinado pelo critério de Chirikov, aparentemente não houve superposição entre as ilhas magnéticas correspondentes aos modos $m/n = 2/1$ e $m/n = 1/1$, embora isto tenha provavelmente ocorrido entre as ilhas dos modos $m/n = 2/1$ e $m/n = 3/1$, bem como entre as dos modos $m/n = 3/1$ e $m/n = 4/1$,

Considerando as observações feitas no capítulo anterior, referentes a este pulso, onde se observou um acoplamento entre todos os modos, figura 37, pode-se talvez concluir que a disruptura só deverá ocorrer quando, além do acoplamento, houver uma interação entre as ilhas magnéticas, determinada pelo critério de Chirikov. Desta forma, as ilhas relacionadas com essas perturbações ($m = 2$, $m = 3$ e $m = 4$) acabam criando uma região estocástica apenas na parte mais externa do plasma, mantendo a região interna mais ou menos inalterada. Assim, apesar de se observar uma queda na corrente (figura 39) a coluna de plasma não é, por esta razão, completamente destruída.

Por outro lado, a Tabela III mostra que o critério de Chirikov, quando calculado para a disruptura maior, é superior a 1 para quaisquer duas superfícies magnéticas racionais adjacentes. Desta forma, pode-se supor que tenha havido a criação de uma extensa região estocástica no plasma, inclusive na sua região mais interna, de tal forma que a superposição das ilhas referentes aos modos $m/n = 2/1$ e $m/n = 1/1$ é que acaba determinando a própria destruição da coluna de plasma.

VI.3 - CONTRIBUIÇÃO DE MODOS COM $n = 2$

Como mencionado no capítulo anterior, o estudo da correlação de fase efetuado nos sinais das sondas toroidais de Mirnov, expandidos temporalmente, possibilitou que se verificasse, nos últimos instantes da descarga a ocorrência de modos com $n = 2$, quando a corrente de plasma ainda possuía amplitude expressiva, embora já se encontrasse em declínio. A detecção destas componentes com n par, nunca antes observadas no TBR-1, poderia talvez indicar que a última fase do desenvolvimento da instabilidade de ruptura maior, seria causada pelo surgimento de ilhas com dimensões apreciáveis entre as superfícies $q = 1$ e $q = 2$, conforme o modelo teórico proposto por Finn e Stix [41,42]. Porém, das observações realizadas, verificou-se que antes do surgimento de modos com $n = 2$, toda a região do plasma já estaria significativamente ergodizada.

Contudo, por ainda se observar flutuações nos sinais das bobinas magnéticas, após o primeiro pico negativo na tensão de enlace, pode-se imaginar que ainda houve uma tentativa do sistema se reestruturar. Isto, porém, não foi possível, e um novo pico negativo na tensão de enlace é observado e o colapso final da corrente de plasma tornou-se inevitável.



CAPITULO VII

CONCLUSÃO

Entre as principais conclusões deste trabalho, destaca-se a verificação de que realmente os Campos Helicoidais Ressonantes podem tanto inibir quanto ativar as oscilações MHD, dependendo da intensidade da corrente helicoidal aplicada. Desta forma, sua utilização pode permitir o controle e a prevenção de instabilidades de disruptura externa no plasma durante o seu confinamento.

A elaboração do programa MHD-FOUR permitiu que se obtivesse, separadamente, a evolução temporal de diversas componentes dos modos MHD, representando uma das principais contribuições deste trabalho.

A partir dos sinais decompostos foi possível, conseqüentemente, calcular os espectros de potência, os quais mostraram que o modo $m = 2$ desempenha um importante papel no desencadeamento de disrupturas externas maior e menor.

O cálculo experimental da taxa de crescimento dos modos, durante as instabilidades de disruptura maior e menor, indicou que seu desenvolvimento está basicamente vinculado à natureza resistiva do plasma.

O critério de Chirikov foi aplicado na ocorrência de uma disruptura externa maior, indicando que provavelmente a aniquilação do plasma tenha ocorrido devido à interação entre as diversas ilhas magnéticas, ocasionando a criação de extensas regiões estocásticas em toda a coluna de plasma. No caso de uma disruptura menor, porém, foi observado que apenas a região mais externa da coluna sofreria uma ergodização devido à interação entre as ilhas em $q = 2$ e $q = 3$ e entre as ilhas em $q = 3$ e $q = 4$.

