

ANDRÉ ALVES FERREIRA

**MEDIDAS DE TURBULÊNCIA NA BORDA DO
PLASMA DO TCABR**

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para
obtenção do Título de Doutor em
Engenharia.

São Paulo
2004

ANDRÉ ALVES FERREIRA

**MEDIDAS DE TURBULÊNCIA NA BORDA DO
PLASMA DO TCABR**

Tese apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do Título de Doutor em Engenharia.

Área de Concentração:
Engenharia Elétrica

Orientador:
Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas
Co-orientador:
Prof. Dr. Luiz Antônio Baccalá

São Paulo
2004

Este exemplar foi revisado e alterado em relação à versão original, sob responsabilidade anuênciia do autor e com a anuênciia de seu orientador.

São Paulo, 25 de 03 de 2004

Assinatura do autor



Assinatura do orientador



DEDALUS - Acervo - EPEL



31500015467

PTC

Universidade de São Paulo
Biblioteca da Escola Politécnica

FT-1960

Ed. rev.

FICHA CATALOGRÁFICA

Ferreira, André Alves

Medidas de turbulência na borda do plasma do TCABR /
André Alves Ferreira -- São Paulo, 2004.

97 p.

Tese (Doutorado) – Escola Politécnica da Universidade
de São Paulo. Departamento de Engenharia de Sistemas
Eletrônicos.

1. Análise espectral (análise de séries temporais) 2. Física de
plasmas (diagnóstico) 3. Física experimental I. Universidade de
São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia de
Sistemas Eletrônicos II.t

Gostaria de dedicar este trabalho à minha esposa
pelo carinho, dedicação, paciência e amor
durante todos estes anos.

A Deus e aos meus pais pelo
“Dom” da vida.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a todas as pessoas que me ajudaram, direta e indiretamente, a desenvolver este trabalho, começando pelo meu orientador, o Prof. Dr. Iberê L. Caldas, meu co-orientador o Prof. Dr. Luiz A. Baccalá e à Profa. Dra. Maria Vittoria A. P. Heller, pela dedicação, interesse e, principalmente, pela motivação que me passaram a todo momento. Quero agradecer também aos professores Dr. Ricardo M. O. Galvão e Dr. Álvaro Vannucci pelo interesse demonstrado por este trabalho e pelos esclarecimentos de algumas dúvidas a respeito do desenvolvimento teórico desta tese. Agradeço também ao professor Dr. Aluísio N. Fagundes e ao Dr. Wanderley P. de Sá por implementarem e manterem o sistema de aquisição de dados do TCABR.

Dentre as pessoas que estiveram envolvidas na construção deste diagnóstico, três foram as que mais se destacaram, os técnicos Abílio P. dos Reis e Nélio R. Nunes que muito me ajudaram no projeto e construção dos circuitos eletrônicos e o Dr. Juan I. Elizondo, com quem projetei e construí parte do sistema de vácuo referente á sonda eletrostática, sempre discutindo a melhor forma de vedação para o conjunto.

Ao Eng. Nelson M. Cuevas e Ms. Edson K. Sanada por manterem o tokamak em funcionamento e por me ensinarem os princípios básicos da sua operação.

Aos colegas, Valdemar Bellintani Jr., J. Helder F. Severo, Ernesto A. Lerche, Antônio M. M. Fonseca, Omar C. U. Najera e Erich A. S. Olschewski pelo convívio sempre agradável durante estes anos, juntamente com os demais pós-graduandos do grupo, com os quais tive uma constante troca de informações.

Também agradeço a equipe do tokamak CASTOR por nos ter enviado importantes dados, com os quais pude enriquecer esta tese.

Quero agradecer à atenção da secretária do Laboratório de Física de Plasma, a Sra Eleonora V. D. Lo Duca, que sempre me tratou da melhor forma possível.

Agradeço também o importante apoio financeiro da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

RESUMO

Este trabalho teve por objetivo a investigação da turbulência na borda do plasma do tokamak TCABR através do aperfeiçoamento do sistema de diagnóstico por sondas eletrostáticas, bem como a caracterização da influência da injeção de ondas de Alfvén nesta turbulência. Para isso projetamos, implementamos, testamos e aperfeiçoamos o conjunto de sondas de Langmuir deste tokamak. Este arranjo foi montado numa estrutura metálica móvel, controlada remotamente, que permite medidas de parâmetros do plasma em posições radiais diferentes. Com esse sistema medimos os perfis radiais da temperatura e da densidade eletrônica, bem como as flutuações da densidade e do potencial do plasma. Com esse diagnóstico caracterizamos a influência da injeção de ondas de Alfvén. Nessas experiências obtivemos os perfis radiais dos parâmetros do plasma e analisamos, por transformadas *wavelet*, as suas flutuações. As medidas indicam que, quando é injetada a onda de rádio frequência, há uma inversão na velocidade de fase e um alargamento no espectro, além de aumentar as flutuações eletrostáticas. Esta intensificação das flutuações gera um aumento da turbulência que pode estar associada ao aumento dos acoplamentos quadráticos entre as componentes de baixa e de alta frequência das flutuações e entre as flutuações do potencial do plasma e da densidade eletrônica. Desenvolvemos um algoritmo para estimativa do transporte devido aos incrementos de densidade (*bursts*) que aparecem nesta região. Com este algoritmo notamos que a soma do tempo de duração dos *bursts* quase não varia quando é injetada a rádio frequência, mas o transporte de partículas aumenta acentuadamente nesta condição. Também analisamos alguns dados que nos foram cedidos do Tokamak CASTOR, da República Tcheca. Através da análise linear, constatamos a existência de um modo poloidal dominante com $m=6$ e, da análise quadrática, encontramos acoplamentos intermitentes, que indicam a existência de estruturas com aproximadamente 1,5 cm de extensão.

ABSTRACT

The object of this work was the investigation of the turbulence at the border of the TCABR tokamak plasma through the improvement of a diagnosis system by electrostatic probes, as well as the characterization of the injection of Alfvén waves influence in this turbulence. In order to obtain this result, we design, implemented, tested and improved the group of Langmuir probes of this tokamak. The experimental set up involved the construction of a movable metallic structure, remotely controlled, which permits measuring the plasma parameters in different radial positions. With this system we measured the temperature and electronic density radial profiles, as well as the density and potential fluctuations of the plasma. With this diagnostic we also characterized the influence of the injected Alfvén waves. In these experiences we obtained the radial profiles of the plasma parameters and analyzed, by wavelet transform, their fluctuations. The measurements indicate that, when the radio frequency wave is injected, there is an inversion in the phase speed and an enlargement in the spectrum, apart from an increase in the electrostatic fluctuations. This intensification of the fluctuations is associated an increase of the quadratic coupling between the low and high frequency components of the fluctuations and between the fluctuations of the plasma potential and the electron density. We developed an algorithm to estimate the transport due to the density increments (bursts) that appear in this plasma region. With this algorithm we could verify that the summed time the bursts hardly varies when the Alfvén wave is injected, but the transport of particles increases strongly in this condition. We also analyzed some data provided by Tokamak CASTOR, from the Czech Republic. Through linear analysis we verified the existence of a dominant poloidal mode with $m=6$ and, with quadratic analysis, we found intermittent coupling, which indicates the existence of structures with approximately 1.5 cm of extent.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	I
LISTA DE TABELAS	VI
LISTA DE SÍMBOLOS	VII
I- Introdução	1
II- Estudo de turbulência na borda do plasma em tokamaks	5
2.1 Introdução	5
2.2 Contexto geral da turbulência em tokamaks na pesquisa em plasma	6
2.2.a – Sistema de medida com sondas eletrostáticas nos tokamaks	
TCABR e CASTOR	8
2.2.b Turbulência e transporte	9
2.2.c Influência da excitação das ondas de Alfvén na borda do TCABR	10
III- Diagnóstico com sondas eletrostáticas	12
3.1 Introdução	12
3.2 Princípios básicos	12
3.2.1 Sonda simples	13
3.2.2 Sonda tripla	16
3.3 Características experimentais do diagnóstico	17
3.3.1 Sistema mecânico	18
3.3.2 Sistema elétrico	20
3.4 Preparação dos sinais para análise	21
3.4.1 Sinais obtidos	23
3.4.2 Perfis de equilíbrio	24

IV- Análise da turbulência nos tokamaks TCABR e CASTOR	25
4.1 Introdução	25
4.2 Análise espectral linear	27
4.3 Função espectral $S(k, f)$	29
4.4 Transporte de partículas	31
4.5 Resultados no tokamak TCABR	32
4.5.1 Espectros, espectros cruzados, espectros de coerência, de fase e transporte	33
4.5.2 Aplicação do espectro em frequência e número de onda	36
4.6 Resultados no tokamak CASTOR	39
 V- Acoplamentos na turbulência do TCABR e CASTOR	 43
5.1 Introdução	43
5.2 Análise espectral não linear	44
5.3 Resultados no tokamak TCABR	49
5.4 Resultados no tokamak CASTOR	51
 VI- Análise de <i>bursts</i> no TCABR	 54
6.1 Introdução	54
6.2 <i>Bursts</i> no TCABR	54
 VII- Conclusões e sugestões para trabalhos futuros	 64
Anexo A – Circuito implementado para polarização da sonda tripla e do circuito de medida da saturação iônica	68
Anexo B – Listagem do programa de análise de bursts em sinais turbulentos	70
Anexo C – Relação de simetria do bispectro.	88
 Referências	 90
Apêndice I - Trabalhos publicados	93

LISTA DE FIGURAS

Fig 2-01 – Esquema do tokamak TCABR, onde: A é a câmara de vácuo, B são as bobinas de campo vertical, C é a janela onde está instalado o nosso diagnóstico e D são as bobinas poloidais que geram o campo magnético toroidal.	06
Fig.2-02 – Esquema do sistema de coordenadas de uma máquina tipo tokamak. ..	07
Fig.3-01 - Curva característica (sonda simples).	14
Fig.3-02 - Sonda tripla padrão.	17
Fig. 3-03 – Visão esquemática do sistema mecânico de movimentação da sonda. Onde: 1 – Câmara de vácuo; 2 – Coluna de plasma; 3 – Sonda; 4 – Válvula gaveta; 5 – Foles metálicos; 6 – Cremalheira; 7 – Engrenagem; 8 – Tubo de sustentação da Sonda; 9 – Válvula agulha; 10 – Fole metálico; 11 – Válvula venting; 12 – Entrada de N ₂ ; 13 – Bomba turbo molecular; 14 - Fole metálico; 15 – Válvula pneumática; 16 – Bomba mecânica; Exaustão.	18
Fig. 3-04 - Desenho esquemático do posicionamento das 6 pontas da sonda, onde 1 mede as flutuações de densidade, 2 é uma sonda simples que opera em modo de varredura, da qual podemos extrair a curva característica para se obter a densidade e temperatura dos elétrons, 3 medem as flutuações do potencial e 4, 5 e 6 correspondem à sonda tripla.	19
Fig. 3-05 – Fotos da sonda.	20
Fig. 3-06 Foto geral do tokamak, mostrando os principais componentes e sistemas de diagnóstico instalados.	21
Fig. 3-07 – Nesta figura são mostrados os sinais da flutuação do potencial flutuante 1 e 2 (a, b) e da corrente de saturação iônica (c) antes e durante (após a linha tracejada) a injeção das ondas de Alfvén em r/a=1,17, bem como, os mesmos sinais nas mesmas condições, só que foi interrompida a injeção do gás hidrogênio para que pudéssemos avaliar o ruído nos sinais (d ,e, f).	22

Fig. 3-08 - Condições típicas do plasma, sem injeção de ondas de Alfvén, confinado no TCABR em que foram obtidos os dados analisados neste capítulo.	23
Fig. 3-09 - Perfis típicos para as descargas analisadas. Densidade linear n ($\times 10^{19}$) part./ m^{-3} e corrente de plasma I_p ($\times 10^5$) A (a); potência injetada de RF (b).	24
Fig. 3-10 – Perfis radiais dos valores médios da densidade (a) e da temperatura de elétrons (b). Para pulsos sem RF	24
Fig. 4-01 – Espectros de potência das flutuações do potencial flutuante (a) e da corrente de saturação iônica (b), antes (—) e durante a injeção da onda de Alfvén (—). Para um intervalo de tempo de 1,02 ms	33
Fig. 4-02 – Coerência linear, antes (—) e durante a injeção da onda de Alfvén (—). Para o mesmo intervalo da Fig. 4-01.	34
Fig. 4-03 – Gráfico em curvas de nível do espectro $S(k, f)$ para o potencial flutuante antes (a) e durante a injeção de Alfvén (b). Para o mesmo intervalo da Fig. 4-01.	34
Fig. 4-04 – Espectros $S(f)$ e $S(k)$ das flutuações do potencial flutuante antes (—) e durante a injeção da onda de Alfvén (—). Para o mesmo intervalo da Fig. 4-01.	35
Fig. 4-05 – Velocidade de fase. Para $r/a=1,17$.	35
Fig. 4-06 - Dependência da velocidade de fase de poloidal com a potência de RF injetada para as flutuações do potencial flutuante em $r/a=1,17$.	36
Fig. 4-07 – Gráfico tridimensional do ângulo de fase entre as flutuações do potencial e da densidade em $r/a=1,17$, para uma descarga. Antes, durante (entre setas), e depois da injeção de RF. As cores representam os valores indicados na escala.	37
Fig. 4-08 - Evolução temporal do campo elétrico poloidal ($\times 10^3$) com injeção de RF (entre linhas tracejadas), para duas posições radiais.	38

Fig. 4-09 - Evolução temporal do transporte total de partículas antes, durante (entre linhas tracejadas) e depois da injeção de RF, em $r/a=1,00$ (linha cheia) e $r/a=1,17$ (linha tracejada).	38
Fig. 4-10 - Distribuição poloidal da evolução temporal do potencial flutuante. As cores representam os valores indicados na escala.	39
Fig. 4-11 – Distribuição poloidal da evolução temporal do potencial flutuante em um intervalo de tempo de 0,2 ms (região que vai de 450 a 650 ms do gráfico 4-10). As cores representam os valores indicados na escala.	40
Fig. 4-12 – Distribuição poloidal do espectro de potência do potencial flutuante utilizando transformada de Wavelet para um intervalo de 1,02 ms. Os modos dominantes na frequência são os mesmos mencionados na Fig. 4-11. As cores representam os valores indicados na escala.	41
Fig. 4-13 - Coerência linear entre as flutuações de sonda 1 e as sondas $n=2, \dots 10$ utilizando Wavelet. As cores representam os valores indicados na escala.	41
Fig. 4-14 - Espectro de potência do número de onda do potencial flutuante para dados das sondas 29 e 30 (sondas que estão na porção superior do tokamak) (a), das sondas 1 e 2 (sondas que estão na porção equatorial do tokamak) (b). ($k=1 \text{ cm}^{-1}$, e $k=2 \text{ cm}^{-1}$, $v_{ph}=3,0 \times 10^3 \text{ m/s}$ e $v_{ph}=2,5 \times 10^3 \text{ m/s}$, respectivamente).	42
Fig. 5-01 – Superposição da bicoerência soma sem (linha cheia) e com injeção de RF (A), para um intervalo de tempo escolhido de 1,02 ms, para flutuações do potencial flutuante em $r/a=1,17$	49
Fig. 5-02 – Perfil temporal da bicoerência total durante uma descarga com injeção de RF (entre linhas tracejadas) para as flutuações do potencial flutuante em $r/a=1,17$	50

Fig. 5-03 - Auto bicoerência soma dos dados da sonda 1. As cores representam os valores indicados na escala.	51
Fig. 5-04 - Auto bicoerência soma dos dados da sonda $n = 1, 10,$ e 30 para um intervalo de tempo de $1,02$ ms. As cores representam os valores indicados na escala.	52
Fig. 5-05 - Soma da bicoerência cruzada dos dados da sonda 1 e das sondas $n = 2, 4,$ 6 e $8,$ para um intervalo de tempo de $1,02$ ms. Eq.5-6. As cores representam os valores indicados na escala.	52
Fig. 6-01 – Evolução temporal dos sinais de flutuações do potencial flutuante ($V_{\text{flut}} 2$) e da corrente de saturação iônica (I_{flut}), na posição mais externa, $r/a = 1,17$ (a) e mais interna $r/a = 1,00$ (b).	55
Fig. 6-02 – Ampliação da fig. 6-01 mostrando os sinais de flutuações da corrente de saturação iônica (I_{flut}) antes (a) e durante (b) a injeção de RF para a posição mais interna ($r/a = 1,00$) e os mesmos instantes para a posição mais externa ($r/a = 1,17$) ((c) e (d)). A linha tracejada indica o valor limiar.	56
Fig. 6-03 – Gráficos do sinal da corrente de saturação iônica que está acima do valor de dois STD. Os gráficos (a) e (b) mostram os picos da corrente de saturação antes da injeção de RF para $r/a = 1,00$ e $r/a = 1,17,$ respectivamente. Os gráficos (c) e (d) mostram os picos da corrente de saturação durante a injeção de RF, novamente para $r/a = 1,00$ e $r/a = 1,17,$ respectivamente.	57
Fig. 6-04 – Histograma da distribuição de valores de amplitude no sinal de corrente de saturação iônica antes da injeção da RF (a) e (b) e durante (c) e (d), para o caso da Fig. 6-03. Onde (a) e (c) são em $r/a=1,17$ e (b) e (d) são em $r/a=1,00.$	58
Fig. 6-05 – Gráficos da flutuação do potencial flutuante antes(a, b) e durante(c, d) a perturbação. Sendo que (a, c) são para a posição mais interna ($r/a = 1,17$) e (b, d) para a posição mais externa ($r/a=1,00).$	58
Fig. 6-06 – Histograma da distribuição de valores de amplitude no sinal de potencial flutuante antes da injeção das ondas de Alfvén (a, c) e durante (b, d). Sendo que (a, c)	

são para a posição mais externa ($r/a = 1,17$) e (b, d) para a posição mais interna ($r/a=1,00$).	59
Fig. 6-07 – Histograma da distribuição dos valores das velocidades dos bursts antes da injeção das ondas de Alfvén (a, c) e durante (b, d). Sendo que (a, c) são para a posição mais externa ($r/a = 1,17$) e (b, d) para a posição mais interna ($r/a=1,00$). ...	60
Fig. 6-08 - Histogramas do transporte total de partículas sem (a), com perturbação de RF (b). Histogramas do transporte de partícula devido aos <i>bursts</i> sem (c) e com injeção de RF (d), em $r/a=1,00$	62
Fig. 6-09 – Gráfico logarítmico das freqüências da corrente de saturação iônica dos <i>Bursts</i> , em função das amplitudes normalizadas (I_{sat}/c), antes (a) e depois (b) da perturbação de RF, para os mesmos dados de Fig. 6-05.	63
Fig. A1– Esquema do controlador de baterias.	68
Fig. C1 – Regiões simétricas para o cálculo das quantidades bispectrais. Somente as regiões sombreadas são graficadas.	89

LISTA DE TABELAS

TABELA I – Valor do desvio padrão dos sinais em posições radiais diferentes.	.. 57
TABELA II – Resultados do cálculo para duas posições radiais diferentes.	.. 61

LISTA DE SÍMBOLOS

v_A	Velocidade de Alfvén.
ω	Frequência de excitação.
ω_{ci}	Frequência ciclotrônica.
B_T	Campo magnético de confinamento toroidal.
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo.
ρ_i	Densidade de massa dos íons.
\mathbf{K}	Vetor de onda.
m	Número poloidal.
n	Número toroidal.
C_s	Velocidade íon acústica.
T_i	Temperatura dos íons.
T_e	Temperatura dos elétrons.
K_B	Constante de Boltzmann.
m_i	Massa dos íons.
m_e	Massa dos elétrons.
I_{si}	Corrente de saturação iônica.
I_{se}	Corrente de saturação eletrônica.
e	Carga eletrônica.
n_e	Densidade eletrônica.
A	Área da sonda.
ϕ_p	Potencial do plasma.
ϕ_f	Potencial flutuante.
V_+	Potencial do eletrodo positivo da sonda tripla.
V_-	Potencial do eletrodo negativo da sonda tripla.
V_f	Potencial do eletrodo flutuante da sonda tripla.
$(\hat{\mathbf{e}}_\varphi)$	Versor na direção toroidal.
$(\hat{\mathbf{e}}_\theta)$	Versor na direção poloidal.
$(\hat{\mathbf{e}}_r)$	Versor na direção radial.

f	Frequência
k	Número de onda.
a	Parâmetro de escala que indica compressão ou diliação da wavelet.
$W_x(a, \tau)$	Transformada de wavelet do sinal X.
$\psi_a(t)$	Wavelet mãe.
C_{xx}	Auto espectro de potência do sinal X.
C_{yx}	Espectro de potência cruzado do sinal X com o sinal Y.
θ_{yx}	Espectro de fase entre o sinal X e o sinal Y.
γ_{yx}	Espectro de coerência entre o sinal X e o sinal Y.
f_N	Frequência de Nyquist.
f_a	Frequência de amostragem.
$\epsilon(\gamma_{xy})$	Erro estatístico.
$S(k, f)$	Função espectral em função do número de onda k e da frequência f .
$s(k, f)$	Função espectral normalizada.
$s(k f)$	Espectro condicional.
\bar{v}_f	Velocidade de fase.
$Tr(f)$	Transporte de partículas em função da frequência f .
$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}}$	Fluxo total de partículas.
$B_{xx}(a_1, a_2)$	Autobispectro.
$B_{xy}(a_1, a_2)$	Bispectro cruzado.
$b_{xx}^2(f_1, f_2)$	Espectro de autobicoerência.
$b_{xy}^2(f_1, f_2)$	Espectro de bicoerência cruzado.
$[b(f)]^2$	Soma da bicoerência.
$(b)^2$	Bicoerência total.
$\epsilon[b(f_1, f_2)]$	Erro estatístico.
V	Velocidade dos <i>bursts</i> .
Γ	Transporte temporal de partículas.