Pela primeira vez observou-se, no TBR-1, modos de oscilação com número de onda $n = 2$. Nos pulsos em que isto foi observado, a detecção de perturbações com esse número de onda ocorreu exatamente antes do colapso final da corrente de plasma.

Por não se dispor do controlador de posição do plasma em operação nas seções de tomada de dados, encontrou-se algumas dificuldades em manter a coluna centrada, principalmente quando se aplicava perturbações helicoidais externas com amplitudes elevadas.

APENDICE I

Áreas efetivas das bobinas magnéticas de Mirnov determinadas através do procedimento experimental descrito no capítulo III.

SISTEMA 1

| Sonda | Sensibilidade (Área Efetiva) |
|-------|---|
| N° | $(S \mp 0.03) \times 10^{-3} \text{ m}^2$ |
| 1 | 2.08 |
| 2 | 2.14 |
| 3 | 2.19 |
| 4 | 2.19 |
| 5 | 2.17 |
| 6 | 2.18 |
| 7 | 2.17 |
| 8 | 1.89 |
| 9 | 1.96 |
| 10 | 2.11 |
| 11 | 2.09 |
| 12 | 2.13 |
| 13 | 2.02 |
| 14 | 2.11 |
| 15 | 2.09 |
| 16 | 2.15 |

SONDAS TOROIDAIS

| Sonda | Sensibilidade (Área Efetiva) |
|-------|---|
| N° | $(S \mp 0.14) \times 10^{-4} \text{ m}^2$ |
| 1 | 6.82 |
| 2 | 7.72 |
| 3 | 7.03 |
| 4 | 7.40 |

SISTEMA 2

| Sonda | Sensibilidade (Área Efetiva) |
|-------|---|
| N° | $(S \pm 0.08) \times 10^{-3} \text{ m}^2$ |
| 1 | 4.51 |
| 2 | 5.13 |
| 3 | 4.97 |
| 4 | 4.66 |
| 5 | 5.11 |
| 6 | 5.12 |
| 7 | 4.85 |
| 8 | 4.74 |
| 9 | 5.31 |
| 10 | 5.10 |

APENDICE II

Programa MHD-FOUR para cálculo dos modos de oscilação MHD a partir dos sinais das oscilações de Mirnov.

Programas que devem ser compilados juntos:

MHD3 + MHD3UTIL

OBS.: Deve ser compilado com modelo LARGE de memória.

```
#ifndef M_I86LM
#error Compile em Modelo LARGE de Memória.
#endif

#include <math.h>
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>

#define ROW 1024

typedef struct {
    long type; /* tipo= 0 p/ PC. */
    long mrows; /* no. de linhas. */
    long ncols; /* no. de colunas. */
    long imagf; /* 0= real & 1= imaginario. */
    long namelen; /* comp. var. dentro do matlab. */
} Fmatrix;
Fmatrix x = { 0, 1, 1, 0, 1 };

void abrearg( char *, size_t, size_t, size_t, int );
void appext( char *, char * );
void evolucao( char *, size_t, size_t, size_t );
void fourier( size_t, double, size_t );
int getkey( void );
void interpola( float, double, size_t );
int menu( void );
void porcento( char *, double, size_t, size_t, size_t );
void quit( char *, int );
void save( char *, size_t, size_t, size_t, char * );
void savemat( char *, char *, size_t, size_t );
void subtrai( void );

float *am[ROW], *bm[ROW], *cm[ROW];
float fatesc[11] = { 0.8466F, 0.7442F, 0.7682F, 0.8194F, 0.7472F,
                   0.8204F, 0.8660F, 0.8860F, 0.7532F, 0.7844F };
int dados[10][ROW];

extern void _cls( void );

void main( void )
{
    static char lista[10][_MAX_PATH], raiz[_MAX_PATH];
    size_t n, dp, jan, pos, i;
    double to, ang;
    float srate;
    int opc = 1, key, dcf;

    while( 1 ) {
        cls();
        while( 1 ) {
            printf( "\n Subtrai Arquivo Zero? (S/N): " );
```

```

        if( getkey() == 'N' ) break;
        else subtrai();
    }
    _cls();
    printf( "\nEntre com um No par de Bobinas: " );
    scanf( "%u", &n );
    printf( "Estes Sinais Possuem DC? (S/N): " );
    if( getkey() == 'S' ) dcf = 1;
    else dcf = 0;
    fflush( stdin );
    printf( "\n" );
    for( i = 0; i < n; i++ ) {
        printf( " Entre o Nome do %.2u Arquivo: ", i + 1 );
        gets( lista[i] );
        appext( lista[i], ".chr" );
    }
    fflush( stdin );
    printf( "\n\n Tempo Inic. e Delta Ptos.: " );
    scanf( "%lf, %u", &to, &dp );
    if( dp > ROW ) quit( "..Numero de Pontos > 1024..", 1 );
    printf( "No de Ptos. do Bloco (2exp(n)): " );
    scanf( "%u", &jan );
    if(dp/jan+1 >= 10) quit( "..Excede o No de Janelas..", 2 );
    printf( "Entre com o Sampling Rate (ms): " );
    scanf( "%f", &srate );
    printf( " Entre a Posicao Angular (rad): " );
    scanf( "%lf", &ang );
    fflush( stdin );
    printf( " Entre o Nome do Arquivo *.mat: " );
    gets( raiz );
    printf( "\n\n Os Dados Estao Corretos (S/N): " );
    if( getkey() == 'S' ) break;
}
_cls();
pos = (size_t)(to*1000/srate)*sizeof(int)+240*sizeof(char);
for( i = 0; i < n; i++ )
    abrearq( lista[i], pos, dp, i, dcf );
fourier( dp, ang, n );
do {
    switch( opc = menu() ) {
        case 0: break;
        case 1: interpola( srate, to, n );
                break;
        case 2: evolucao( raiz, dp, jan, n );
                break;
        case 3: porcento( raiz, ang, dp, jan, n );
                }
    } while( opc );
for( i = 0; i <= n / 2; i++ ) {
    free( am[i] );
    free( bm[i] );
    free( cm[i] );
}
quit( "..Encerrado Normalmente..", 0 );
}

void abrearq( char nome[_MAX_PATH], size_t pos, size_t dp,\
             size_t i, int dcf )
{
    FILE *fp;
    static char cab[241], pol[4];
    size_t resol, dc;
    register size_t j;

    if( (fp = fopen( nome, "r" )) == NULL )

```

```

quit( "..ERRO: Abertura de Arquivo..", 3 );
fread( cab, (size_t)240, 1, fp );
sscanf(cab,"%*s %*lu %*u %*u %*lu %*u %s %*s %u",pol,&resol );
fseek( fp, (long)pos, SEEK_SET );
fread( dados[i], sizeof( int ), dp, fp );
fclose( fp );
if( dcf ) {
    switch( *pol ) {
        case 'n': dc = 0;
            break;
        case 'z': dc = resol / 2 - 1;
            break;
        case 'p': dc = resol - 1;
            }
    for( j = 0; j < dp; j++ )
        dados[i][j] = dc - dados[i][j];
    }
}

void appext( char nome[_MAX_PATH], char ext[_MAX_EXT] )
{
    static char drive[_MAX_DRIVE], dir[_MAX_DIR];
    static char fname[_MAX_FNAME], tmp[_MAX_EXT];

    _splitpath( nome, drive, dir, fname, tmp );
    _makepath( nome, "", "", fname, ext );
}

void evolucao( char raiz[_MAX_PATH], size_t dp, size_t jan,\
size_t n )
{
    register size_t j;

    _cls();
    for( j = 0; j <= n / 2; j++ )
        save( raiz, jan, dp, j, "m" );
}

void fourier( size_t dp, double ang, size_t n )
{
    size_t mem, j, k;
    register size_t i;
    double s = 0.5979F, f = 0.1521F, p, g;

    printf("\n\n\t\t ..Aguarde, Calculo Muito Demorado..\n\n\n");
    mem = dp * sizeof( float );
    for( i = 0; i <= n / 2; i++ ) {
        if( (am[i] = (float *)malloc( mem )) == NULL )
            quit( "..ERRO: Memoria Insuficiente AM..", 4 );
        if( (bm[i] = (float *)malloc( mem )) == NULL )
            quit( "..ERRO: Memoria Insuficiente BM..", 4 );
        if( (cm[i] = (float *)malloc( mem )) == NULL )
            quit( "..ERRO: Memoria Insuficiente CM..", 4 );
    }
    for( i = 0; i < dp; i++ )
        for( j = 0; j <= n / 2; j++ ) {
            am[j][i] = bm[j][i] = 0.0F;
            p = s * j;
            for( k = 0; k < n; k++ ) {
                if( k == 5 ) g = f;
                else g = 0.0F;
                am[j][i] += dados[k][i] * fatesc[k] * cos( k * (p+g) );
                if( j ) bm[j][i] += dados[k][i]*fatesc[k]*sin(k*(p+g) );
            }
            am[j][i] = 2 * am[j][i] / n;
        }
}