I-INTRODUÇÃO

No futuro, a fusão termonuclear controlada pode se tornar uma fonte de energia importante. Assim, ultimamente têm-se intensificado as pesquisas nesta área. Mas, até hoje, um dos grandes problemas para alcançá-la é a excessiva perda de energia e partículas pela borda do plasma confinado magneticamente. Este processo de transporte que ocorre na borda de um tokamak, que é um dispositivo de confinamento magnético, não pode ser descrito pela teoria colisional, que leva em consideração apenas a agitação térmica do gás, sendo por isso denominado transporte anômalo (WOOTTON, 1990)(WAGNER, 1993).

Nas últimas décadas esse transporte anômalo tem sido atribuído à turbulência que ocorre em escalas espaciais muito menores que o raio do plasma. Além disso, em tokamaks, as mudanças que ocorrem na turbulência e no transporte, na borda do plasma, afetam o confinamento e influenciam a sua duração. Portanto, o entendimento dessas mudanças é importante para a construção de um reator comercial.

Estudos experimentais comprovaram que as flutuações no campo elétrico do plasma causam flutuações na velocidade e posição radial das partículas, dando origem ao transporte radial de partículas e energia através do campo magnético de confinamento (LIEWER, 1985).

A influência das flutuações eletrostáticas no transporte recebeu considerável atenção teórica (WOOTTON, 1990). Em muitos casos, as previsões dos modelos teóricos são consistentes com as experiências, porém, dentro de incertezas consideráveis (CAMARGO, 1996).

Portanto, ainda faltam dados e modelos que expliquem, de forma geral, todos os processos de transporte na borda do plasma confinado em tokamaks, fazendo-se necessário o estudo e o entendimento das causas e da natureza da turbulência, para que se torne possível o seu controle e, consequentemente, a redução do transporte.

A medida dos valores médios das grandezas do plasma, assim como de suas flutuações, pode colaborar para identificar, experimentalmente, os mecanismos que provocam a turbulência na região da borda do plasma (CASTRO, 1997)(HELLER,

1999). Contudo, essas medidas requerem o uso de técnicas que forneçam boa resolução espacial e temporal. Um dos diagnósticos mais utilizados em tokamaks para medir estas grandezas, na região da borda, é a sonda de Langmuir (sonda eletrostática) (BRENTZ, 1997).

Neste trabalho desenvolvemos um sistema de diagnóstico do plasma, por sondas de Langmuir, para medir as características da turbulência eletrostática na borda do plasma confinado na câmara toroidal do tokamak TCABR do Instituto de Física da USP.

O diagnóstico construído é composto por seis sondas de Langmuir de pontas de tungstênio, sendo que duas sondas medem flutuações do potencial flutuante, que é proporcional ao potencial do plasma, uma sonda mede flutuações da corrente de saturação de íons, que é proporcional à densidade eletrônica, e as outras três, que estão ligadas como sonda tripla, servem para medir os valores médios do potencial flutuante, da densidade e da temperatura dos elétrons.

As sondas estão montadas numa estrutura metálica móvel operada por controle remoto, que permite posicionar o diagnóstico em posições radiais diferentes (FERREIRA, 1999a).

Para analisar os dados, utilizamos a análise espectral para o estudo de fenômenos relacionados com ondas e turbulência (POWERS, 1990). Assim, pudemos identificar os modos presentes no plasma e, através da determinação da correlação entre estes, calcular a amplitude, os números de onda e as diferenças de fase entre os mesmos (RITZ, 1989).

Os métodos de análise para determinar a natureza da turbulência utilizados até pouco tempo, baseavam-se, em geral, em técnicas de correlação, funções de distribuição de probabilidade e análises espectrais, com Transformadas de *Fourier*, que envolvem médias em tempos longos (RITZ, 1989). Por estudarmos fenômenos não estacionários, fez-se necessário encontrar uma técnica de análise que pudesse fornecer melhor resolução temporal. A análise espectral baseada em Transformadas *wavelet* fornece esta resolução temporal, pois decompõe o sinal em componentes *wavelet* que dependem tanto da escala (que dentro de certas condições é equivalente à freqüência) como do tempo. Essa análise por *wavelet* (MILLIGEN, 1995)(MILLIGEN, 1997)(JHA, 1997) reduz o intervalo de tempo para o cálculo das

médias obtidas permitindo, portanto, analisar eventos de curta duração, pulsos e intermitências.

As flutuações turbulentas podem ser aproximadas, em primeira ordem, por uma superposição de modos lineares e independentes. Porém, tal aproximação é incapaz de explicar como ondas, que são inicialmente instáveis em uma escala limitada de número de onda e freqüência, podem gerar um espectro turbulento que se estende por um largo espectro de freqüência e número de onda. Devemos então incluir efeitos não lineares. Para caracterizar a não linearidade, utilizamos funções espetrais com funções de correlação de ordem superior. Assim, calculamos os bispectros, que são quantidades que medem a potência quadrática associada aos diversos modos acoplados, existentes em um sinal, e permitem distinguir, com eficiêcia, modos lineares de modos quadráticos (TSUI, 1993)(MILLIGEN, 1997)(JHA, 1997).

Neste trabalho fazemos a análise espectral e bispectral, por *wavelet*, das flutuações turbulentas que medimos no tokamak TCABR. Estas mesmas análises foram feitas para as flutuações medidas em experiências em que foram injetadas ondas de rádio freqüência denominadas ondas de Alfvén. Também foram feitas para as flutuações dos sinais que recebemos do tokamak CASTOR da República Tcheca.

Além disso, desenvolvemos um algoritmo para analisar o transporte radial de partículas, em função do tempo (ANTAR, 2001), que baseia-se na divisão do transporte em duas partes, uma em que ele é calculado durante todo o tempo analisado e outra em que ele é calculado apenas durante o aparecimento de picos de densidade (*bursts*).

No capítulo 2 descrevemos, sucintamente, o contexto geral da pesquisa em tokamaks, os estudos da turbulência e do seu controle nos Tokamaks TCABR e CASTOR e a justificativa da escolha da metodologia utilizada. No capítulo 3 estão descritos o projeto, a construção e a montagem do sistema de sondas para diagnóstico do plasma, bem como alguns procedimentos de pré-processamento dos dados e alguns sinais de controle relevantes para um bom entendimento dos resultados. Apresentamos também os perfis radiais da temperatura eletrônica e da densidade e as flutuações da densidade e do potencial do plasma. Apresentamos no capítulo 4 um resumo da técnica de análise espectral com *wavelet* para as flutuações

medidas e mostramos os resultados obtidos. No capítulo 5 também apresentamos um resumo da técnica de análise espectral não linear e calculamos os acoplamentos quadráticos entre as componentes das flutuações. Com isso, discutimos a influência da injeção de ondas de Alfvén na turbulência observada nesta região. No capítulo 6 são mostradas as propriedades convectivas associadas aos incrementos de densidade que aparecem na região da borda do plasma (*bursts*). Ainda neste capítulo descrevemos como é feita a análise dos sinais e como podemos encontrar a razão entre o transporte total e o transporte devido a estes incrementos de densidade. Por fim, no capítulo 7 apresentamos as conclusões do trabalho e algumas questões que pretendemos investigar no prosseguimento do mesmo.

II- ESTUDO DE TURBULÊNCIA NA BORDA DO PLASMA EM TOKAMAKS.

2.1 INTRODUÇÃO.

São muitas as formas, as origens e as manifestações da turbulência. Podemos experimentá-la de várias formas, pois a turbulência está em toda parte a nossa volta, indo desde fenômenos atmosféricos ou geofísicos até interações intergalácticas, passando pelo plasma.

Nas últimas décadas, a turbulência na borda do plasma de tokamaks tem sido estudada intensamente com o intuito de entender o transporte anômalo de partículas para fora do plasma.

Uma das condições necessárias para se obter energia através da fusão termonuclear controlada é a de que o tempo de confinamento do plasma deve ser tal que a quantidade de energia produzida seja maior que a energia perdida para gerar o plasma e aquecê-lo. O confinamento do plasma em tokamaks depende do transporte radial de partículas. Este transporte é considerado anômalo, pois possui um nível maior que o previsto pela teoria das colisões entre partículas (LIEWER, 1985)(WOOTTON, 1990). Esse transporte anômalo tem sido geralmente atribuído à turbulência que ocorre em escalas espaciais muito menores que o raio do plasma. Flutuações nos campos elétrico e magnético causam flutuações na velocidade e na posição radial das partículas, e isto dá origem ao transporte anômalo de partículas e energia (LIEWER, 1985).

2.2 CONTEXTO GERAL DA TURBULÊNCIA EM TOKAMAKS NA PESQUISA EM PLASMA.

As principais configurações magnéticas usadas no confinamento de um plasma são as configurações toroidais conhecidas pelas designações de tokamak, stellarator e *reversed field pinch*. No Laboratório de Física de Plasma do Instituto de Física da USP encontra-se instalado, e operacional, o tokamak TCABR.

Seus componentes típicos são: câmara de vácuo, sistemas de vácuo e de injeção de gás, solenóide central, solenóide toroidal, solenóide poloidal, limitador ou divertor, sistema de pre-ionização, bancos de capacitores, sistemas de aquecimento auxiliar, diagnósticos e sistema de controle e aquisição de dados. Alguns destes componentes estão esquematizados na Fig. 2-01.

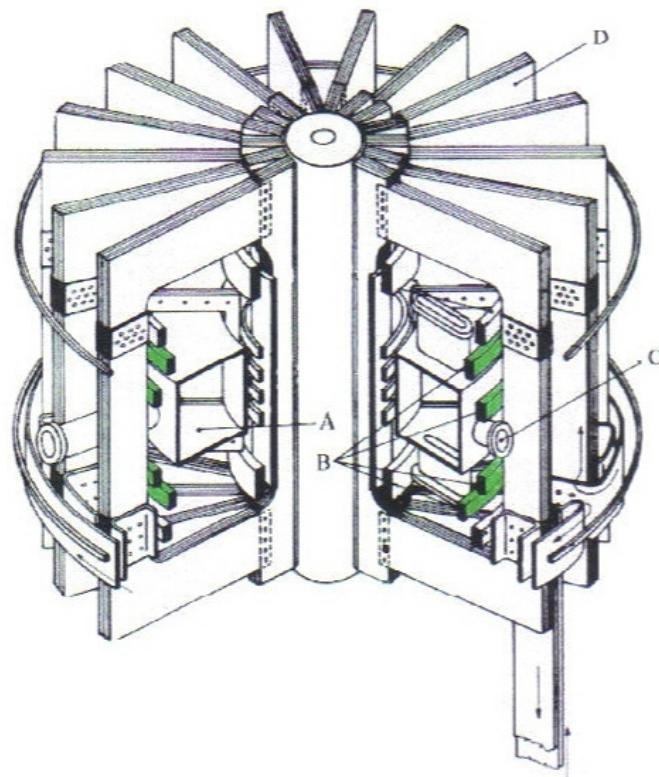


Fig 2-01 – Esquema do tokamak TCABR, onde: **A** é a câmara de vácuo, **B** são as bobinas de campo vertical, **C** é a janela onde está instalado o nosso diagnóstico e **D** são as bobinas poloidais que geram o campo magnético toroidal.

A Fig. 2-02 mostra o sistema de coordenadas que usamos para descrever um tokamak, onde φ é a coordenada toroidal, θ é a coordenada poloidal, r é a coordenada radial, a é o raio do limitador (raio menor) e R é a distância entre o centro do solenóide central e o centro da coluna de plasma (raio maior).

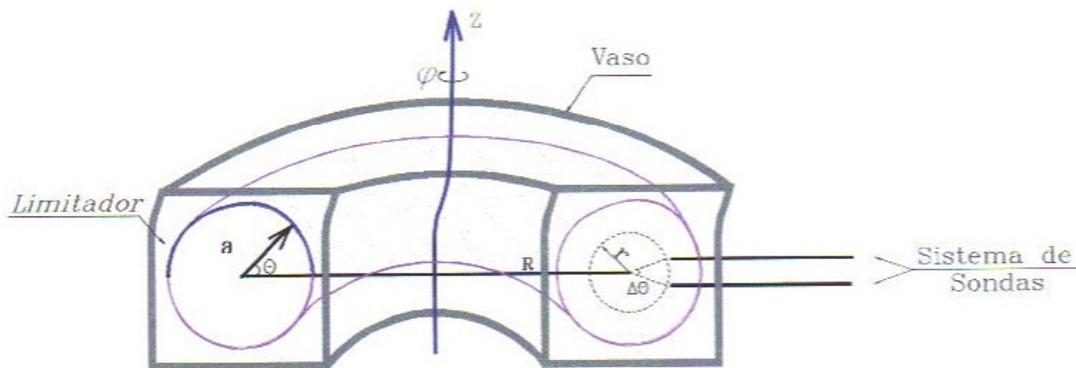


Fig. 2-02 – Esquema do sistema de coordenadas de uma máquina tipo tokamak.

A energia armazenada num banco de capacitores é descarregada no primário de um transformador, cujo secundário é o gás ionizado que preenche a câmara de vácuo e que estará sendo confinado por um campo magnético toroidal.

A descarga deste banco de capacitores gera um fluxo magnético, variável no tempo, o qual por sua vez cria um campo elétrico induzido no gás ionizado, definido pela Lei Geral de Indução.

Sob a ação deste campo elétrico, as partículas carregadas do gás ionizado vão ser aceleradas na direção e sentido do campo (íons) e no sentido contrário (elétrons).

Estes movimentos das partículas carregadas originam uma corrente elétrica que se designa por corrente de plasma (I_p), a qual:

- Cria um campo magnético poloidal que vai ajudar a estabilizar a coluna de plasma.
- Vai aquecer o plasma pelo efeito Joule (aquecimento ôhmico)

O funcionamento do tokamak é interrompido quando o plasma deixa de estar confinado, o que geralmente acontece quando a energia que estava armazenada no solenóide central termina.

Existem fortes evidências de que a borda do plasma, aquecido Ohmicamente, exibe turbulência caracterizada por grandes flutuações eletrostáticas de densidade e de potencial e que as flutuações eletrostáticas são responsáveis por uma parte significativa do transporte (WOOTTON, 1990).

Portanto, o problema consiste em tentar entender os mecanismos que geram e regem a turbulência existente na borda de plasmas confinados magneticamente, com o intuito de poder controlá-la, para que se possa diminuir o transporte de partículas nesses plasmas, viabilizando, assim, a construção de reatores de fusão nuclear.

Em tokamaks, a relação entre os campos magnéticos e a pressão do plasma é bem descrita pela teoria do equilíbrio magnetohidrodinâmico. Entretanto, não há uma descrição boa para a turbulência observada (WOOTTON, 1990). Para investigar a turbulência, construímos um diagnóstico eletrostático, que é a denominação genérica para o conjunto de sondas utilizado e fizemos medidas e analisamos os seus dados.

2.2.a – SISTEMA DE MEDIDA COM SONDAS ELETROSTÁTICAS NOS TOKAMAKS TCABR E CASTOR.

Para o tokamak TCABR foi projetado, construído e instalado um conjunto de seis sondas eletrostáticas para medir os valores médios do potencial do plasma, da densidade e temperatura de elétrons, bem como suas flutuações. Este conjunto pode se movimentar na direção radial para podermos encontrar o perfil radial destas grandezas.

Já no tokamak CASTOR, está instalado um anel poloidal com sondas eletrostáticas. Este sistema de diagnóstico foi proposto com o intuito de medir sinais que pudessem identificar as ondas presentes no plasma. Através de uma colaboração, nos foi cedido um conjunto de dados de flutuações do potencial flutuante do plasma, para que analisássemos as ondas no plasma deste tokamak.

2.2.b TURBULÊNCIA E TRANSPORTE.

Em tokamaks, a fonte de energia livre disponível para gerar instabilidades em um plasma, confinado magneticamente, deriva das heterogeneidades do campo elétrico e magnético, da corrente de plasma, da densidade e da temperatura eletrônica, que podem gerar um largo espectro de modos dentro do plasma. Estes modos interagem entre si estabelecendo espectros largos de flutuação. Estas flutuações produzem um transporte de partículas e modificam o equilíbrio global e os gradientes de campo, densidade, temperatura, etc. A amplitude das flutuações são bastante altas, atingindo 50% do seu valor médio. Essas características do espectro das oscilações indicam a importância da turbulência em tokamaks.

A interação entre as flutuações do campo elétrico poloidal e o campo magnético toroidal faz com que as partículas tenham uma velocidade radial, ou seja, elas se deslocam gerando um fluxo de partículas para fora do plasma, que é calculada da seguinte forma:

$$\tilde{\tilde{v}}_r = \frac{\tilde{\tilde{E}}_\theta \times \vec{B}_\phi}{B_\phi^2} \text{ ou } \tilde{\tilde{v}}_r = \frac{\tilde{\tilde{E}}_\theta}{B_\phi} \quad (2-1)$$

onde $\tilde{\tilde{E}}_\theta$ é a flutuação do campo elétrico poloidal e B_ϕ o campo magnético toroidal de equilíbrio. Ver coordenadas na Fig. 2-02.

O transporte, neste caso, é definido como a média da multiplicação das flutuações de densidade eletrônica com as flutuações da velocidade radial das partículas e é dado pela seguinte fórmula (POWERS, 1974):

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{v}} = \langle \tilde{n}(t) \tilde{\tilde{v}}_r(t) \rangle \quad (2-2)$$

onde $\langle \dots \rangle$ representa o valor médio em um intervalo de tempo e só é diferente de zero quando há correlação entre as flutuações de densidade do plasma (\tilde{n}) e as flutuações da velocidade radial das partículas ($\tilde{\tilde{v}}_r$).

Substituindo (2-1) em (2-2) temos,

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}} = \frac{\langle \tilde{n}(t)\tilde{E}_\theta(t) \rangle}{B_\varphi} \quad (2-3)$$

Para determinar as flutuações do campo elétrico na direção poloidal, usamos as flutuações do potencial elétrico ($\tilde{\phi}$), medidas em duas posições poloidais, ou seja,

$\tilde{E}_\theta = -\nabla \tilde{\phi} - \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} = -\frac{\Delta \tilde{\phi}}{\Delta r}$ (Δr é a distância entre as duas posições e, nestas condições, $\frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} = 0$).

2.2.c INFLUÊNCIA DA EXCITAÇÃO DAS ONDAS DE ALFVÉN NA BORDA DO TCABR.

Ondas de Alfvén são ondas eletromagnéticas, de rádio frequência, que se propagam em fluidos condutores magnetizados (ALFVÉN, 1942). Sua existência foi confirmada experimentalmente no final da década de 50 (ALLEN, 1959).

Vários trabalhos teóricos indicam que as ondas de Alfvén são promissoras para o aquecimento do plasma, por absorção ressonante ou por mecanismos não lineares, e podem também gerar corrente elétrica ao longo do campo magnético toroidal estacionário no interior da coluna de plasma.

As ondas de Alfvén são ondas de RF de baixa frequência na região de 1 a 10 MHz, com frequência de excitação (ω) menor que a frequência ciclotrônica (ω_{ci}) dos íons, $\omega < \omega_{ci}$, que se propaga no plasma ao longo das linhas de campo magnético toroidal de equilíbrio B_T , com a velocidade de Alfvén v_A dada por:

$$v_A = \frac{B_T}{\sqrt{\mu_0 \rho_i}} \quad (2-4)$$

onde $\rho_i = nm_i$ é a densidade de massa dos íons, n é a densidade de partículas no plasma e m é a massa dos íons.

Existem dois tipos de ondas de Alfvén. A onda rápida, que se propaga comprimindo as linhas de campo magnético e deslocando-se para regiões de maior densidade de plasma. A onda lenta, que se propaga ao longo das linhas de campo magnético e acaba dissipando energia no plasma.

A onda lenta não pode ser excitada diretamente a partir da periferia da coluna de plasma, pois nesta região o seu comprimento de onda é muito pequeno; portanto o vetor de onda transversal tem um valor muito alto e, se tentarmos excitá-la diretamente a partir da borda, esta onda será totalmente absorvida nesta mesma região.

Sendo assim, a única maneira de se excitar e absorver uma onda lenta no centro da coluna é através da conversão de modos da onda rápida que se propaga até o interior da coluna de plasma.

O esquema básico para o aquecimento do plasma com ondas de Alfvén baseia-se, portanto, na conversão de modos (BUDDEN, 1961), da onda rápida para a onda lenta dentro da coluna de plasma.

Até agora, os resultados sobre aquecimento do plasma e geração não indutiva de corrente ainda são inconclusivos (DEMIRKHANOV, 1968) (DEMIRKHANOV, 1981) (KIROV, 1981) (CHAMBRIER, 1982) (RUCHKO, 1996) (RUCHKO, 2002). Além disso, investigações teóricas recentes indicam que também é possível utilizar ondas de Alfvén para o controle dos regimes de transporte de energia em tokamaks. Estas investigações levaram a um renovado esforço sobre a utilização de ondas de Alfvén no tokamak TCABR (OZONO, 2000).

O sistema de antenas do tokamak TCABR, para excitação de ondas de Alfvén, é baseado em um projeto que permite a excitação de um espectro de ondas estreito, entretanto torna-se necessária a caracterização de seus efeitos na borda, portanto, as sondas eletrostáticas são um bom sistema de diagnóstico para isso.

Existem dois tipos de ondas de Alfvén. A onda rápida, que se propaga comprimindo as linhas de campo magnético e deslocando-se para regiões de maior densidade de plasma. A onda lenta, que se propaga ao longo das linhas de campo magnético e acaba dissipando energia no plasma.

A onda lenta não pode ser excitada diretamente a partir da periferia da coluna de plasma, pois nesta região o seu comprimento de onda é muito pequeno; portanto o vetor de onda transversal tem um valor muito alto e, se tentarmos excitá-la diretamente a partir da borda, esta onda será totalmente absorvida nesta mesma região.

Sendo assim, a única maneira de se excitar e absorver uma onda lenta no centro da coluna é através da conversão de modos da onda rápida que se propaga até o interior da coluna de plasma.

O esquema básico para o aquecimento do plasma com ondas de Alfvén baseia-se, portanto, na conversão de modos (BUDDEN, 1961), da onda rápida para a onda lenta dentro da coluna de plasma.

Até agora, os resultados sobre aquecimento do plasma e geração não indutiva de corrente ainda são inconclusivos (DEMIRKHANOV, 1968) (DEMIRKHANOV, 1981) (KIROV, 1981) (CHAMBRIER, 1982) (RUCHKO, 1996) (RUCHKO, 2002). Além disso, investigações teóricas recentes indicam que também é possível utilizar ondas de Alfvén para o controle dos regimes de transporte de energia em tokamaks. Estas investigações levaram a um renovado esforço sobre a utilização de ondas de Alfvén no tokamak TCABR (OZONO, 2000).

O sistema de antenas do tokamak TCABR, para excitação de ondas de Alfvén, é baseado em um projeto que permite a excitação de um espectro de ondas estreito, entretanto torna-se necessária a caracterização de seus efeitos na borda, portanto, as sondas eletrostáticas são um bom sistema de diagnóstico para isso.

III- DIAGNÓSTICO COM SONDAS ELETROSTÁTICAS.

3.1 INTRODUÇÃO.

Sondas eletrostáticas (LANGMUIR, 1923) são usadas em tokamaks para medir parâmetros do plasma. São muitas as vantagens de se utilizar sondas eletrostáticas, uma delas está relacionada com o seu baixo custo comparado com o custo de outros diagnósticos. Outras vantagens estão relacionadas com a resolução espacial e temporal que as sondas nos proporcionam e ao fato de serem um dos sistemas de diagnóstico mais antigos e melhores descritos (CHEN, 1965) (BRETZ, 1997). Existem limitações para a utilização das sondas pois, pelo fato de estarem em contato com o plasma, recebem um alto fluxo de partículas e de calor, portanto sua utilização está restrita às regiões mais externas do plasma.

3.2 PRINCÍPIOS BÁSICOS.

Descrevemos nesta seção os princípios básicos de funcionamento do sistema de diagnóstico utilizado neste trabalho.

Devido ao fato da sonda ser composta por um eletrodo condutor colocado em contato com o plasma, os elétrons, que possuem maior mobilidade, fluem com facilidade em direção ao eletrodo, tornando-o negativo em relação ao potencial do plasma. O acúmulo de cargas negativas no eletrodo cria um campo elétrico que começa a repelir os elétrons e atrair os íons, que se concentram ao redor do eletrodo, formando uma região conhecida como *bainha do plasma*. Na borda da região da bainha existe uma outra região conhecida como *pré-bainha* na qual a quase-neutralidade do plasma continua válida, mas onde existe um campo elétrico que acelera os íons na direção do eletrodo de tal forma que estes adquirem uma velocidade mínima, a partir da qual eles são capazes de penetrar na região da bainha. Esta velocidade mínima é dada por:

$$C_s = \sqrt{\frac{K_B(T_i + T_e)}{m_i}} \quad (3-1)$$

onde T_i e T_e são a temperatura dos íons e a dos elétrons, respectivamente, K_B é a constante de Boltzmann e m_i é a massa do íon.

As sondas podem ser classificadas como: sonda simples, sonda dupla, sonda tripla e sondas compostas.

No arranjo experimental instalado no tokamak TCABR, podemos encontrar sondas simples e uma sonda tripla. A seguir descrevemos os princípios básicos de funcionamento de cada uma destas sondas.

3.2.1 SONDA SIMPLES.

Se um potencial muito negativo, em relação ao vaso (recipiente onde está contido o plasma, que normalmente é um condutor elétrico), for aplicado à sonda, então a corrente coletada pelo eletrodo será, predominantemente, devido ao fluxo de íons e é conhecida por corrente de saturação de íons (I_{si}), dada por (STANGEBY, 1982):

$$I_{si} = neAf\left(\frac{T_i}{T_e}\right)C_s \quad (3-2)$$

onde n é a densidade, A é a área da sonda e $f\left(\frac{T_i}{T_e}\right)$ é uma função que considera a

influência da temperatura dos íons na sua corrente de saturação.

A partir da fórmula (3-2) podemos determinar a densidade do plasma, supondo desprezíveis as flutuações de temperatura.

Se o potencial aplicado for aumentado linearmente, então a corrente coletada, que era predominantemente devido ao fluxo dos íons, passa a ser consequência também do fluxo de elétrons. Quando os dois fluxos se igualam, tornando a corrente no eletrodo nula, o que geralmente ocorre em potenciais ainda negativos, estamos com um valor de potencial conhecido como potencial flutuante (ϕ_f). Com o aumento do potencial na sonda, cada vez mais elétrons e menos íons são coletados,

provocando um crescimento rápido da corrente até a região de potenciais bastante superiores ao potencial do plasma, onde a corrente é devida exclusivamente ao fluxo dos elétrons, é conhecida como corrente de saturação de elétrons (I_{se}). O potencial onde a corrente para de crescer e se torna constante é conhecido como potencial do plasma (ϕ_p).

A Fig.3-01 mostra a curva da variação da corrente na sonda em função do potencial, conhecida como *curva característica*. Nesta figura observamos a região da corrente de saturação dos íons (I_{si}), a região da corrente de saturação dos elétrons (I_{se}), o potencial flutuante (ϕ_f) e o potencial do plasma (ϕ_p).

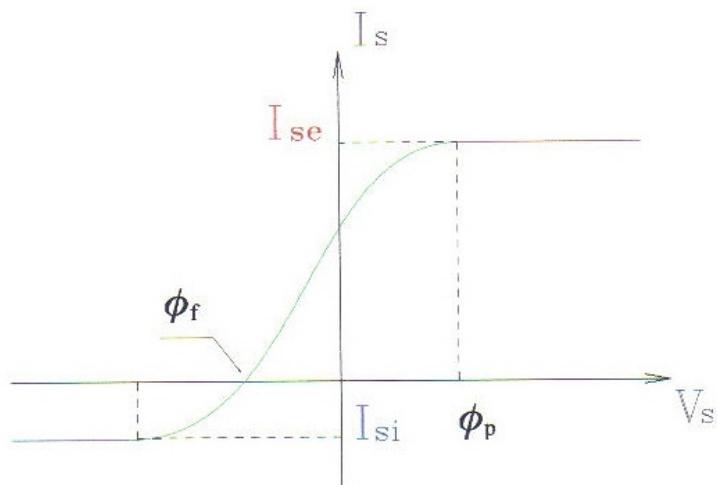


Fig.3-01 - Curva característica (sonda simples)

A região da curva característica entre a corrente de saturação dos íons e à dos elétrons é conhecida como região de transição e a corrente na sonda é dada por (STANGEBY, 1990):

$$I_s = I_{se} \exp\left[\frac{e(V_s - \phi_p)}{K_b T_e}\right] \quad (3-3)$$

No potencial flutuante a corrente dos íons é igual a corrente dos elétrons. Se igualarmos as expressões (3-2) e (3-3), fazendo $V_s = \phi_f$, obtemos uma relação entre o potencial flutuante e o potencial do plasma (STANGEBY, 1990):

$$\phi_p \equiv \phi_f - \frac{K_B T_e}{2e} \left\{ \ln \left[\frac{2\pi m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right] \right\} \quad (3-4)$$

$$\phi_p(V) \equiv \phi_f(V) + \alpha \frac{K_B T_e}{e} \quad (3-5)$$

Onde α é um coeficiente que depende das condições da máquina e do gás utilizado na mesma. Num plasma de hidrogênio, tem-se:

$$\alpha \approx 3 \quad (3-6)$$

Como experimentalmente o potencial flutuante é mais bem definido, na curva característica, do que o potencial do plasma, então é conveniente escrever a expressão da curva característica, para tensões menores que o potencial do plasma, na forma (STANGEBY, 1990):

$$I_s = I_{si} \left(1 - \exp \left[\frac{e(V_s - \phi_p)}{K_B T_e} \right] \right), \quad V_s < \phi_p \quad (3-7)$$

O ajuste da expressão acima aos pontos experimentais da corrente na sonda em função da tensão aplicada fornece, simultaneamente, os valores médios da temperatura dos elétrons, da corrente de saturação dos íons (portanto, a densidade do plasma) e do potencial flutuante (portanto, o potencial do plasma).

Qualquer grandeza medida no plasma oscila em torno de um valor médio, portanto pode ser considerada composta de um valor de equilíbrio (valor médio \bar{g}) e uma parte flutuante (\tilde{g}).

Para se poder determinar as características da turbulência, devemos medir a parte flutuante da densidade e do potencial, pois as relações entre estas grandezas que flutuam na borda do plasma dão os fluxos de partículas e energia nesta região.

Para determinar as flutuações de densidade medimos as flutuações de corrente de saturação de íons e, para determinar as flutuações de potencial, medimos as flutuações do potencial flutuante.

Embora se saiba que as flutuações de temperatura introduzem erros na determinação da densidade e do potencial (CASTRO, 1996), para efeito deste trabalho consideraremos que estas flutuações são desprezíveis. Neste caso as formulas que dão as flutuações de densidade e potencial do plasma serão dadas por fórmulas semelhantes às citadas anteriormente, ou seja:

$$\tilde{n} = \frac{\tilde{I}_{si}}{\beta \sqrt{\bar{T}_e}} \quad (3-8)$$

e

$$\tilde{\phi}_p = \tilde{\phi}_f \quad (3-9)$$

onde β é uma constante que depende das características da sonda utilizada.

3.2.2 SONDA TRIPLOA.

Para se obter a densidade, a temperatura e o potencial do plasma, também pode-se utilizar uma sonda tripla (CHEN, 1965).

Sonda tripla nada mais é do que a colocação de três eletrodos em contato com o plasma. Um dos eletrodos mede o potencial flutuante enquanto os outros dois são submetidos a uma diferença de potencial constante (V) de forma tal que circule uma corrente entre eles, através do plasma. (CHEN, 1965)(KAMITSUMA, 1977)(MANOS, 1986)

Se a tensão aplicada for suficientemente alta, então a corrente nos eletrodos será a corrente de saturação de íons I_{si} . Na figura 3-02 temos um desenho esquemático de uma sonda tripla padrão.

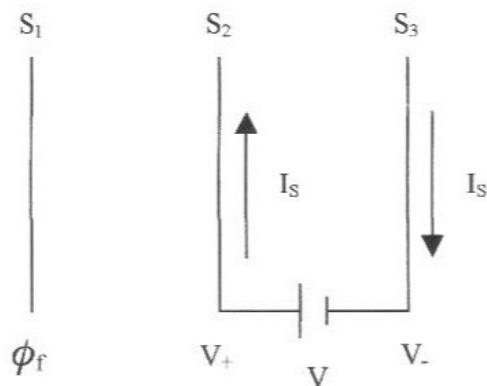


Fig. 3-02 - Sonda tripla padrão.

Analizando as correntes que circulam em cada eletrodo, podemos deduzir a expressão para a temperatura de elétrons (CASTRO, 1996), que é a seguinte:

$$K_B T_e = e \frac{(V_+ - \phi_f)}{\ln 2} \quad (3-10)$$

Se os potenciais V_+ e ϕ_f são medidos em Volts, então a temperatura dos elétrons é dada em elétron-Volt.

Portanto, com a sonda tripla, mede-se simultaneamente a temperatura dos elétrons, a corrente de saturação de íons e o potencial flutuante, dos quais se determina a densidade e o potencial do plasma, respectivamente.

3.3 CARACTERÍSTICAS EXPERIMENTAIS DO DIAGNÓSTICO.

Descrevemos, a seguir, o sistema de diagnóstico montado para medir os valores médios e flutuantes das grandezas que caracterizam a borda do plasma do tokamak TCABR.

3.3.1 SISTEMA MECÂNICO.

Devido ao fato do tokamak TCABR ser uma máquina de médio porte, tornou-se necessário o desenvolvimento de um sistema mecânico capaz de possibilitar a introdução e remoção deste diagnóstico sem que o vácuo, da câmara principal, fosse desfeito. Para isso construímos uma câmara de pré-vácuo com entrada para uma bomba turbo molecular e uma válvula, tipo gaveta, para o isolamento do sistema principal de vácuo (Fig. 3-03) (FERREIRA, 1999b).

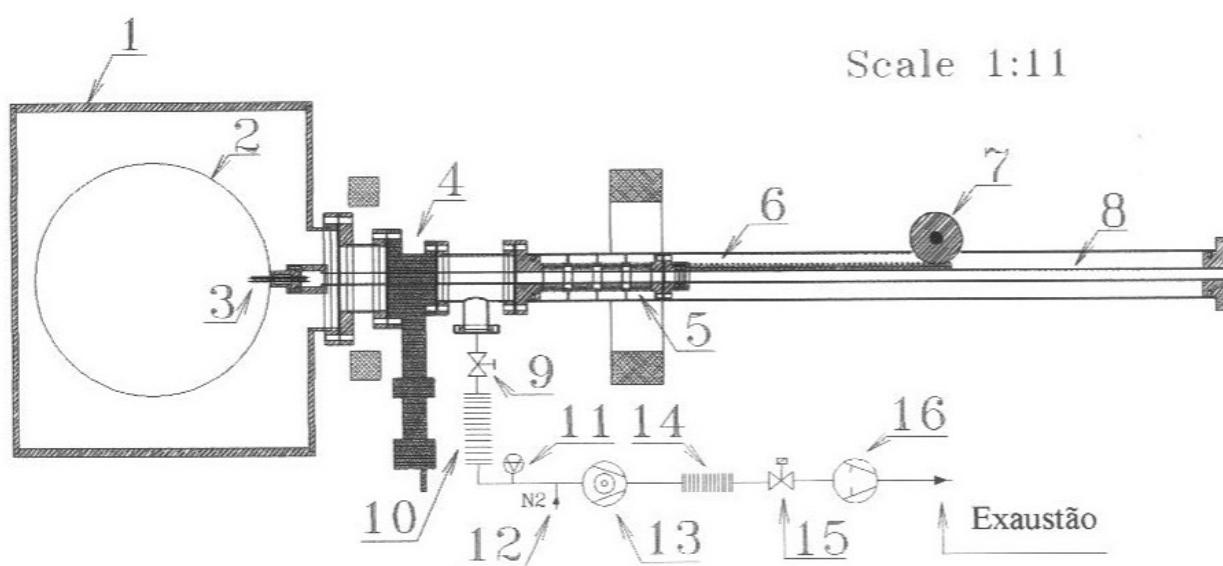


Fig. 3-03 – Visão esquemática do sistema mecânico de movimentação da sonda.

Onde: 1 – Câmara de vácuo; 2 – Coluna de plasma; 3 – Sonda; 4 – Válvula gaveta; 5 – Foles metálicos; 6 – Cremalheira; 7 – Engrenagem; 8 – Tubo de sustentação da Sonda; 9 – Válvula agulha; 10 – Fole metálico; 11 – Válvula venting; 12 – Entrada de N₂; 13 – Bomba turbo molecular; 14 - Fole metálico; 15 – Válvula pneumática; 16 – Bomba mecânica; Exaustão.

A Fig. 3-04 mostra o esquema do sistema, de seis sondas, escolhido para as nossas medidas. As sondas são construídas com um fio de tungstênio de 0,60 mm de diâmetro colocado dentro de um tubo de cerâmica (alumina) de 2,50 mm de diâmetro externo, estendendo-se por 5,00 mm para fora deste tubo. Estas sondas estão dispostas de maneira a estar ligeiramente deslocadas na direção toroidal (\hat{e}_ϕ) para

evitar que uma sonda fique na sombra da outra, já que a direção toroidal é a direção da corrente de plasma e do campo magnético de confinamento. As sondas estão distribuídas em duas fileiras alinhadas na direção poloidal (\hat{e}_θ) mas com direções toroidais (\hat{e}_ϕ) diferentes.

As duas sondas da primeira fila medem: uma a flutuação de densidade (1) e a outra os valores médios da densidade, temperatura e potencial (2). As outras quatro medem a flutuação de potencial (3) e as outras correspondem a uma sonda tripla (4, 5 e 6), que medem simultaneamente os valores médios da densidade, do potencial e da temperatura, bem como suas flutuações. As sondas estão separadas 5 mm umas das outras, mas uma fileira está deslocada 1 mm em relação a outra (ver esquema abaixo).

As sondas estão coladas numa base de aço inox 316L (aço não magnetizável). Esta estrutura de sustentação é fixada num tubo, também de aço, dentro do qual passam os fios da sonda. O tubo é colocado num dispositivo capaz de movimentar as sondas, na direção radial, dentro da câmara do tokamak.

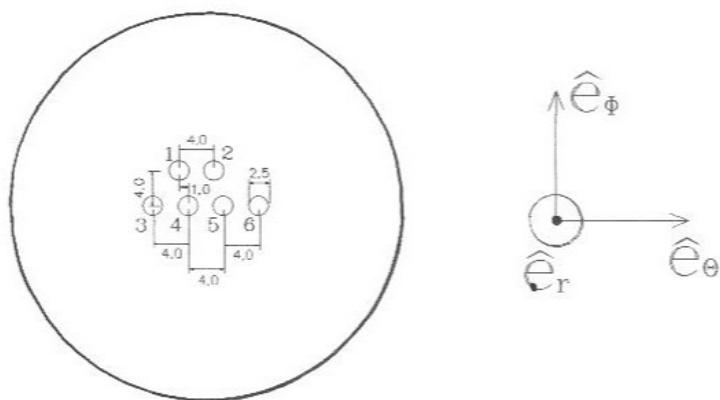


Fig. 3-04 - Desenho esquemático do posicionamento das 6 pontas da sonda, onde 1 mede as flutuações de densidade, 2 é uma sonda simples que opera em modo de varredura, da qual podemos extrair a curva característica para se obter a densidade e temperatura do elétrons, 3 medem as flutuações do potencial e 4, 5 e 6 correspondem à sonda tripla.