```

```

        bm[j][i] = 2 * bm[j][i] / n;
        bm[n / 2][i] = 0.0F;
    }
    for( i = 0; i < dp; i++ ) {
        cm[0][i] = am[0][i] / 2;
        for( j = 1; j < n / 2; j++ )
            cm[j][i] = am[j][i]*cos(ang*j)+bm[j][i]*sin(ang*j);
            cm[j][i] = am[j][i] * cos( ang * j ) / 2;
    }
}

void interpola( float srate, double to, size_t n )
{
    double fx, ang, t;
    size_t pto, j;

    _cls();
    while( 1 ) {
        printf( "\n\n Entre a Posicao Angular (rad): " );
        scanf( "%lf", &ang );
        printf( "      Entre com o Instante (ms): " );
        scanf( "%lf", &t );
        t -= to;
        pto = (size_t)(t * 1000 / srate);
        fx = am[0][pto] / 2;
        for( j = 1; j < n / 2; j++ )
            fx += am[j][pto] * cos(ang*j) + bm[j][pto] * sin(ang*j);
            fx += am[j][pto] * cos( ang * j ) / 2;
        printf( "\n      Valor da Interpolacao, F(x): %.4f\n", fx );
        printf( "\t      Continua? (S/N): " );
        if( getkey() == 'N' ) break;
    }
}

void porcento( char raiz[_MAX_PATH], double ang, size_t dp,\
              size_t jan, size_t n )
{
    register size_t i;
    size_t j;
    float *soma;

    _cls();
    if( (soma = (float *)malloc( dp * sizeof( float ) )) == NULL )
        quit( "..ERRO: Memoria Insuficiente SOMA..", 4 );
    for( i = 0; i < dp; i++ ) {
        soma[i] = (float)fabs( am[0][i] / 2 );
        for( j = 1; j < n / 2; j++ )
            soma[i] += fabs( am[j][i]*cos(ang*j)+bm[j][i]*sin(ang*j) );
            soma[i] += fabs( am[j][i] * cos( ang * j ) / 2 );
    }
    for( i = 0; i < dp; i++ )
        for( j = 0; j <= n / 2; j++ )
            cm[j][i] = (float)fabs( 100 * cm[j][i] / soma[i] );
    for( j = 0; j <= n / 2; j++ )
        save( raiz, jan, dp, j, "pm" );
    free( soma );
}

void quit( char msg[80], int err )
{
    _cls();
    printf( "\n\n\t\t %s\n", msg );
    exit( err );
}