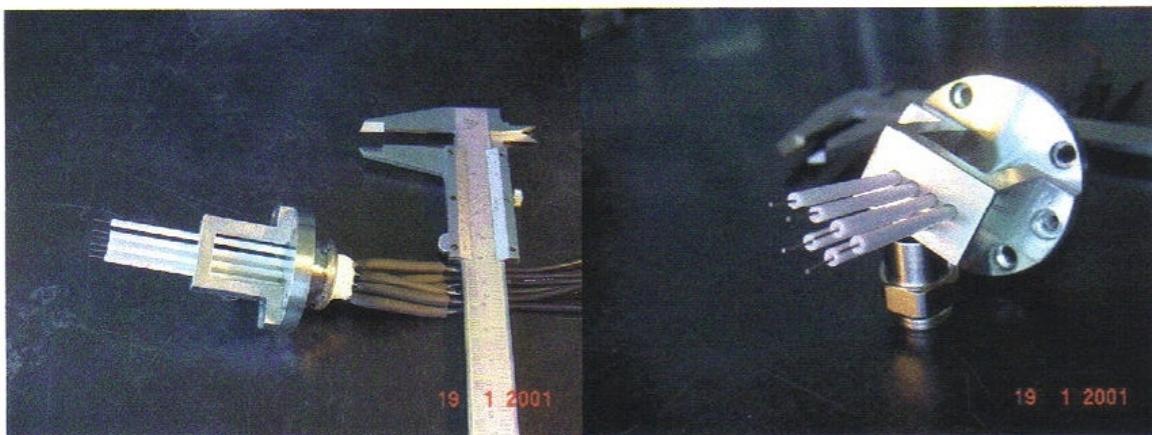


Fig. 3-05 – Fotos da sonda

Com estas sondas (Fig. 3-05) podemos determinar as flutuações da densidade e do potencial, a temperatura, a densidade e o potencial médios do plasma e à partir destes dados calcular o transporte de partículas.

3.3.2 SISTEMA ELÉTRICO.

Para movimentar este sistema de sondas, usamos um motor de passo de auto torque. Em seu eixo foi acoplada uma engrenagem e esta está encaixada a uma cremalheira que está presa ao tubo de sustentação da sonda através de braçadeiras de alumínio.

Adquirimos um *driver* que possui entradas para pulsos externos e para sinal de direcionamento. Para fornecer os pulsos e o sinal de direcionamento foi construída uma interface que utiliza a porta paralela de um microcomputador (PC). Esta interface possui quatro blocos operacionais: sistema de trava, sistema de verificação de posição, sistema de direcionamento e sistema de movimentação.

Este sistema se movimenta horizontalmente e está instalado numa das janelas do tokamak (Fig. 3-06).

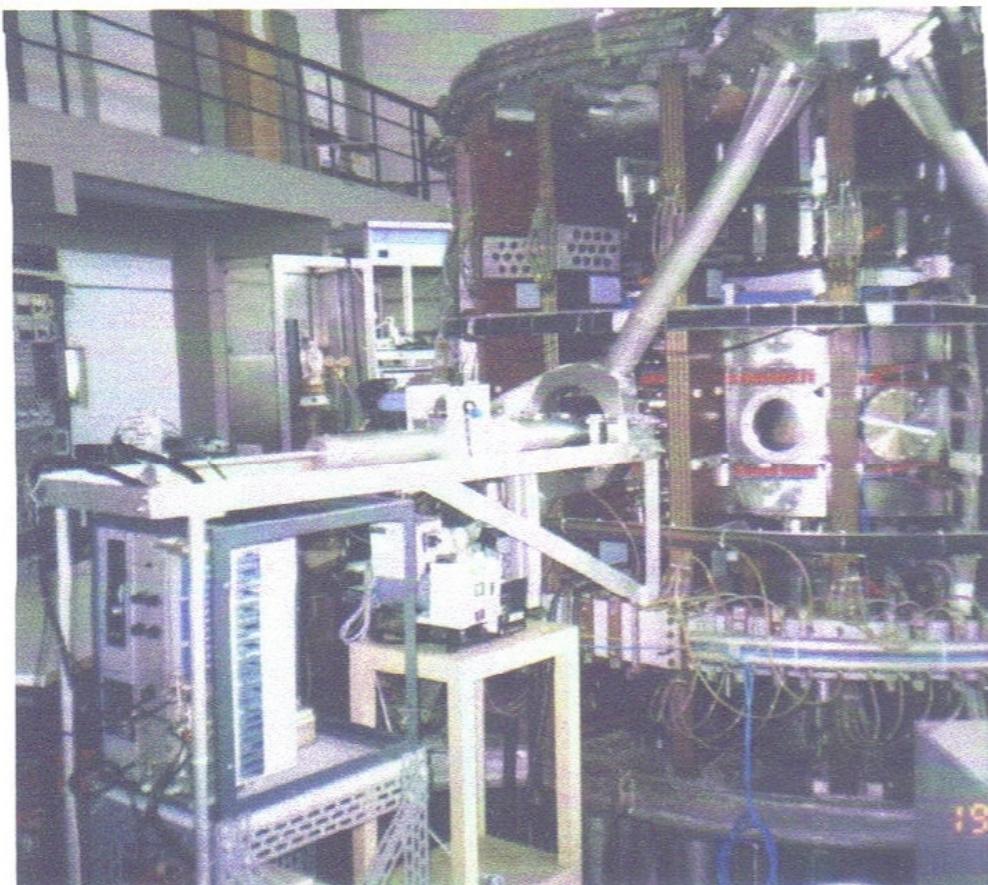


Fig. 3-06 Foto geral do tokamak, mostrando os principais componentes e sistemas de diagnóstico instalados.

3.4 PREPARAÇÃO DOS SINAIS PARA ANÁLISE.

Antes de iniciarmos as medidas, fazemos um disparo da máquina, i.e., acionamos todos os campos elétricos e magnéticos de controle, confinamento e aquecimento, sem que seja injetado hidrogênio dentro da câmara do tokamak. Isto é feito para verificarmos se os circuitos eletrônicos estão funcionando bem e se não há nenhuma interferência destes campos ou da rede elétrica nos sinais dos mesmos. Após esta aferição temos certeza que os sinais medidos são provenientes do plasma e não de ruídos espúrios. Na figura abaixo mostramos uma sequência de dados de um destes disparos.

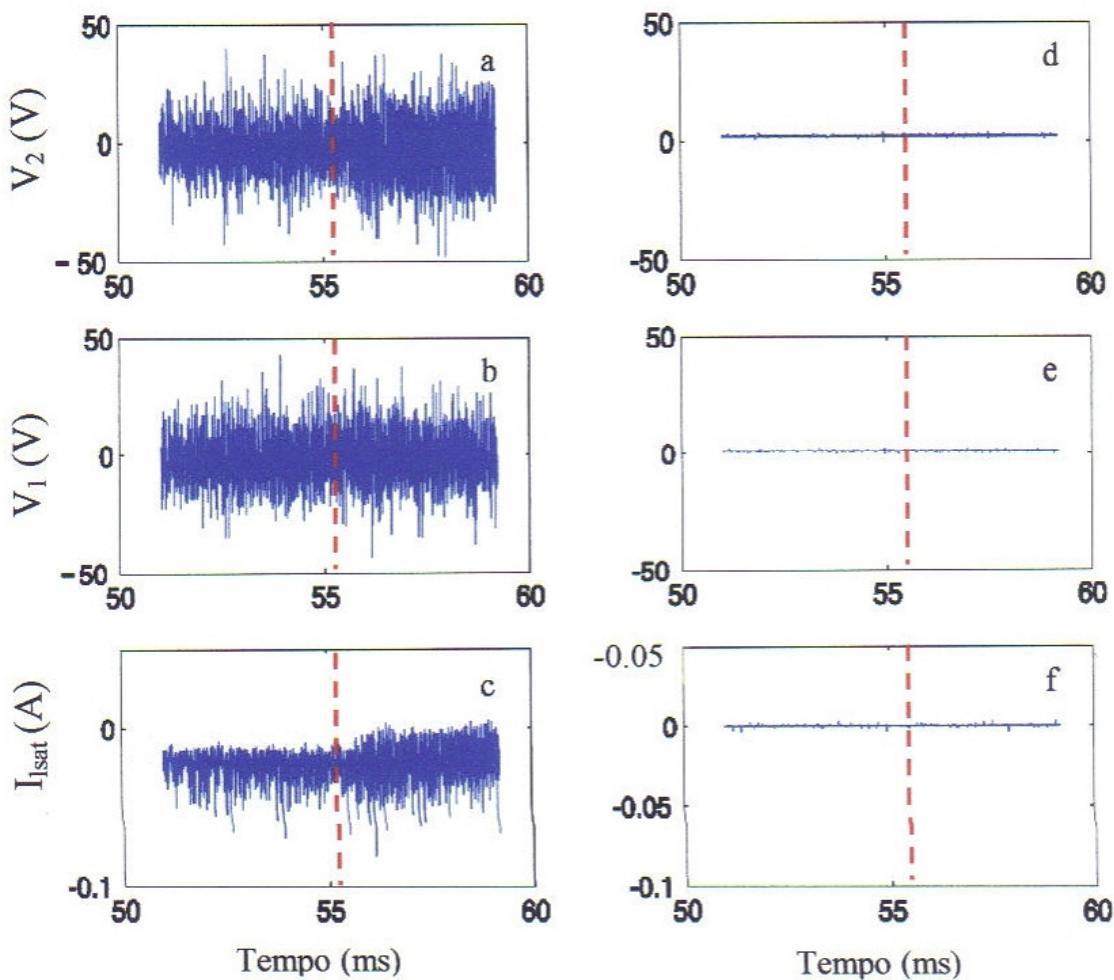


Fig. 3-07 – Nesta figura são mostrados os sinais da flutuação do potencial flutuante 1 e 2 (a, b) e da corrente de saturação iônica (c) antes e durante (após a linha tracejada) a injeção das ondas de Alfvén, em $r/a=1,17$, bem como, os mesmos sinais nas mesmas condições, só que foi interrompida a injeção do gás hidrogênio para que pudéssemos avaliar o ruído nos sinais (d, e, f).

Através da Fig. 3-07 podemos observar que o ruído instrumental é pelo menos vinte vezes menor que o sinal gerado pelo plasma, o que garante uma boa relação sinal/ruído.

3.4.1 SINAIS OBTIDOS.

Na Fig 3-08 são apresentados alguns sinais de controle que são utilizados para verificar se a descarga de plasma foi boa ou não. Nesta figura temos a emissão da linha de H_{α} , que é um indicativo da taxa de ionização do gás. Temos também a corrente de plasma (I_{plasma}) e a tensão de enlace (V_{Loop}) com as quais, multiplicando uma pela outra, podemos ter uma idéia, aproximada, da potência aplicada ao plasma.

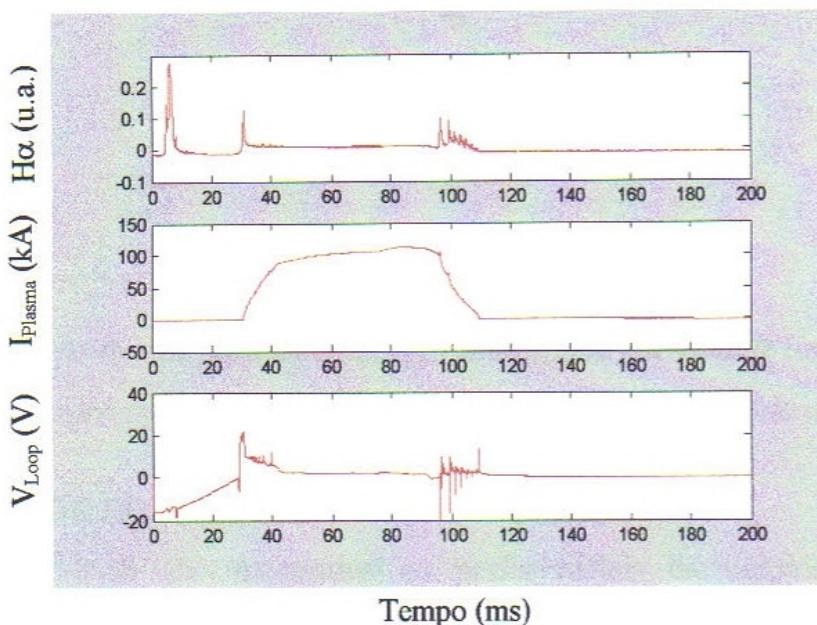


Fig. 3-08 - Condições típicas do plasma, sem injeção de ondas de Alfvén, confinado no TCABR em que foram obtidos os dados analisados neste capítulo.

Na Fig. 3-09 são apresentados alguns parâmetros característicos do plasma quando há injeção das ondas de Alfvén (corrente de plasma I_p e a densidade linear n_e) e a potência de RF injetada, para os dados analisados.

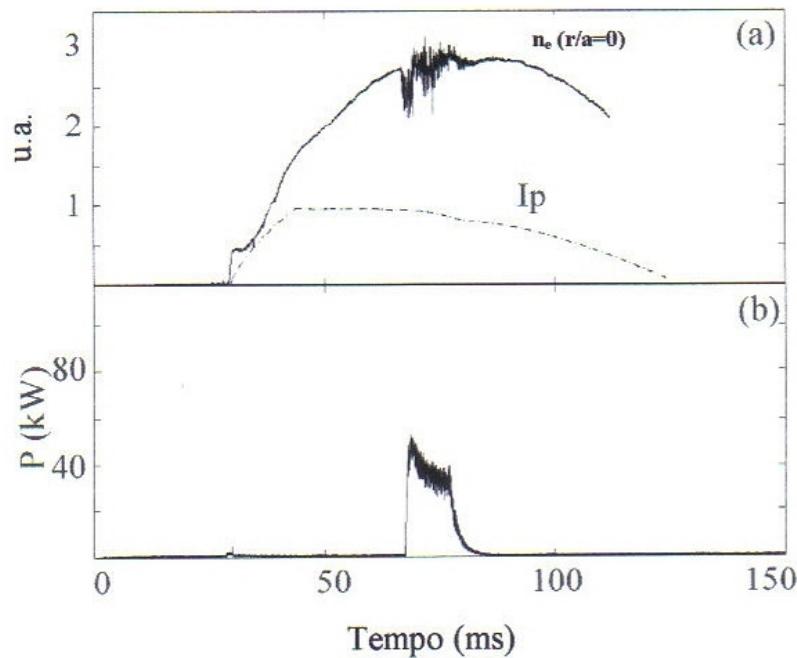


Fig. 3-09 - Perfis típicos para as descargas analisadas. Densidade linear n ($\times 10^{19}$) part./ m^{-3} e corrente de plasma I_p ($\times 10^5$) A (a); potência injetada de RF (b).

3.4.2 PERFIL DE EQUILÍBRIO.

Na Fig. 3-10 são mostrados os perfis radiais da densidade (a) e da temperatura eletrônica (b). Estes perfis foram obtidos através da sonda tripla e da variação da posição radial da sonda. Podemos observar que para regiões mais internas ($r/a < 1,0$) os gradientes são menos acentuados, caracterizando um bom confinamento.

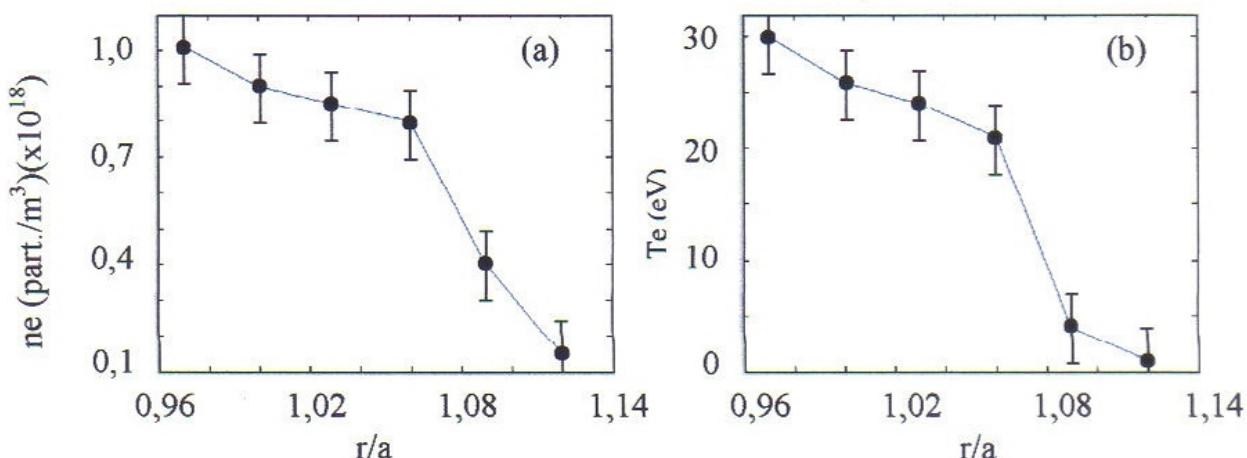


Fig. 3-10 – Perfis radiais dos valores médios da densidade (a) e da temperatura de elétrons (b).

IV- ANÁLISE DA TURBULÊNCIA NOS TOKAMAKS TCABR E CASTOR.

4.1 INTRODUÇÃO.

A técnica de análise espectral é muito eficiente para o estudo de fenômenos relacionados com ondas e turbulência (POWERS, 1990). Ela serve para investigar desde ondas em fluidos e ondas sonoras até flutuações de parâmetros geofísicos.

Com esta técnica pode-se identificar modos presentes no plasma e, pela determinação da correlação entre estes, calcular a amplitude, o número de onda e as diferenças de fase entre os mesmos (RITZ, 1989). Os parâmetros do plasma flutuam tanto no tempo como no espaço, tornando-se então necessário determinar as densidades espectrais como função da freqüência f e do número de onda k . Para obter estas grandezas utilizamos as transformadas *wavelet* e, usando definições análogas à análise de Fourier, obtemos as densidades espectrais e correlações. Estas grandezas estão relacionadas ao transporte de partículas com a finalidade de identificar a fonte dominante do fluxo de partículas na região da borda (WOOTTON, 1990). Aplicando transformadas de wavelet obtemos informação local sobre correlações intermitentes numa determinada banda de freqüência e tempo (SANTOSO, 1997).

A análise com *wavelet* completa a análise por Fourier e permite, em geral, uma interpretação semelhante, porém amplia a análise citada, adicionando a resolução no tempo. Portanto, esta técnica numérica é adequada para analisar nossos sinais de flutuações que apresentam uma variação rápida de freqüência durante curtos intervalos de tempo (SANTOSO, 1997)(MILLIGEN, 1997).

A *wavelet* é uma onda de duração limitada que tem um valor médio igual a zero. Sabemos que a análise de Fourier consiste em representar um sinal periódico e estacionário com ondas senoidais de várias freqüências. De forma semelhante a análise por *wavelet* é a substituição de um sinal por versões dilatadas e deslocadas da *wavelet* original (também chamada de *wavelet mãe*).

O processo da análise de Fourier para um sinal $x(t)$ é representado pela transformada de Fourier:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-2\pi f t} dt . \quad (4-1)$$

O resultado da transformada são os coeficientes de Fourier $X(f)$ que quando multiplicados por uma senóide de freqüência apropriada (f) resultam nas componentes senoidais do sinal original. A transformada *wavelet*, é definida de forma semelhante:

$$W(\text{escala, posição}) = \int x(t) \psi_a(t - \tau) dt , \quad (4-2)$$

$$\psi_a(t - \tau) = \frac{1}{|a|} \Psi\left(\frac{t - \tau}{a}\right) \quad (4-3)$$

(O parâmetro de escala, que indica compressão ou dilatação da *wavelet*, geralmente é indicado por a). O resultado da transformação são muitos coeficientes de *wavelet*, que são função da dilatação (ou compressão) e atraso. Multiplicando cada coeficiente pela *wavelet* apropriadamente dilatada e deslocada obtemos a *wavelet* que constitui o sinal original.

O método de análise *wavelet* baseia-se portanto numa função *wavelet*, dita *wavelet mãe*, que muda seu tamanho e atraso por dilatação e deslocamento (BACCALA, 2000b)(BURRUS, 1998). A vantagem desta análise está no fato de que a resolução no tempo varia com a freqüência. Para um parâmetro de escala pequeno o suporte da *wavelet* é estreito portanto, neste caso, a transformada *wavelet* tem boa resolução no tempo mas pobre resolução em freqüência. Para um parâmetro de escala grande temos alta resolução em freqüência e pobre resolução no tempo. Este tipo de multiresolução é útil para analisar flutuações não estacionárias.

4.2 ANÁLISE ESPECTRAL LINEAR.

Para este trabalho utilizamos a *wavelet mãe* de Morlet (MILLIGEN, 1995) definida por:

$$\psi_a(t) = a^{-\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{i2\pi \frac{t}{a} - \left(\frac{t}{a} \right)^2}{2} \right], \quad (4-4)$$

onde a é um parâmetro de escala, para o qual atribuimos a freqüência $f = 2\pi / a$. A resolução em frequência desta *wavelet*, é de $\Delta f = f / 4$ e a resolução no tempo é de $\Delta t = 2a$. Esta *wavelet* é uma oscilação senoidal multiplicada com uma gaussiana.

A escolha desta *wavelet* fornece um compromisso razoável entre a resolução no tempo e na freqüência, embora se possam fazer outras escolhas dependendo da finalidade para a qual serão usadas. Para um sinal $x(t)$ a transformada *wavelet* contínua é definida como: (MILLIGEN, 1995)(SANTOSO, 1997)

$$W_x(a, \tau) = \int x(t) \psi_a(t - \tau) dt, \quad (4-5)$$

onde $\psi_a(t)$ é a *wavelet mãe*, τ é o parâmetro de deslocamento no tempo e a o parâmetro de escala. A função $W(a, \tau)$ para um dado a pode ser interpretada como a versão filtrada de $x(t)$ por um filtro com resposta impulsiva ψ_a .

Na análise *wavelet*, como a resolução no tempo varia com a freqüência, freqüências altas têm uma resolução melhor no tempo.

De modo semelhante a análise espectral de Fourier para um sinal $x(t)$, podemos definir o espectro de potência para um parâmetro de escala a por:

$$C_{xx}(a, T) = \int_T W_x(a, \tau) W_x^*(a, \tau) d\tau, \quad (4-6)$$

onde T é um intervalo de tempo finito, no qual a *wavelet* está contida, e o asterisco indica o complexo conjugado.

Definimos o espectro de potência cruzado para duas séries temporais, $x(t)$ e $y(t)$:

$$C_{yx}(a, T) = \int_T W_x(a, \tau) W_y^*(a, \tau) d\tau, \quad (4-7)$$

O espectro de fase é obtido a partir de:

$$\theta_{yx}(a, T) = \operatorname{tg}^{-1} \left\{ \frac{\operatorname{Im}[C_{yx}(a, T)]}{\operatorname{Re}[C_{yx}(a, T)]} \right\}, \quad (4-8)$$

onde $\theta_{yx} = \vec{k}(f) \bullet \Delta\vec{r}$ sendo $\vec{k}(f)$ o vetor de onda e $\Delta\vec{r}(f)$ é a distância entre os pontos nos quais os sinais foram medidos.

Para quantificar onde dois sinais flutuantes não estacionários estão correlacionados linearmente numa determinada escala (freqüência) e localização no tempo, num plano tempo-escala, definimos o espectro de coerência com valores no intervalo $0 \leq \gamma_{xy}^2 \leq 1$. No caso de uma correlação linear perfeita numa determinada freqüência o valor do espectro de coerência é 1.

O espectro de coerência é definido como:

$$\gamma_{xy}^2(a, T) = \frac{|C_{yx}(a, T)|^2}{C_{xx}(a, T)C_{yy}(a, T)}, \quad (4-9)$$

onde C_{xx} e C_{yy} são os autoespectros dos sinais $x(t)$ e $y(t)$, respectivamente.

O erro estatístico ε (MILLIGEN, 1997), que permite determinar, através de um teste de hipótese, se um sinal é coerente com outro, é dado por:

$$\varepsilon(\gamma_{xy}) \approx \left(\frac{f_N}{f \bullet n} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4-10)$$

onde f_N é a freqüência de Nyquist¹ e n o número de pontos.

¹ A freqüência de Nyquist é definida como a metade da freqüência de amostragem: $f_N = f_a / 2$.

4.3 FUNÇÃO ESPECTRAL S(k, f).

Para determinar se um dado meio é turbulento utiliza-se a função espectral $S(k, f)$ que é o auto-espectro das flutuações, de uma mesma grandeza, medida em duas posições diferentes, em função do número de onda k e da freqüência f .

Se a potência espectral se distribui por vários valores do número de onda e da freqüência, está caracterizado um regime turbulento, pois esta função indica a natureza das flutuações.

A técnica utilizada para a estimativa da função espectral $S(k, f)$ (BEALL, 1982) é baseada na consideração de que, em um meio turbulento, existe uma relação estocástica entre o número de onda e a freqüência. Para constatarmos esta relação, os sinais de flutuação ($x(t)$, $y(t)$) provenientes de duas sondas eletrostáticas separadas por uma distância Δr , são divididos em M intervalos adjacentes com N pontos cada um. Para cada par correspondente dos M intervalos calculamos os espectros de potência, a média da função espectral $\bar{S}(f)$ e o número de onda $k(f)$.

Como o espectro de fase pode assumir qualquer valor entre $-\pi$ e π , então o número de onda está restrito ao intervalo $\left[\frac{-\pi}{\Delta r}, \frac{\pi}{\Delta r} \right]$.

Desta maneira, podemos associar, para cada instante de tempo, um número de onda e uma freqüência. Porém devido a natureza estocástica das flutuações, o exame do instante de tempo seguinte pode fornecer valores do número de onda diferentes para a mesma freqüência.

O procedimento para determinar $S(k, f)$ é o seguinte: para cada freqüência f escolhemos um intervalo Δk do número de onda e somamos todas as potências associadas aos valores do número de onda entre $\frac{-\pi}{\Delta r}$ e $\frac{\pi}{\Delta r} + \Delta k$, obtendo assim a primeira coluna de $S(k, f)$. Em seguida repetimos o processo para as potências associadas aos números de onda entre $\frac{-\pi}{\Delta r} + \Delta k$ e $\frac{\pi}{\Delta r} + 2\Delta k$, obtendo assim a segunda coluna de $S(k, f)$. Continuamos este procedimento até que tenhamos varrido todos os valores possíveis do número de onda e de freqüência, completando a matriz $S(k, f)$.

O procedimento que acabamos de descrever é semelhante ao procedimento de construir um histograma, com *bin* (largura de cela) igual a Δk , para cada valor da freqüência *f*.

A partir dos $S(k,f)$, podemos determinar os espectros de potência em freqüência $S(f)$ e em número de onda $S(k)$, bastando para isso, integrarmos o espectro $S(k,f)$ em relação ao número de onda, ou em relação a freqüência, respectivamente.

Para analisar as características dispersivas do sistema devemos considerar uma analogia entre o espectro em freqüência e número de onda $S(k,f)$ e a função de probabilidade $P(k,f)dkdf$, onde $P(k,f)dkdf$ representa a probabilidade de encontrar, num pacote de onda, uma onda numa banda $dkdf$ centrada em *f* e em *k* (POWERS, 1990).

Podemos, a partir dessa analogia, definir uma função $s(k,f)$ através da normalização do espectro $S(k,f)$, que é dada por:

$$s(k,f) = \frac{S(k,f)}{\sum_{k,f} S(k,f)} . \quad (4-11)$$

Deste modo, a função $s(k,f)$ apresenta todas as propriedades matemáticas de uma função de probabilidade (valores sempre positivos e integral igual a um).

Definimos também o espectro condicional:

$$s(k|f) = \frac{s(k,f)}{\sum_k s(k,f)} , \quad (4-12)$$

que representa o espectro de potência normalizado de *k* para cada valor fixo de *f*. Podemos calcular a partir desse espectro a relação de dispersão média e sua largura espectral, que são dadas por:

$$\bar{k}(f) = \sum_k k(f)s(k|f) \quad (4-13)$$

$$\sigma_k(f) = \left[\left(\sum_k k^2(f) s(k|f) \right) - \bar{k}^2(f) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4-14)$$

onde $\bar{k}(f)$ pode ser interpretado como uma descrição do comportamento médio da dispersão das flutuações e $\sigma_k(f)$ como seu alargamento devido à natureza turbulenta do meio. Comparando-se essas duas grandezas podemos medir o grau de turbulência das flutuações.

Outra informação que pode ser obtida do espectro em número de onda e frequência é o valor da velocidade de fase média durante o intervalo de tempo analisado. A velocidade de fase é dada por (POWERS, 1990)(LEVINSON, 1984)

$$\bar{v}_f = \sum_{k,f} \left(\frac{2\pi f}{k} \right) s(k,f). \quad (4-15)$$

Essa velocidade de fase, ponderada pelo espectro $s(k,f)$, enfatiza as componentes de maior potência espectral da flutuação.

4.4 TRANSPORTE DE PARTÍCULAS.

Como aplicação imediata dos métodos anteriores, podemos calcular o transporte de partículas, na direção radial, induzido por flutuações.

Das equações (2-1) e (2-2), podemos calcular o transporte através da seguinte fórmula (POWERS, 1974):

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}} = \frac{\langle \tilde{n}(t)\tilde{E}_\theta(t) \rangle}{B_\phi} \quad (4-16)$$

onde (\tilde{E}_θ) é a flutuação do campo elétrico poloidal, (\tilde{n}) são as flutuações de densidade do plasma e (B_ϕ) o campo magnético toroidal de equilíbrio.

Determinamos o campo elétrico na direção poloidal pelas flutuações do potencial elétrico ($\tilde{\phi}$), medidas em duas posições poloidais, ou seja,

$$\tilde{E}_\theta = -\nabla \tilde{\phi} \approx -\frac{\Delta \tilde{\phi}}{\Delta r} \quad (\Delta r \text{ é a distância entre as duas posições}).$$

Aplicando análise espectral (POWERS, 1990), obtemos o transporte de partículas pela fórmula:

$$T_r(f) = \frac{2}{B_\varphi} k_\theta(f) |S_{n\phi}(f)| \operatorname{sen}[\theta_{n\phi}(f)] \quad (4-17)$$

Nesta expressão, $|S_{n\phi}(f)|$ é o espectro de cruzado entre \tilde{n} e $\tilde{\phi}$, $\theta_{n\phi}(f)$ é o espectro de fase entre as flutuações de densidade e do potencial, k_θ é o espectro do número de onda das flutuações de potencial na direção poloidal.

O espectro de transporte é uma quantidade real e pode ser positivo ou negativo dependendo do sinal de $k_\theta(f)$ e de $\theta_{n\phi}(f)$. Este sinal está relacionado com o sentido do fluxo das partículas na direção radial.

O fluxo total de partículas induzido pelas flutuações é calculado pela expressão:

$$\Gamma_{\tilde{n} \tilde{E}_\theta} = \int_0^\infty T_r(f) df \quad (4-18)$$

4.5 RESULTADOS NO TOKAMAK TCABR.

Aplicamos o método de análise acima citado nos sinais obtidos no tokamak TCABR e encontramos os espectros de potência, os espectro de potência cruzados, os espectros de coerência e de fase, bem como os espectros de transporte. Para esta experiência variamos a posição radial da sonda e medimos a parte flutuante dos sinais de potencial flutuante e da corrente de saturação iônica.

4.5.1 ESPECTROS, ESPECTROS CRUZADOS, ESPECTROS DE COERÊNCIA, DE FASE E TRANSPORTE.

Para a análise destes sinais, utilizamos uma janela de 1,02 ms e a frequência de amostragem foi de 1,0 MHz.

Temos, a seguir, os auto-espectros de potência dos sinais de potencial flutuante e corrente de saturação iônica, assim como o espectro de coerência.

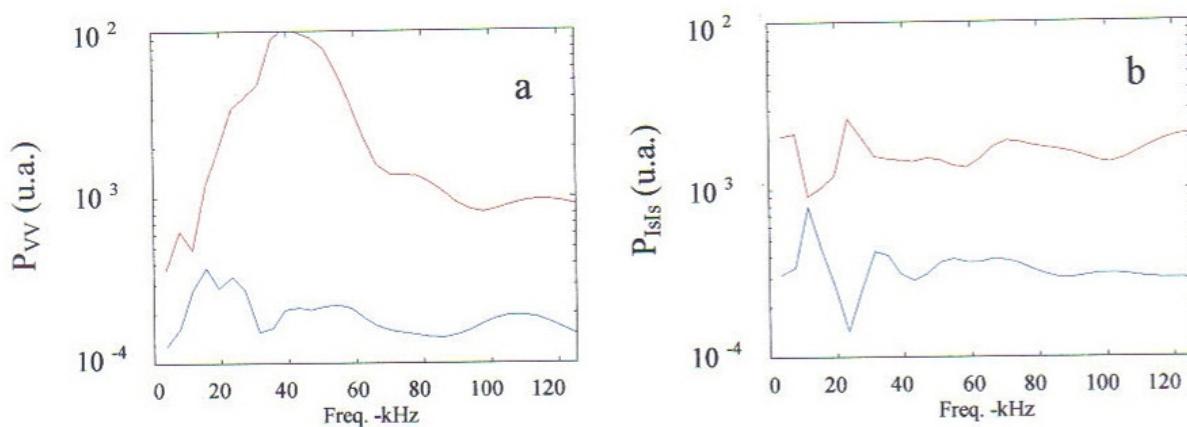


Fig. 4-01 – Espectros de potência das flutuações do potencial flutuante (a) e da corrente de saturação iônica (b), antes (—) e durante a injeção da onda de Alfvén (—). Para um intervalo de tempo de 1,02 ms.

A Fig. 4-01a mostra o auto espectro de potência das flutuações (eq. 4.5) do potencial flutuante antes (—) e durante a injeção da onda de Alfvén (—)(conforme mostrado na Fig. 3-09). A mesma situação é mostrada na Fig. 4-01b para a corrente de saturação iônica antes (—) e durante a injeção da onda de Alfvén (—). Estes auto espectros foram calculados a partir dos dados da flutuação do potencial flutuante medido em $r/a = 1,17$ e com 40 kW de potência de RF aplicada ao plasma durante um intervalo de 10 ms.

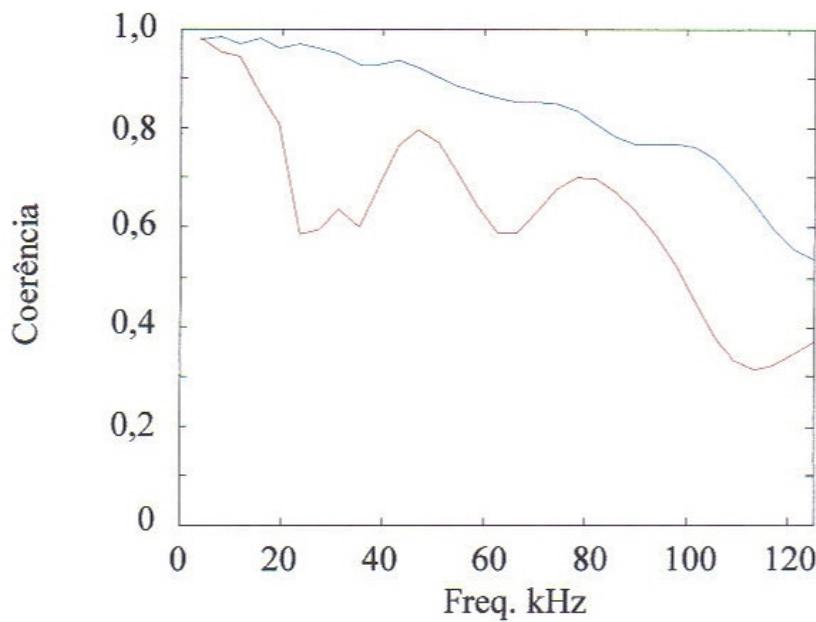


Fig. 4-02 – Coerência linear, antes (—) e durante a injeção da onda de Alfvén (—). Para o mesmo intervalo da Fig. 4-01.

Através da Fig. 4-02, que mostra a coerência linear entre os dois potenciais flutuantes medidos, podemos perceber que há uma diminuição da coerência linear (eq. 4.7) quando a onda de Alfvén é injetada (—) em relação ao instante anterior (—).

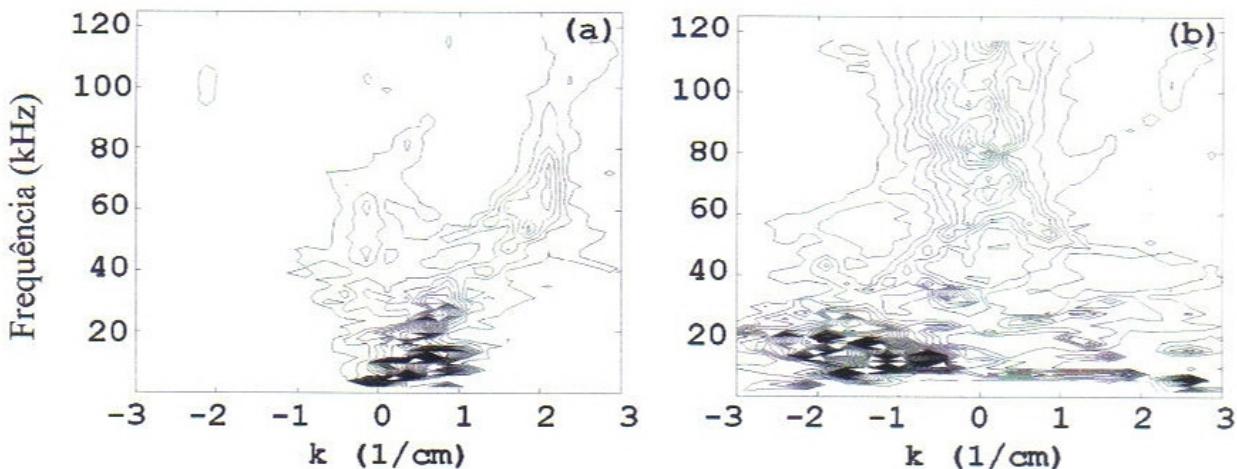


Fig. 4-03 – Gráfico em curvas de nível do espectro $S(k,f)$ para o potencial flutuante antes (a) e durante a injeção de Alfvén (b). Para o mesmo intervalo da Fig. 4-01.

Pelas figuras acima (Fig. 4-03) podemos perceber que antes da injeção da onda de Alfvén (a) o espectro é concentrado em número de onda e alargado em frequência. Quando é injetada a onda de Alfvén, o espectro se modifica, alargando e mudando de sentido em função do número de onda.

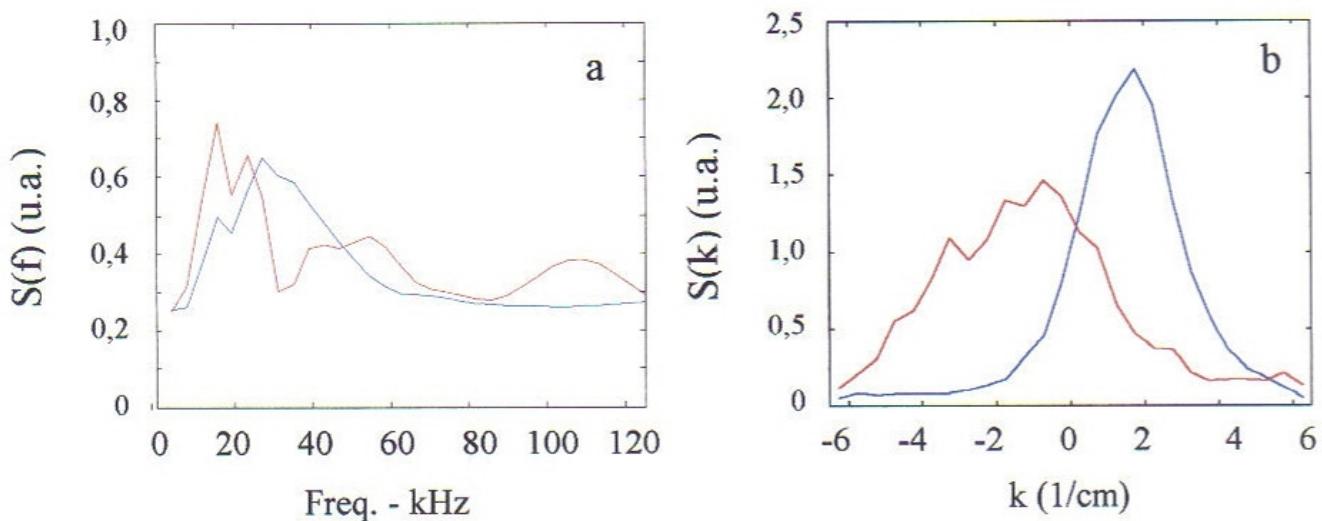


Fig. 4-04 – Espectros $S(f)$ [normalizado, (—)x50 e (—)x1500] e $S(k)$ das flutuações do potencial flutuante antes (—) e durante a injeção da onda de Alfvén (—). Para o mesmo intervalo da Fig. 4-01.

Como já havíamos visto nas figuras acima (Fig. 4-03 a e b) o espectro em frequência (Fig. 4-04a) não apresenta picos acentuados e o espectro em número de onda (Fig. 4.4b) apresenta um pico definido antes da injeção da onda de Alfvén (—). Durante a injeção, há indícios de picos em $S(f)$ e um deslocamento para valores negativos de k e um alargamento desse espectro (—).