```

```

        size_t modo, char str[3] )
    {
        static char nome[_MAX_PATH], smpname[20];
        size_t j, tmpdp, pm;

        _cls();
        sprintf( nome, "%st%s%u", raiz, str, modo );
        strcpy( smpname, nome );
        for( j = 0; j <= dp / jan; j++ ) {
            if( !j ) {
                pm = 0;
                tmpdp = dp;
            }
            else {
                if( j != 1 ) pm += jan;
                tmpdp = jan;
                sprintf( nome, "%sr%u%s%u", raiz, j, str, modo );
                strcpy( smpname, nome );
            }
            x.mrows = (long)tmpdp;
            x.ncols = 1;
            savemat( nome, smpname, pm, modo );
        }
        fflush( stdin );
    }

void savemat( char nome[_MAX_PATH], char smpname[20], size_t pm, \
              size_t modo )
{
    FILE *fp;
    size_t mn, mem;
    register size_t i, k;
    double *preal;

    appext( nome, ".mat" );
    x.namelen = (long)(strlen( smpname ) + 1);
    mn = (size_t)(x.mrows * x.ncols);
    mem = mn * sizeof( double );
    if( (preal = (double *)malloc( mem )) == NULL )
        quit( "..ERRO: Memoria Insuficiente AM..", 4 );
    printf( "\n\t ..Criando Arquivo < %s > p/ o MatLab..", nome );
    strlwr( smpname );
    if( (fp = fopen( nome, "wb" )) == NULL )
        quit( "..ERRO: Abertura e Gravacao do Arquivo de Saida..", 5);
    fwrite( &x, sizeof( Fmatrix ), 1, fp );
    fwrite( smpname, sizeof( char ), (size_t)x.namelen, fp );
    for( i = pm, k = 0; i < pm + mn; i++, k++ )
        preal[k] = (double)cm[modo][i];
    fwrite( preal, sizeof( double ), mn, fp );
    fclose( fp );
    free( preal );
}

```

```

*
*           Programas que devem ser compilados juntos:
*
*           MHD3 + MHD3UTIL
*
*/

#include <conio.h>
#include <ctype.h>
#include <graph.h>
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>

#define CABL  240
#define ROW   1024

int *abrechr( char *, char * );
size_t npontos;

extern void appext( char *, char * );
extern void quit( char *, int );

int *abrechr( char nome[_MAX_PATH], char cabec[CABL + 1] )
{
    FILE *fp;
    static int *tmpbuf;

    if( (fp = fopen( nome, "r" )) == NULL )
        quit( "..ERRO: Abertura de Arquivo..", 3 );
    fread( cabec, (size_t)CABL, 1, fp );
    sscanf( cabec, "%s %*lu %*u %*u %u", &npontos );
    if( (tmpbuf = (int *)malloc( npontos*sizeof( int ) )) == NULL )
        quit( "..ERRO: Memoria Insuficiente TMPBUF..", 6 );
    fread( (int *)tmpbuf, sizeof( int ), npontos, fp );
    fclose( fp );
    return( tmpbuf );
}

void _cls( void )
{
    _clearscreen( _GCLEARSCREEN );
    puts("\tSerie de Fourier - Maio-Julho/91\t\tv 0.1\n");
}

int getkey( void )
{
    int opt;

    opt = getch();
    if( (opt == 0) || (opt == 0xe0) ) getch();
    if( isalpha( opt ) ) opt = toupper( opt );
    putchar( opt );
    return( opt );
}

int menu( void )
{
    _cls();
    printf( "\n\t\t 0. ( Q )uit, Retorna para o DOS." );
    printf( "\n\t\t 1. ( I )nterpolacao de Dados." );
    printf( "\n\t\t 2. ( E )volucao Temporal dos Modos." );
    printf( "\n\t\t 3. ( C )omposicao Percentual dos Modos." );
}

```

```

printf( "\n\n\t\t Entre a Opcao: " );
while( 1 ) {
    switch( getkey() ) {
        case 'Q':
        case '0': return( 0 );
        case 'I':
        case '1': return( 1 );
        case 'E':
        case '2': return( 2 );
        case 'C':
        case '3': return( 3 );
    }
    printf( "\a\b" );
}

void savechr( char nome[_MAX_PATH], char cabec[CABL + 1],\
int *buffer )

{
    FILE *fp;

    if( (fp = fopen( nome, "wb" )) == NULL )
        quit("..ERRO: Abertura e Gravacao do Arquivo de Saida..",5);
    fwrite( cabec, sizeof( char ), (size_t)CABL, fp );
    fwrite( (int *)buffer, sizeof( int ), (size_t)npontos, fp );
    fclose( fp );
}

void subtrai( void )
{
    static char nome[_MAX_PATH], nome0[_MAX_PATH], cabec[CABL + 1];
    register size_t i;
    static int *buf0, *buf;

    fflush( stdin );
    printf( "\n Entre com o Primeiro Arquivo: " );
    gets( nome );
    appext( nome, ".chr" );
    printf( " Entre com o Arquivo Zero: " );
    gets( nome0 );
    appext( nome0, ".chr" );
    buf0 = abrechr( nome0, cabec );
    buf = abrechr( nome, cabec );
    for( i = 0; i < npontos; i++ )
        buf[i] = buf0[i] - buf[i];
    free( buf0 );
    savechr( nome, cabec, buf );
    free( buf );
}