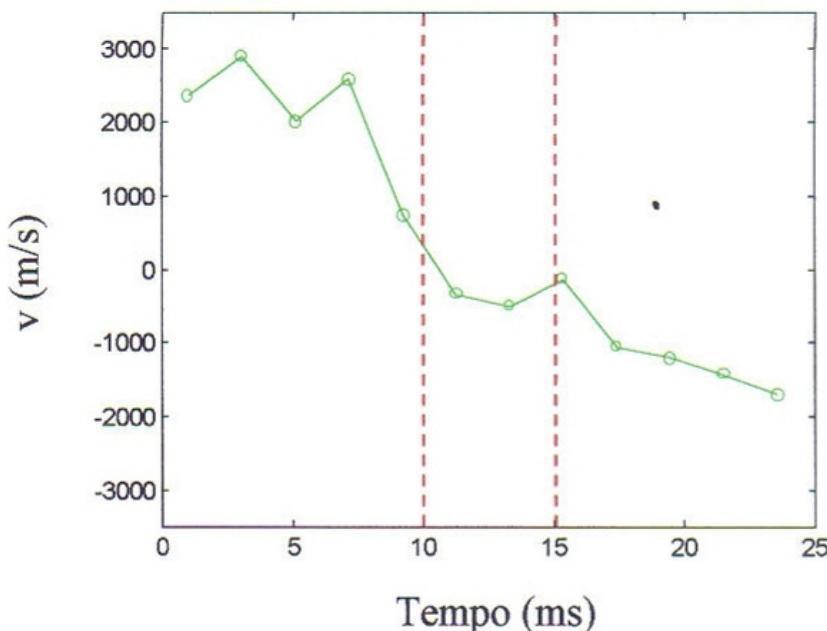


Fig. 4-05 – Velocidade de fase. Para $r/a = 1,17$.

A Fig. 4-05 mostra como a velocidade de fase média (obtida de $S(k,f)$, eq. 4-15) se comporta antes, durante (entre as linhas tracejadas) e depois da injeção da onda de Alfvén. Este gráfico nos mostra que há uma inversão no sentido dessa velocidade.

4.5.2 APLICAÇÃO DO ESPECTRO EM FREQUÊNCIA E NÚMERO DE ONDA.

Para mostrarmos o efeito na velocidade de fase poloidal em função de valores diferentes de potência injetada, apresentamos a Fig. 4-06. Foram utilizados dados de descargas com mesma densidade e corrente de plasma, mas com níveis variados de potência injetada (de 0 a 50 kW). Podemos ver que um valor mínimo de potência é necessária para mudar a direção da maioria das componentes de freqüência. Porém, notamos uma saturação nesta mudança para os dois valores mais altos. Também observamos mudanças introduzidas, na turbulência, para valores diferentes de densidade de plasma com um valor fixo de potência injetada (40 kW). A mudança de direção na velocidade de fase, que ocorre em $P \approx 25$ kW para $r/a = 1,17$, e é menor para densidades mais altas.

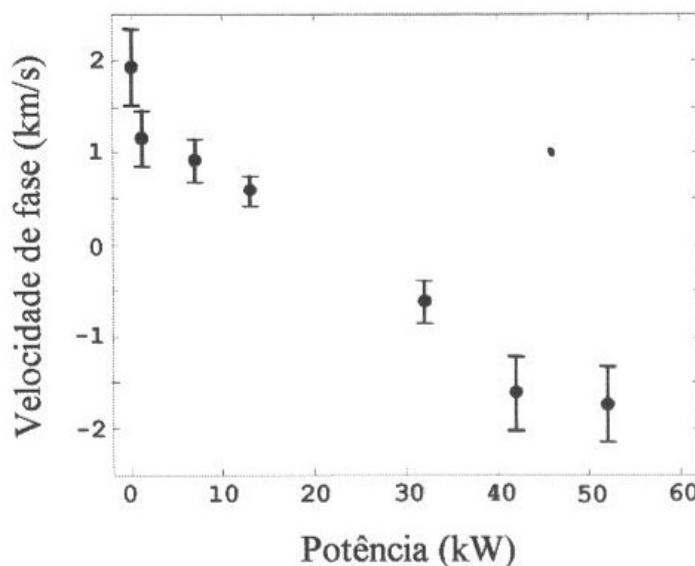


Fig. 4-06 - Dependência da velocidade de fase poloidal com a potência de RF injetada para as flutuações do potencial flutuante em $r/a=1,17$

A Fig. 4-07 mostra um gráfico tridimensional do ângulo de fase entre a densidade e as flutuações de potencial para uma descarga antes, durante (entre setas) e depois da injeção de RF. Com injeção de RF algumas componentes de freqüência do ângulo de fase mudam.

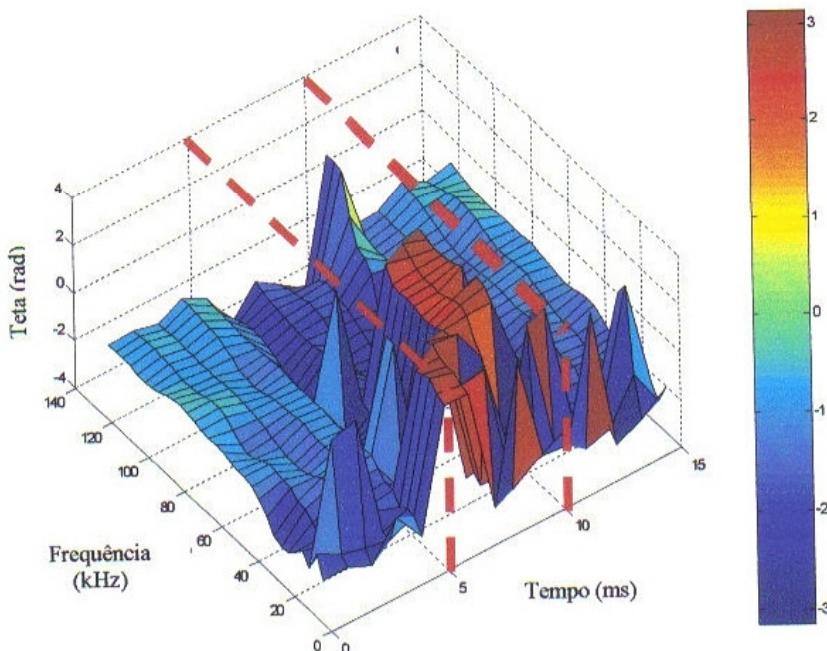


Fig. 4-07 – Gráfico tridimensional do ângulo de fase entre as flutuações do potencial e da densidade em $r/a=1,17$, para uma descarga. Antes, durante (entre setas), e depois da injeção de RF. As cores representam os valores indicados na escala.

A Fig. 4-08 mostra a evolução temporal do campo elétrico poloidal para duas posições radiais. Durante a aplicação de RF o campo elétrico poloidal aumenta sensivelmente na posição do limitador.

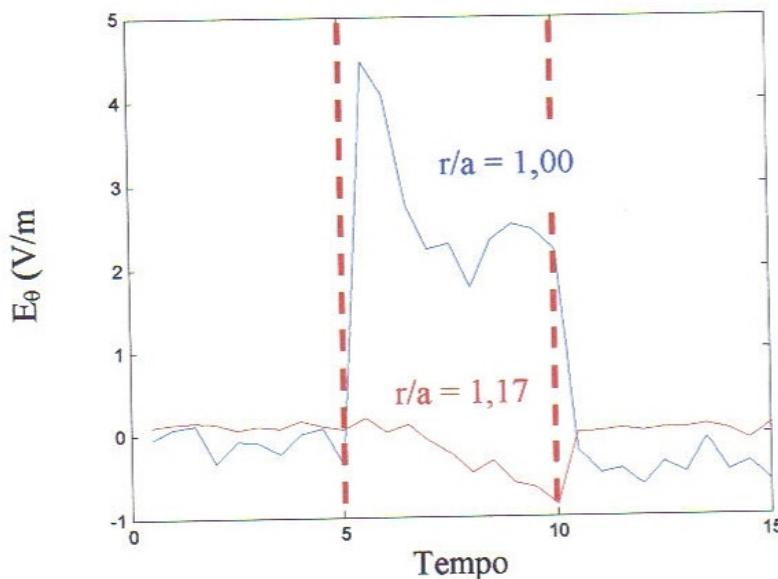


Fig. 4-08 - Evolução temporal do campo elétrico poloidal ($\times 10^3$) com injeção de RF (entre linhas tracejadas), para duas posições radiais.

Na Fig. 4-09 é mostrada a variação do fluxo de partícula total para três intervalos de 5,0 ms cada, sendo um intervalo antes, um intervalo durante (entre linhas tracejadas) e um intervalo depois da injeção das ondas de Alfvén. São observados aumentos de transporte de partícula durante a injeção de RF.

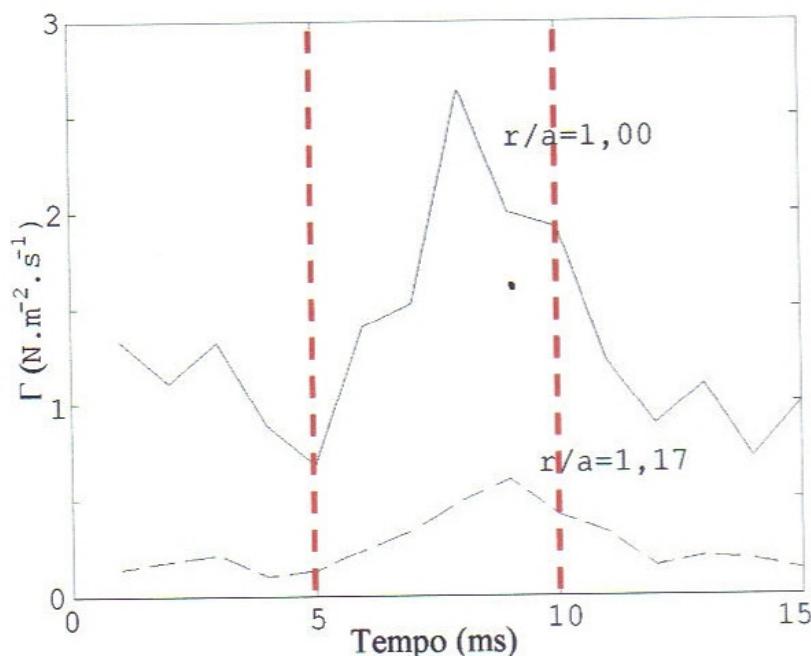


Fig. 4-09 - Evolução temporal do transporte total de partículas antes, durante (entre linhas tracejadas), e depois da injeção de RF, em $r/a=1,00$ (linha cheia) e $r/a=1,17$ (linha tracejada).

4.6 RESULTADOS NO TOKAMAK CASTOR.

Esta experiência teve por objetivo encontrar os modos poloidais dominantes no tokamak CASTOR da República Tcheca. Para isto dispuseram poloidalmente 124 sondas eletrostáticas no interior deste tokamak. Nos foram enviados sinais de 31 sondas que se encontram no 3º quadrante, onde o campo magnético toroidal tem seu maior valor $B_t = 1,0$ T. Estas sondas medem flutuações de potencial flutuante durante a descarga de plasma deste tokamak (Fig. 4-10, Fig. 4-11).

O raio maior e o menor deste tokamak são respectivamente $R=0,4\text{m}$ e $r=0,1\text{m}$ (Fig. 2-02) e a corrente de plasma é de $I_p \approx 8$ kA. Para a nossa análise escolhemos regiões do sinal com 10 intervalos de tempo de 1,024 ms. A taxa de aquisição dos dados é de 1 MHz.

Estes sinais nos foram enviados e, a seguir, mostramos algumas figuras e resultados dos cálculos com estes dados.

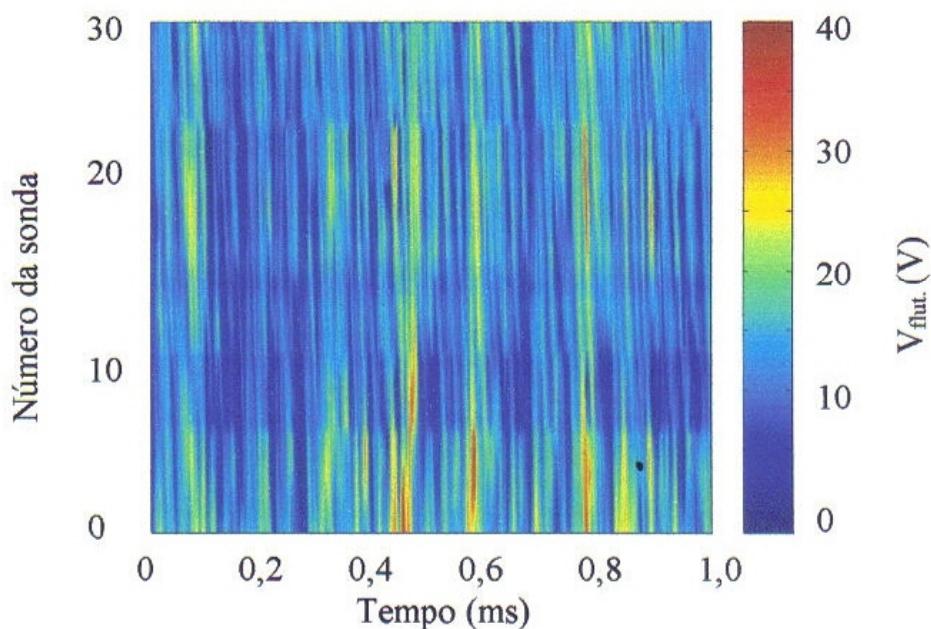


Fig. 4-10 - Distribuição poloidal da evolução temporal do potencial flutuante. As cores representam os valores indicados na escala.

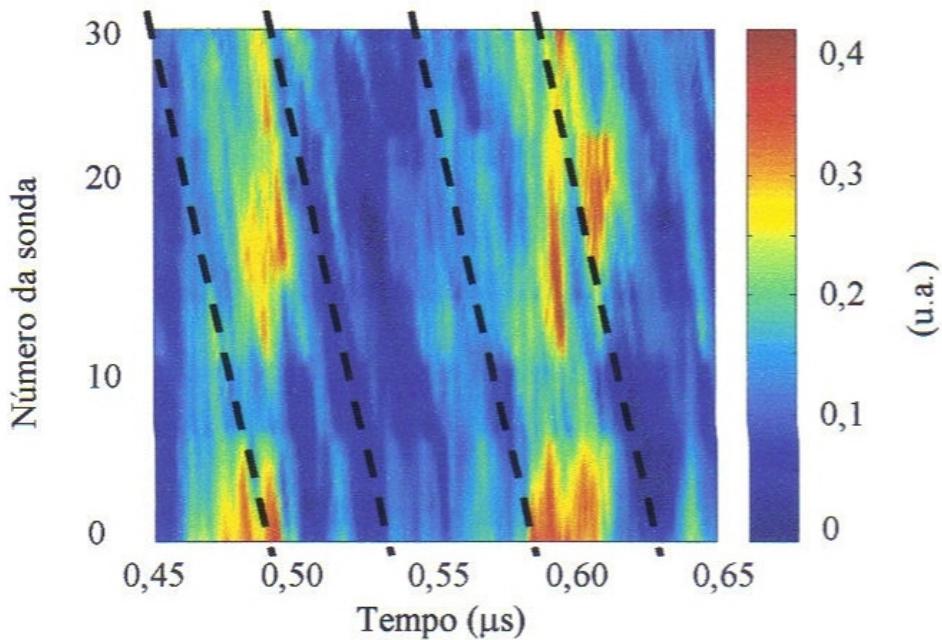


Fig. 4-11 – Distribuição poloidal da evolução temporal do potencial flutuante em um intervalo de tempo de 0,2 ms (região que vai de 0,45 a 0,65 ms do gráfico 4-10). As cores representam os valores indicados na escala.

Podemos perceber através da Fig. 4-11 a existência de modos poloidais neste plasma e a Fig. 4-12 mostra que são pelo menos dois os modos poloidais dominantes que se propagam com freqüências de aproximadamente 10 kHz e 40 kHz. Outros intervalos de tempo mostram resultados semelhantes, com pequenas mudanças na potência e na freqüência. Mostra também a existência de uma estrutura potencial regular que se propaga poloidalmente da sonda 31, que está na parte superior do tokamak, para a sonda 1, que está situada no plano equatorial do tokamak (observar linhas tracejadas). Este é o quadrante onde o campo magnético de confinamento é mais intenso.

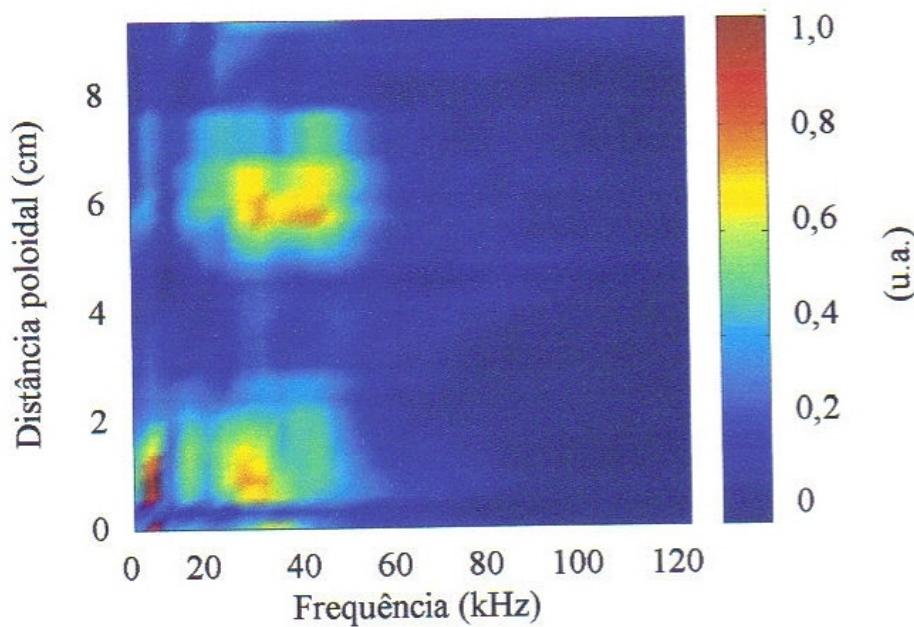


Fig. 4-12 – Distribuição poloidal do espectro de potência do potencial flutuante utilizando transformada de Wavelet para um intervalo de 1,024 ms. Os modos dominantes na frequência são os mesmos mencionados na Fig. 4-11. As cores representam os valores indicados na escala.

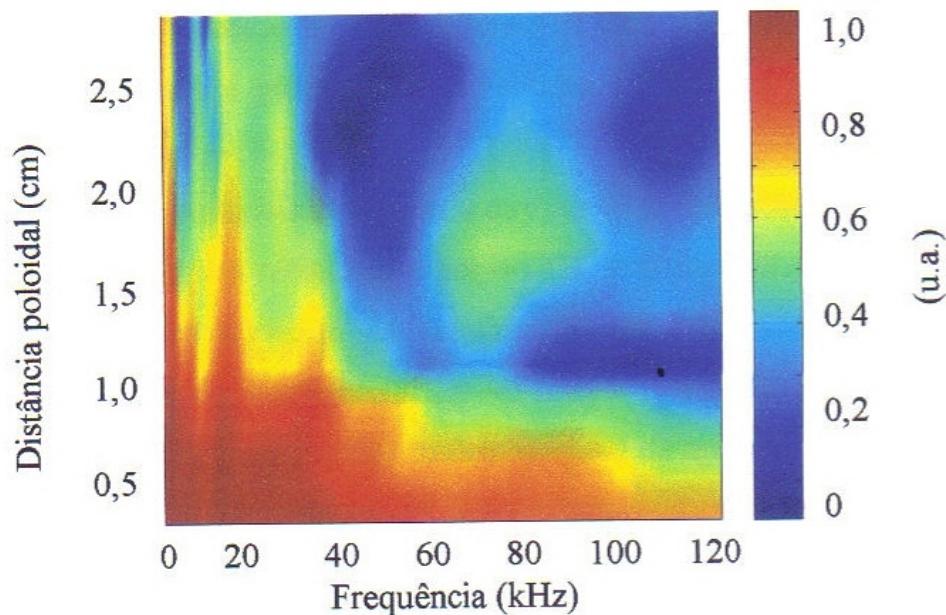


Fig. 4-13 - Coerência linear entre as flutuações de sonda 1 e as sondas $n=2, \dots, 10$ utilizando Wavelet. As cores representam os valores indicados na escala.

A coerência é significativa, para baixas freqüências, até a distância de 2,1 cm (que corresponde às sondas 1,2,3,...,8).

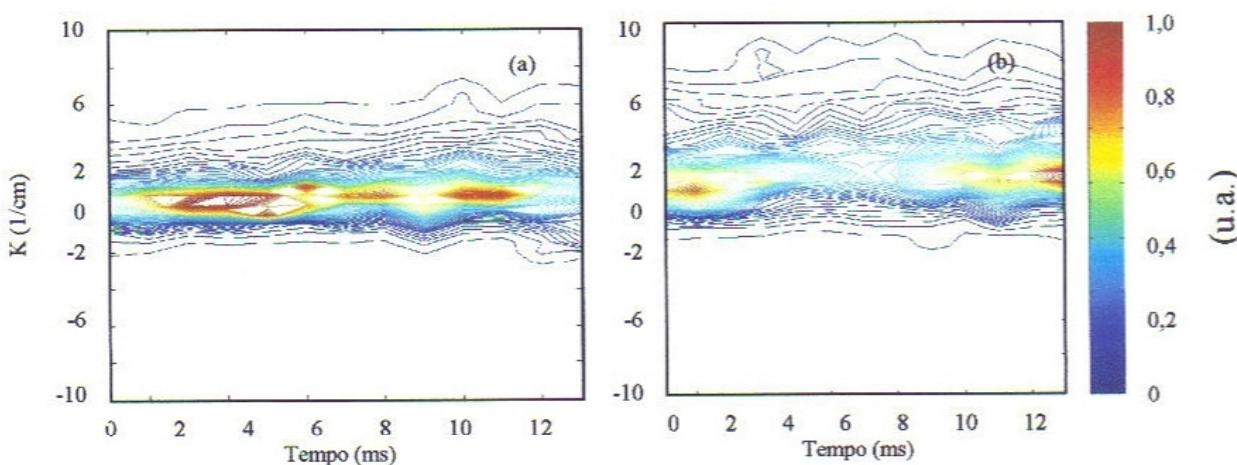


Fig. 4-14 - Espectro de potência do número de onda do potencial flutuante para dados das sondas 29 e 30 (sondas que estão na porção superior do tokamak) (a), das sondas 1 e 2 (sondas que estão na porção equatorial do tokamak) (b). ($k=1\text{ cm}^{-1}$, $k=2\text{ cm}^{-1}$, $v_{ph}=3.0\times 10^3\text{ m/s}$ e $v_{ph}=2.5\times 10^3\text{ m/s}$, respectivamente).

O número de onda médio ($k_{\text{médio}} = 1\text{ cm}^{-1}$) corresponde aproximadamente a $m=6$ ($r=6.1\text{ cm}$). Esse valor muda com a intermitência observada. Para as sondas 1 e 2, $k_{\text{médio}} = 2\text{ cm}^{-1}$. A diferença nos números de onda computados pode ser devido ao efeito toroidal que é máximo no plano equatorial (sonda 1 e 2). As velocidades de fase são 3000 m/s para o primeiro par de sondas e 2500 m/s para o segundo par, como mostrado na Fig. 4-14.

Da Fig. 4-11, podemos notar que a direção da propagação tem o mesmo sinal que o do campo elétrico radial nesta região ($E_r > 0$ na SOL) e a velocidade de propagação pode ser calculada da seguinte forma: $V_{\text{pol}} \sim L_q/t_q$ onde L_q é o comprimento poloidal do quadrante ($L_q = 93\text{ mm}$) e t_q é o tempo necessário para a estrutura ir da sonda 31 para a sonda 1. Este tempo é de aproximadamente 30-40 ms, então a velocidade de poloidal é de aproximadamente 2300 -3100 m/s, que é compatível com o valor encontrado utilizando a análise espectral.

V – ACOPLAMENTOS NA TURBULÊNCIA DO TCABR E CASTOR.

5.1 INTRODUÇÃO.

As flutuações turbulentas podem ser aproximadas, em primeira ordem, por uma superposição de modos lineares e independentes. Porém, tal aproximação é incapaz de explicar como ondas, que são inicialmente instáveis em uma escala limitada de número de onda e freqüência, podem gerar um espectro turbulento que se estende por uma região larga de freqüência e número de onda. Devemos então incluir efeitos não lineares para levar em conta os acoplamentos entre os vários modos presentes. Para identificar a não linearidade, utilizamos funções espetrais com funções de correlação de ordens superiores. Assim, calculamos os biespectros, que são quantidades que medem a potência quadrática associada com os diversos modos acoplados existentes em um sinal, e que permitem distinguir com eficiência os modos lineares dos modos quadráticos (TSUI, 1993).

Os métodos tradicionais se baseiam, em geral, em técnicas de correlação, funções de distribuição de probabilidade e análises espetrais, todas estas envolvendo médias em tempos longos. A técnica de bicoerência com *wavelet* (MILLIGEN, 1995)(MILLIGEN, 1997), utilizada neste capítulo, detecta o acoplamento de fase para dados de curto intervalo de tempo, permitindo portanto, analisar eventos de vida curta, envolvendo pulsos e intermitências.

A bicoerência tradicional que se fundamenta na análise de Fourier detecta o acoplamento de fase entre oscilações. A bicoerência com *wavelet* adiciona resolução no tempo a esta técnica, sem sacrificar a interpretação em função da frequência, quando se seleciona uma *wavelet* adequada. Isto permite a resolução de estruturas em dados turbulentos que com outros métodos passaria despercebida. Com essa técnica poderemos verificar e analisar a intermitência da turbulência do plasma estudado.

Neste capítulo resumimos a teoria relacionada com bispectros e bicoerência utilizando transformada de *wavelet*. Calculamos também os bispectros e bicoerências para as grandezas medidas, com a finalidade de obter informações sobre a turbulência na borda do plasma do tokamak TCABR.

5.2 ANÁLISE ESPECTRAL NÃO LINEAR.

Podemos analisar as interações não lineares através do cálculo das funções espectrais de maior ordem. Utilizando a análise de Fourier podemos calcular os bispectros e a bicoerência, que nos possibilitam analisar as interações entre três ondas que se acoplam quadraticamente. Entretanto, a análise usual por decomposição em modos de *Fourier* é inadequada para estudar sinais de curta duração, pois para calcular os bispectros é necessário calcular médias temporais sobre conjuntos extensos de dados o que impossibilita a determinação de estruturas de tempo de vida mais curto, como o caso de variações intermitentes ou estruturas coerentes.

Quando a turbulência exibe alguma estrutura de qualquer tipo espera-se que algum acoplamento de fase esteja ocorrendo. A técnica de bicoerência com *wavelet* possibilita detectar esses acoplamentos de fase, como no caso do bispectro de Fourier, porém com a vantagem de reduzir as médias temporais a um mínimo, permitindo uma melhor resolução das estruturas de vida curta, pulsos e intermitências (MILLIGEN, 1995)(MILLIGEN, 1997)(JHA, 1997).

A interação quadrática entre as escalas a_1 , a_2 e a , no domínio do tempo, é representada pelo bispectro *wavelet* : (MILLIGEN, 1995)

$$B_{xx}(a_1, a_2) = \int_T W_x(a, \tau) W_x(a_1, \tau) W_x(a_2, \tau) d\tau, \quad (5-1)$$

onde a integral é tomada sobre um intervalo finito de tempo T (neste tempo está contida a *wavelet*, por exemplo, T é, pelo menos, duas vezes maior que a *wavelet*) e vale a relação:

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}, \quad (5-2)$$

uma vez que transformada *wavelet* essencialmente mostra a componente de freqüência dominante f_a , que é inversamente proporcional à escala de *wavelet*. A equação (5-2) representa a regra de soma dos inversos das freqüências $f = f_1 + f_2$.

Como a transformada *wavelet* é o sinal filtrado, com filtro com resposta impulsiva $\psi_a(t-\tau)$, consequentemente, o sinal do produto triplo do integrando da equação (5-1) depende das fases do sinal transformado com *wavelet* no domínio espectral. No caso das fases serem aleatórias (modos espontâneos), a integração tornará $B(a_1, a_2) \approx 0$, devido ao efeito aleatório da mistura de fases. Portanto, $B(f_1, f_2)$ só será diferente de zero se as ondas presentes em f_1 , f_2 e f_1+f_2 estiverem quadraticamente acopladas. Neste caso, as ondas com freqüência f_1 e f_2 e fases δ_1 e δ_2 , respectivamente, se acoplam quadraticamente, com o surgimento de modos de freqüência $f_1 + f_2$ e $f_1 - f_2$ e fases $\delta_1 + \delta_2$ e $\delta_1 - \delta_2$ respectivamente. O autobiespectro (5-1) pode ser entendido como sendo uma medida quantitativa da potência espectral transferida dos sinais $x(f_1)$ e $x(f_2)$ quando estes se acoplam para formar o sinal $x(f_1+f_2)$.

Da mesma forma que definimos o autobispectro podemos definir o bispectro cruzado entre dois sinais $x(t)$ e $y(t)$ como:(MILLIGEN, 1997)

$$B_{xy}(a_1, a_2) = \int_T W_x^*(a, \tau) W_y(a_1, \tau) W_y(a_2, \tau) d\tau. \quad (5-3)$$

Onde a equação (5-2) também é valida, e o asterisco significa o complexo conjugado.

O bispectro cruzado *wavelet* mede o acoplamento de fase, no intervalo T, que ocorre entre componentes *wavelet* de escalas a_1 e a_2 de $y(t)$ com a componente *wavelet* do sinal $x(t)$ de tal maneira que a regra de soma (5-2) das freqüências é satisfeita.

O espectro de bicoerência é um bispectro normalizado utilizado na análise e interpretação de sinais de flutuações associadas com interações não lineares de ordem quadrática. O espectro de autobicoerência é dado por:

$$b_{xx}^2(f_1, f_2) = \frac{|B_{xx}(f_1, f_2)|^2}{\left[\int_T |W_x(f_1, \tau) W_x(f_2, \tau)|^2 d\tau \right] \left[\int_T |W_x(f, \tau)|^2 d\tau \right]}. \quad (5-4)$$

Na equação (5-4), já substituímos as escalas α , diretamente pelas frequências, desde que uma é inversa da outra, como foi definido no capítulo 4.

Quando $B_{xx}(f_1, f_2)$ vale zero, $b^2(f_1, f_2)$ também se anula, indicando que não há acoplamento quadrático em nenhum ponto de coordenadas (f_1, f_2) , ou seja, os modos presentes em f_1 e f_2 são espontâneos. Quando $0 < b^2 < 1$ a equação (5-4) indica a existência de modos acoplados e espontâneos num mesmo ponto (f_1, f_2) e o acoplamento é chamado de acoplamento parcial. No caso em que $b^2 = 1$, B_{xx} atinge o seu valor máximo e então o acoplamento se dá de modo total. O espectro de autobicoerência mede o grau de correlação não linear de ordem quadrática entre os modos presentes no sinal $x(t)$.

A bicoerência por *wavelet* é similar à definição convencional, aplicando transformada de Fourier (TSUI, 1993) exceto no seguinte caso: a) na bicoerência com *Fourier*, a banda de freqüência é constante enquanto que, com *wavelet* a largura da banda de freqüência depende do parâmetro de escala escolhido; b) na bicoerência com Fourier, a média é feita sobre um grande número de dados independentes, supostamente estacionários enquanto que, com *wavelet*, a média é feita num intervalo específico de tempo. O uso de bicoerência com *wavelet* então é mais apropriada para estudar o acoplamento quadrático de fase em sinais não estacionários.

A bicoerência cruzada é o bispectro cruzado normalizado e, de maneira análoga à autobicoerência, é dada por:

$$b_{xy}^2(f_1, f_2) = \frac{|B_{xy}(f_1, f_2)|^2}{\left[\int_T |W_y(f_1, \tau) W_y(f_2, \tau)|^2 d\tau \right] \left[\int_T |W_x(f, \tau)|^2 d\tau \right]} . \quad (5-5)$$

O espectro de bicoerência pode ser representado graficamente no espaço correspondente de freqüências (f_1, f_2) . [Veja anexo C para simetrias do bispectro]. As freqüências f_1 , f_2 e f podem ter valores negativos (isto para podermos representar todas as combinações soma e diferença de f_1 e f_2). Devido à simetria da interação, é suficiente calcular a bicoerência no espaço de freqüências definido por $0 < f_1 < f_m$ e $-f_m < f_2 < f_m/2$ e, finalmente, o caso (f_1, f_2) é idêntico ao caso $(-f_1, -f_2)$, sendo que f_m é a

maior freqüência admissível para a *wavelet* utilizada, que no nosso caso $f_m = f_N / 4$ e f_N é a freqüência de Nyquist.

Como podem ocorrer vários acoplamentos não lineares em uma dada freqüência, calculamos também a somatória de b^2 para valores constantes de $f = f_1 + f_2$ em função de f .

A soma da bicoerência é definida por:

$$[b(f)]^2 = \frac{1}{s} \sum [b(f_1, f_2)]^2 , \quad (5-6)$$

onde s é o número de elementos da soma.

De forma semelhante, a bicoerência total é definida como

$$(b)^2 = \frac{1}{S} \sum \sum [b(f_1, f_2)]^2 , \quad (5-7)$$

onde a soma é sobre todos os f_1 e f_2 e S é novamente o número de termos da soma. Como a análise *wavelet* pode ser calculada para sequências de dados relativamente curtas, as alterações no valor da bicoerência total durante o tempo do fenômeno medido podem identificar um comportamento intermitente.

Os valores numéricos da soma da bicoerência dependem da grade de cálculo de freqüência escolhida, portanto não são valores fundamentais, mas são úteis para comparar casos calculados sob as mesmas condições numéricas, dado que resumem convenientemente a informação obtida. Neste trabalho, as bicoerências são calculadas numa grade de freqüência de 256 pontos para os vários intervalos de tempo sucessivos de 1,02 ms cada.

Para caracterizar a confiabilidade dos nossos resultados, vamos introduzir um erro estatístico para as grandezas definidas. No caso das transformadas de Fourier, o erro estatístico máximo da bicoerência é aproximadamente igual a $1/M$, onde M é o número de conjuntos de dados independentes usados para o cálculo da média. No nosso caso, porém, a média é feita para termos consecutivos relacionados nos integrandos nas equações (5-1) e (5-4) (MILLIGEN, 1995)(MILLIGEN, 1997). O número de componentes *wavelet* independentes pode ser aproximado por n/a onde n

é o número de pontos para a média e α é o parâmetro de escala. Para tripletos de escala f_1 , f_2 e $|f_1+f_2|$, o erro é aproximadamente igual a $M(f)/n$, onde $M(f)=\max(f_1, f_2, |f_1+f_2|)$ é o máximo dos tripletos de escala.

Considerando as frequências, o limite superior do erro estatístico é dado por: (MILLIGEN, 1995)

$$\varepsilon[b(f_1, f_2)] = \left\{ \frac{f_N}{n} \min(|f_1|, |f_2|, |f|) \right\}^{1/2}, \quad (5-8)$$

onde $\min(\dots)$ indica o valor mínimo da freqüência do triplete considerado. O erro portanto, depende da freqüência. Para escalas grandes (baixas freqüências), um número menor de *wavelet* independentes são incluídos no processo (eqs. 5-1 e 5-4) e, portanto, os erros estatísticos são maiores.

5.3 RESULTADOS NO TOKAMAK TCABR.

A Fig. 5-01 mostra a superposição da bicoerência soma, em $r/a=1,17$, para um intervalo de tempo escolhido de 1,02 ms, das flutuações do potencial sem e com injeção de RF. O resultado observado com a injeção da onda de Alfvén é a diminuição do acoplamento não linear dos modos do plasma.

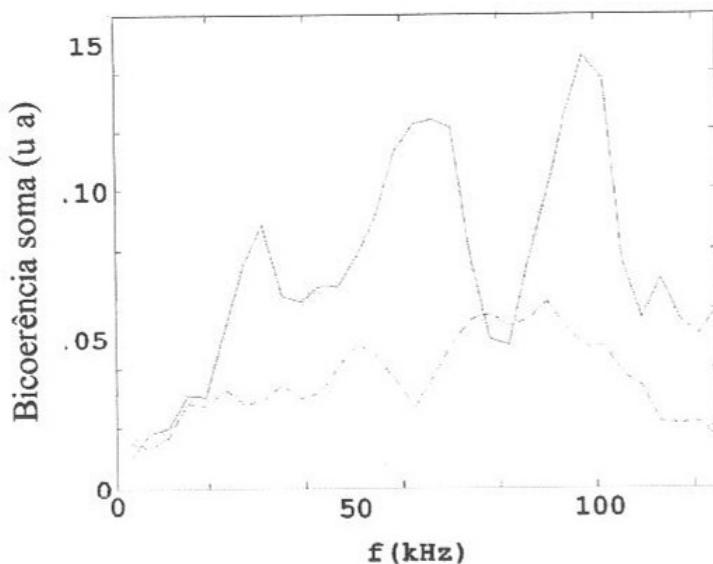


Fig. 5-01 – Superposição da bicoerência soma sem (linha cheia) e com injeção de RF (A), para um intervalo de tempo escolhido de 1,02 ms, para flutuações do potencial flutuante em $r/a=1,17$.

Na Fig. 5-02 é mostrada a bicoerência total em função do tempo para as mesmas condições da Fig. 5-01. O intervalo de tempo de durante da injeção de RF é indicado pela linha tracejada. O acoplamento não linear é significativamente reduzido na presença da onda, pois há um espalhamento em frequência e, possivelmente, uma transferência de potência para acoplamentos de ordem superior que devem ser investigados. Além disso, para algumas descargas com mais baixa densidade de plasma a injeção de RF reduziu a bicoerência total ao erro estatístico.

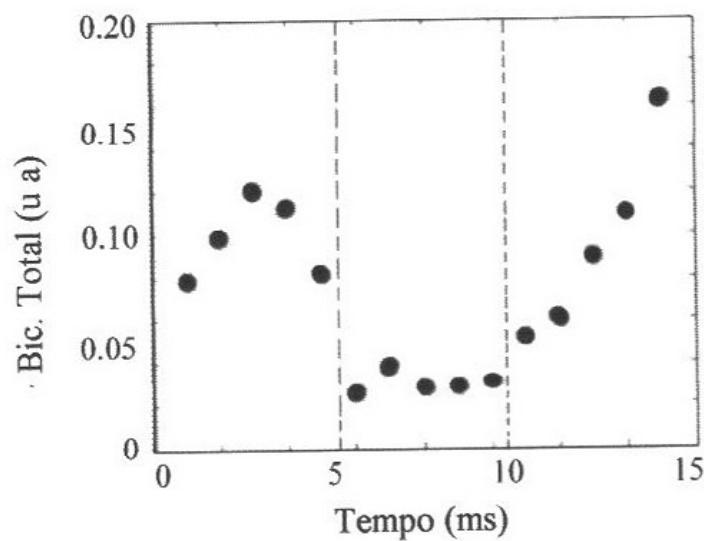


Fig. 5-02 – Perfil temporal da bicoerência total durante uma descarga com injeção de RF (entre linhas tracejadas) para as flutuações do potencial flutuante em $r/a=1,17$.

5.4 RESULTADOS NO TOKAMAK CASTOR.

A seguir temos os resultados das análises quadráticas feitas utilizando os sinais que recebemos do tokamak CASTOR.

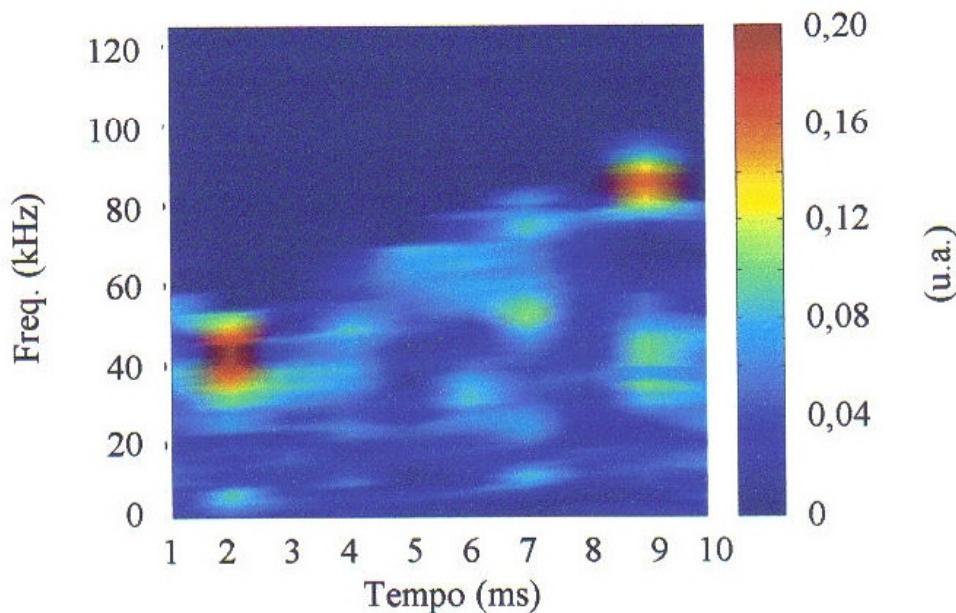


Fig. 5-03 - Auto bicoerência soma dos dados da sonda 1. As cores representam os valores indicados na escala.