```

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] - A. W. Morris, T. N. Todd; "Research Using Small Tokamaks", Nuclear Fusion, n° 4, vol. 31 (1991).
- [2] - V. E. Golant; "Tokamak Experiments", Nuclear Fusion, n° 4, vol. 31 (1991).
- [3] - F. Najmabadi, R. W. Conn; "Technology and Reactor Concepts and Economic, Safety and Environment Aspects of Fusion", Nuclear Fusion, n° 4, vol. 31 (1991).
- [4] - I. C. Nascimento; "Fusão Termonuclear Controlada", Física de Plasma, vol. II, editado por A. L. Chian e M. Reusch, Universidade Federal Fluminense (1979).
- [5] - N. F. Ferrari, I. C. Nascimento; "Fusão Termonuclear Controlada", Publicação IFUSP/P-664 (1987).
- [6] - N. P. Sonnerup e colaboradores, in 8th Topical Meet on Tech. of Fus. (Proc. Fus. Tech, Salt Lake, USA) 1989, 259.
- [7] - J. A. Wesson; "Hidromagnetic Stability of Tokamaks", Nuclear Fusion 18 (1978) 87.
- [8] - J. A. Wesson; "MHD Stability Teory", Plasma Physics and Nuclear Fus. Research, Edited by R. D. Gill, Academic Press, 1981.
- [9] - I. H. Tan; "Mirnov Oscillations in a Small Tokamak", IEEE Tras. Plas. Sci., PS-14 (1986) 279.
- [10] - A. Vannucci e outros; "Disruptive Instabilities in the Discharge oh the TBR-1 Tokamak", Plasma Phys. and Contr. Fusion, 31 (1989) 147.
- [11] - S. V. Mirnov; "Influence of the Shape and Magnitude of the Discharge Current Pulse on Plasma Containment and Heating in Tokamak-3", Nuclear Fusion 9 (1969) 57.
- [12] - S. V. Mirnov, I. B. Semenov; "The Nature of the Large-Scale Instabilities in the Tokamak", Sov. Phys. JETP 33 (1971) 1134.

[13] - S. V. Mirnov; "Dynamics of the Development of Internal Perturbations During the Disruptive Instability in a Tokamak", Proc. of IAEA Symposium on Current Disruptions in Toroidal Devices, Garching - Alemanha (1971) B-1.

[14] - J. L. Ferreira; "Diagnóstico de Plasma Toroidal com Sondas Magnéticas", Tese de Mestrado, IFUSP (1980).

[15] - I. L. Caldas e outros; "Resonant Helical Fields in TBR-1" Proc. Energy Int. Conf. on Fus. Energy and Plasma Phys., Rio de Janeiro - Brazil, 1987, 101.

[16] - Reitz-Milford; "Foundations of Eletromagnetic Theory", Addison-Wesley Publishing Company, 1974.

[17] - R. W. Daniels; "An Introduction to Numerical Methods and Optimization Techniques", Edited by North-Holland (1978).

[18] - E. J. Powers; "Spectral Techniques for Experimental Investigation of Plasma Diffusion Due to Polychromatic Fluctuations" Nuclear Fusion 14 (1974) 749.

[19] - E. J. Powers, I. C. Kim; "Effects of Frequency Averaging on Estimates of Plasma Wave Coherence Spectra", IEEE Transactions on Plasma Science, vol. PS-5, n° 1, 1977.

[20] - E. J. Powers e outros; "Fast Fourier Transform Spectral Techniques as a Plasma Fluctuation Diagnostic Tool", IEEE Transactions on Plasma Science, vol. PS-2, 1974.

[21] - F. Karger e outros; "Influence of Resonant Helical Fields on Tokamak Discharges", Proc. 5th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Tokio, 1974), 1, 207, IAEA, Viena (1975).

[22] - F. Karger e outros; "On the Origin of the Disruptive Instability in the Pulsator I Tokamak", Proc. 6th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Berchtesgaden, 1976), 1, 267, IAEA, Viena (1977).

[23] - F. Karger e outros; "The Pulsator Tokamak", Nuclear Fusion, vol. 25, n° 9 (1985).

- [24] - Z. Qingchu e outros; "Supressing the Tearing Modes in Tokamak by Helical Magnetic Field", Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., London-UK, 1, 345, IAEA-CN-44/A-V-5 (1985).
- [25] - HT-6B Group; "MHD Behavior of HT-6B Tokamak With Weak Helical Current Perturbation", Proc. 12th Europ. Conf., Budapest, (1985).
- [26] - J. Chen e outros; "Global Structure of MHD Modes in Tokamaks", Nuclear Fusion, vol.30, n° 11 (1990).
- [27] - H. Yuping e outros; "Modification of Sawtooth Behavior Using RHF on HT-6B Tokamak", ASIPP/39, Junho (1987).
- [28] - H. Yuping e outros; "MHD Modes and High Frequency Fluctuations Studies on Tokamak", ASIPP/29, Novembro (1986).
- [29] - D. C. Robinson e outros; "Driven Reconnection on Tosca Tokamak", Magnetic Reconnection and Turbulence, M. A. Dubois e outros Editor, Orsay, 1985.
- [30] - D. C. Robinson e outros; "Critical β and Magnetic Island Studies on the Tosca Tokamak", Proc. 8th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Brussels, IAEA-CN-38/x4-4, Julho, 1980
- [31] - J. J. Ellis, A. W. Morris; "Instability Control With Active Saddle Coils on Tosca", Proc. 11th European Conf. on Contr. Fus. and Plasma, Aachen (1983) 15.
- [32] - Z. Yoshida e outros; "Suppression of Disruptive Instability in Low-q Regime by External Ergodization of (2/1) Island", Proc. 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuc. Fus. Res., Baltimore, USA, IAEA-CN-41/S-5, Setembro (1982).
- [33] - Z. Yoshida e outros; "Numerical Studies on Ergodization Effect of Externally-Applied Helical Field", Japanese Journal of Ap. Phys., vol. 23, n° 8, Agosto (1984).
- [34] - M. F. F. Nave; "Feedback Control of Resistive Modes in Tokamaks", JET-P(89) 33.

- [35] - A. Vannucci e outros; "Resonant Helical Windings on the Mirnov Oscillations in a Small Tokamak", *Il Nuovo Cimento* - 10D (1988) 1193.
- [36] - I. L. Caldas e outros; "Resonant Helical Fields in TBR-1", Publicação IFUSP/P-654, Agosto (1987).
- [37] - * M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas; "Destruction of Magnetic Surfaces in Large Aspect-Ratio Tokamaks",
* A. Vannucci e outros; "Minor Disruptions Investigation in the TBR-1 Tokamak", III - Latin - American Workshop in Plasma Phys. - Chile - FF - PUCVI (1988) 77.
- [38] - I. L. Caldas, A. Vannucci; "Equilíbrio e Instabilidades do Plasma em Tokamaks", Publicação IFUSP/P-523, Março (1985).
- [39] - A. S. Fernandes, I. L. Caldas; "Campos Ressonantes Criados por Correntes Elétricas Helicoidais em Tokamaks", Publicação IFUSP/P-539, Agosto (1985).
- [40] - TFR Team, "Structure of Low Frequency Oscillations During the Disruptive Instability in the TFR Tokamak", *Nuclear Fusion* vol. 6, n° 17 (1977).
- [41] - J. M. Finn; "The Destruction of Magnetic Surfaces in Tokamaks by Current Perturbations", *Nuclear Fusion* 15 (1975) 845.
- [42] - A. B. Rechester, T. H. Stix, "Magnetic Braiding Due to Weak Asymmetry", *Physical Review Letters*, vol. 36, n° 11 (1976) 587.
- [43] - F. F. Chen; "Introduction to Plasma Physics", Plenum Press, N. Y., 1974.
- [44] - Equipe TFR; "Internal Disruptions and Current Breakdown in TFR", Proc. 6th Int. Conf. on Plas, Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Berchtesgaden (1977) 279.
- [45] - A. S. Fernandes, M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas; Proc. 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plas. Heat., Schlierse (1986)