Podemos notar que há mudanças intermitentes no acoplamento quadrático, indicando a presença de turbulência.

Ocorre alto acoplamento de modos de freqüência com 10 e 40 kHz (aproximadamente) com um modo com 50 kHz. Também, alto acoplamento de modos de freqüência com 20 e 70 kHz (aproximadamente) com um modo com 90 kHz.

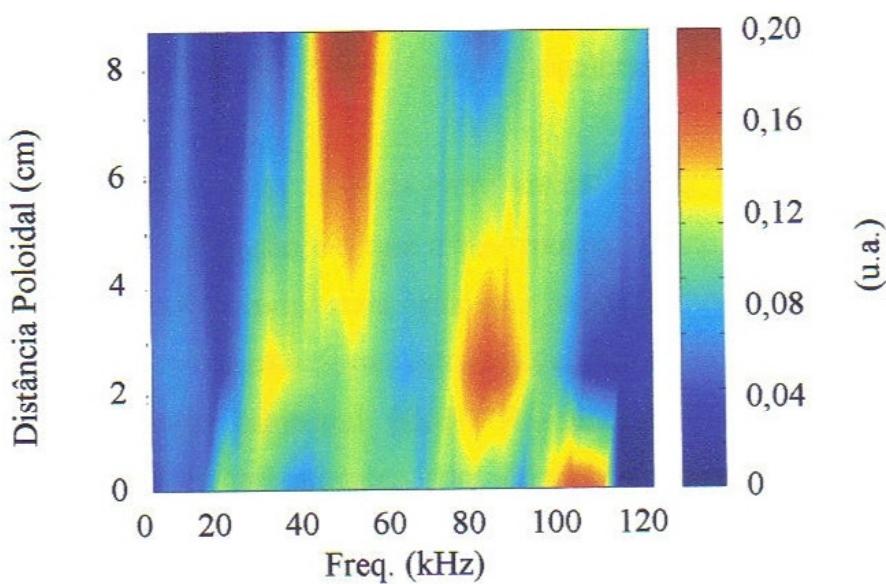


Fig. 5-04 - Auto bicoerência soma dos dados da sonda $n = 1, 10$, e 30 para um intervalo de tempo de $1,02$ ms. As cores representam os valores indicados na escala.

Estes resultados devem ser complementados com resultados de outras sondas. Os resultados completos poderão, eventualmente, mostrar regiões de alto acoplamento se propagando.

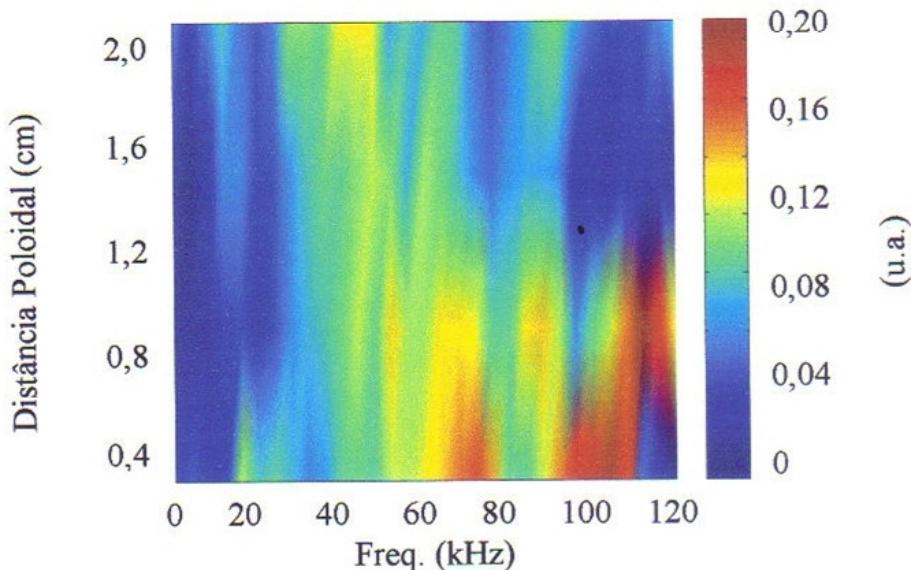


Fig. 5-05 - Soma da bicoerência cruzada dos dados da sonda 1 e das sondas $n = 2, 4, 6$ e 8 , para um intervalo de tempo de $1,02$ ms. Eq.5-6. As cores representam os valores indicados na escala.

Em resumo, os resultados obtidos, tanto no caso dos sinais do TCABR como do CASTOR, mostram que a bicoerência é significativa para modos de alta freqüência.

Utilizando a bicoerência cruzada entre varias sondas (CASTOR), podemos obter aproximadamente a região em que a bicoerência diminui significativamente e, portanto, onde já não haveria mais qualquer estrutura coerente. Um calculo aproximado leva ao comprimento dessas estruturas em torno de 1,5 cm.

Assim, da análise bispectral (CASTOR) podemos concluir que existem acoplamentos quadráticos intermitentes com estruturas não maiores que 1,5 cm. (STÖCKEL, 2003)

VI- ANÁLISE DE BURSTS NO TCABR.

6.1 INTRODUÇÃO.

Uma outra forma de se analisar o transporte de partículas foi desenvolvida e apresentada anteriormente (ANTAR, 2001), onde a idéia fundamental é dividir o transporte de partículas em duas partes, uma em que ele é calculado durante todo o tempo do sinal analisado e outra apenas durante o tempo onde aparecem os picos de densidade, *bursts*. Pode-se, assim, encontrar a razão entre o transporte total e o devido aos *bursts*.

O algoritmo que desenvolvemos calcula o transporte total e o transporte devido aos *bursts*. O transporte total pode ser comparado com o transporte obtido da análise espectral por transformadas *wavelet*. A seguir descrevemos como o algoritmo funciona e os resultados obtidos (Listagem no anexo B).

6.2 – BURSTS NO TCABR.

Para podermos calcular o transporte, medimos experimentalmente as flutuações do potencial flutuante e da corrente de saturação iônica para descargas normais e para descargas com injeção de ondas de Alfvén.

Inicialmente apresentamos um gráfico com alguns sinais básicos que mostram as condições do plasma no TCABR (ver Fig. 3-08). Nesta são apresentados alguns sinais de controle como a emissão da linha espectral de H_{α} , que é um indicativo da taxa de ionização do gás. Temos também a corrente de plasma (I_{plasma}) e a tensão de enlace (V_{loop}) com as quais, multiplicando uma pela outra, podemos ter uma idéia, aproximada, da potência aplicada ao plasma. Isto é feito para verificarmos se a descarga de plasma é relevante para análise ou não.

A série temporal das flutuações do potencial flutuante e da corrente de saturação iônica antes e durante a injeção de RF é mostrada na Fig.6-01, para que se possa escolher quais os melhores intervalos para a análise dos sinais.

Para maior facilidade na comparação das posições, colocamos os gráficos lado a lado, sendo os da esquerda (a) referentes a uma posição mais externa ($r/a = 1,17$) e os da direita (b) referentes a uma posição mais interna ($r/a = 1,00$).

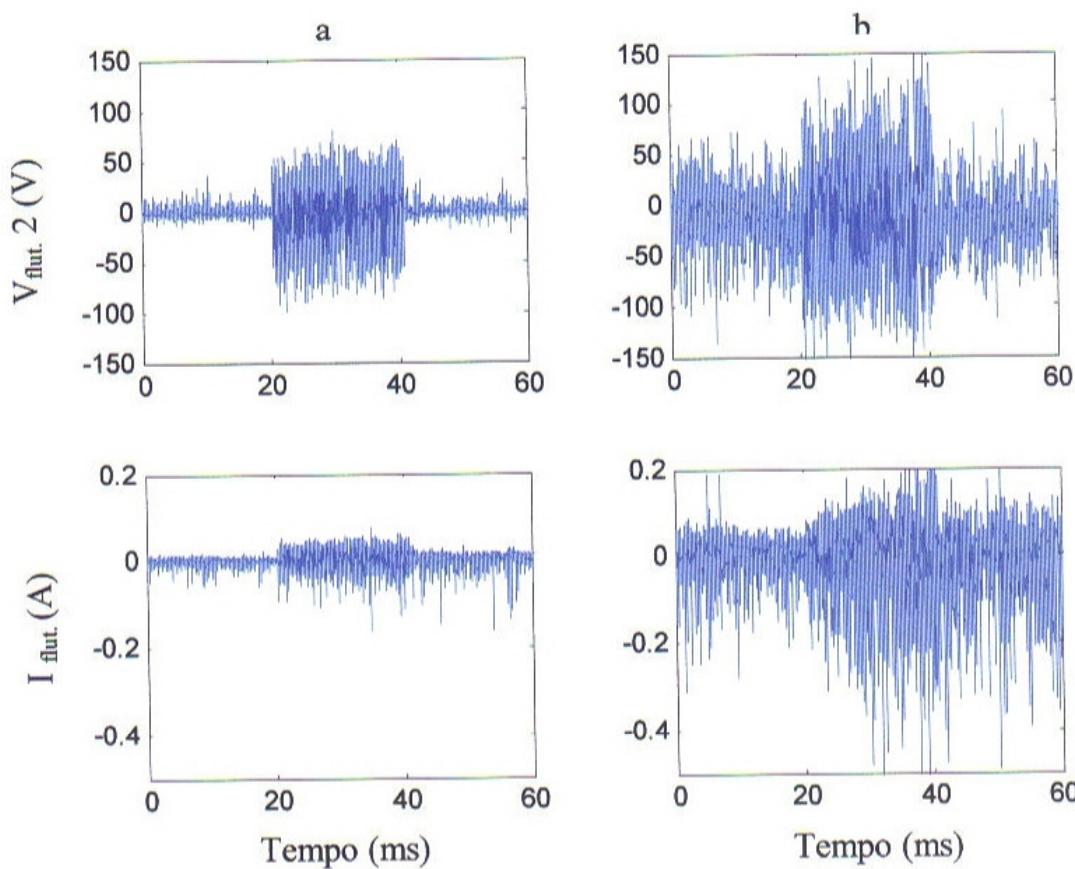


Fig. 6-01 – Evolução temporal dos sinais de flutuações do potencial flutuante ($V_{flut.2}$) e da corrente de saturação iônica ($I_{flut.}$), nas posições mais externa, $r/a = 1,17$ (a) e mais interna $r/a = 1,00$ (b)

A escolha dos melhores intervalos para análise é feita verificando onde começa e termina a injeção das ondas de Alfvén e o intervalo imediatamente anterior a ela. A Fig. 6-02 mostra os intervalos escolhidos. Notemos que os sinais têm componentes de alta frequência e uma sucessão de *bursts*.

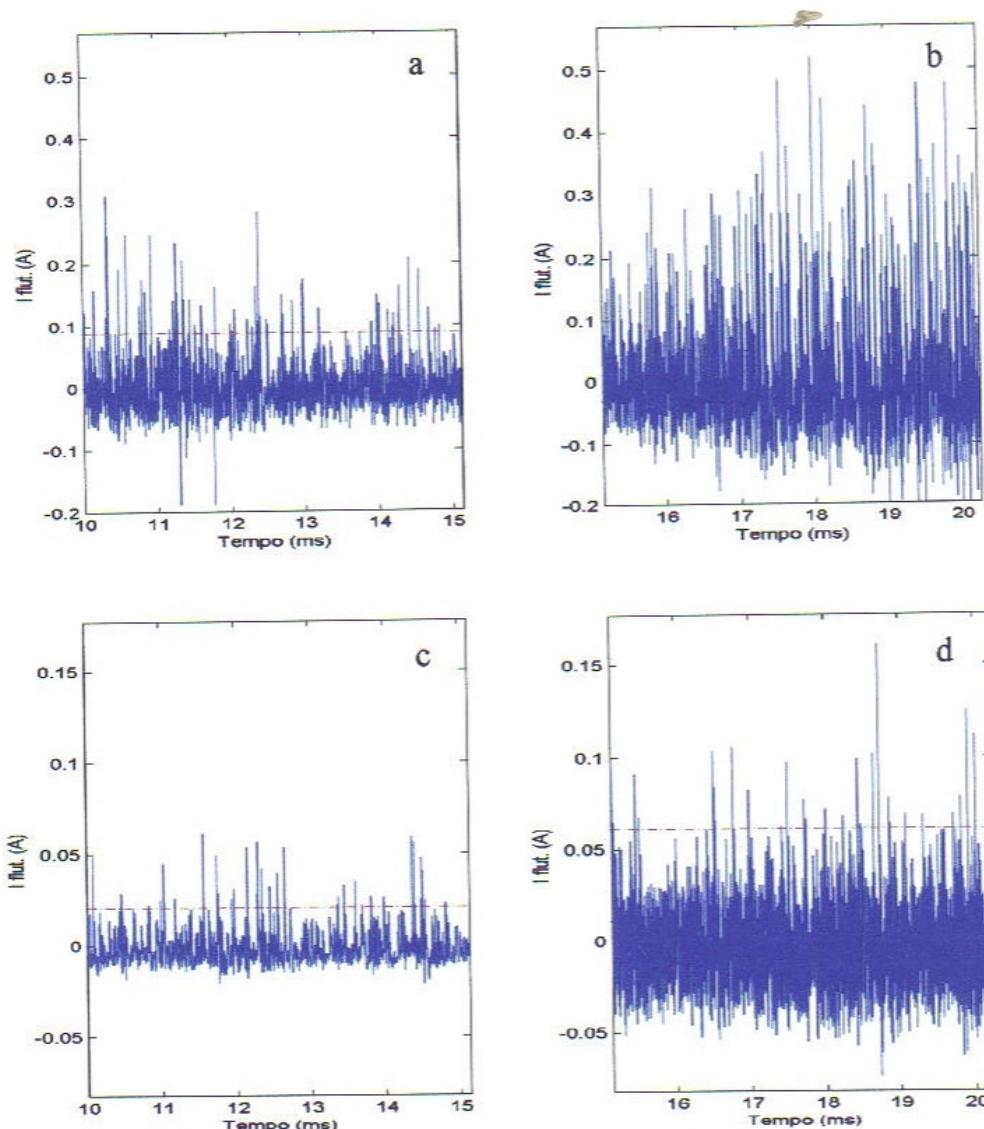


Fig. 6-02 – Ampliação da Fig. 6-01 mostrando os sinais de flutuações da corrente de saturação iônica (I_{flut}) antes (a) e durante (b) a injeção de RF para a posição mais interna ($r/a = 1,00$) e os mesmos instantes para a posição mais externa ($r/a=1,17$) ((c) e (d)). A linha tracejada indica o valor limiar.

Como a memória do sistema de aquisição¹ é limitada em ~ 60000 pontos e a taxa de aquisição dos nossos sinais é de 1000×10^3 pontos por segundo, o tempo total de aquisição é de ~ 60 ms. Como os demais sinais são adquiridos a uma taxa de 250×10^3 pontos por segundo, que resulta em um tempo de aquisição quatro vezes maior que o nosso, temos que *centrar* nossa janela de aquisição na região de platô da

¹ Sistema de aquisição de dados baseado em módulos VME de oito canais, com taxa máxima de aquisição igual a $1,250 \times 10^3$ pontos por segundo e resolução de 12 bits.

corrente de plasma (ver Fig. 3-08) onde podemos dizer que pelo menos um dos parâmetros é estável.

Após serem escolhidas as regiões para análise, o programa calcula o desvio padrão dos sinais antes e durante a injeção de RF (Tabela I).

TABELA I – Valor do desvio padrão dos sinais em posições radiais diferentes.

Desvio padrão dos sinais \ Posições	$R = 21\text{ cm}$	$R = 18\text{ cm}$
V flut. 1 antes da RF	3,25 V	29,35 V
V flut. 1 durante a RF	24,60 V	46,15 V
V flut. 2 antes da RF	3,20 V	29,70 V
V flut. 2 durante a RF	13,80 V	37,60 V
I flut. antes da RF	$10 \times 10^{-3}\text{ A}$	$40 \times 10^{-3}\text{ A}$
I flut. durante a RF	$20 \times 10^{-3}\text{ A}$	$80 \times 10^{-3}\text{ A}$

Para localizar os picos de densidade do plasma, que seriam responsáveis por parte do transporte, escolhemos o valor limiar igual a duas vezes o desvio padrão (STD). Isto foi feito após vários testes e determinado o valor limiar quando não havia mais variações significativas no cálculo do transporte.

Utilizando esse critério, encontramos os resultados que são mostrados graficamente, a seguir (Fig. 6-03).

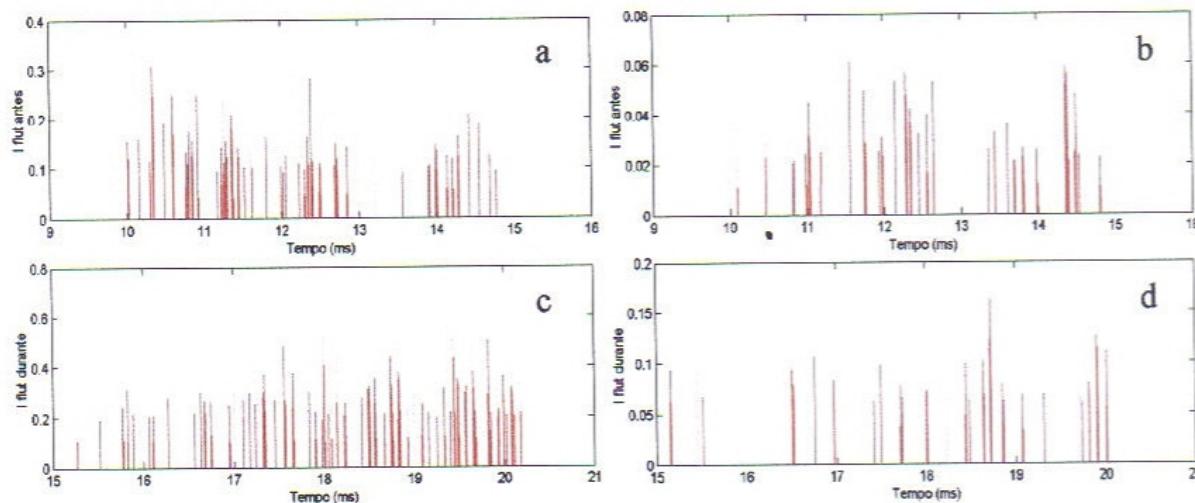


Fig. 6-03 – Gráficos do sinal da corrente de saturação iônica que está acima do valor de dois STD. Os gráficos (a) e (b) mostram os picos da corrente de saturação antes da injeção de RF para $r/a = 1,00$ e $r/a = 1,17$, respectivamente. Os gráficos (c) e (d) mostram os picos da corrente de saturação durante a injeção de RF, novamente para $r/a = 1,00$ e $r/a = 1,17$, respectivamente.

Neste ponto, o programa calcula o histograma da distribuição de valores de amplitude do sinal de corrente de saturação iônica e gráfica, em forma de barras, para melhor visualização (Fig. 6-04).

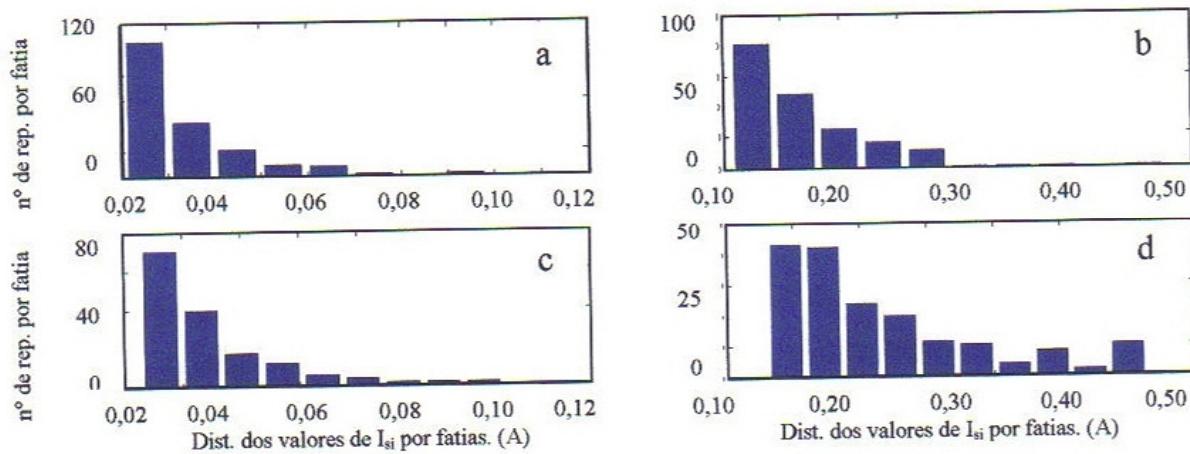


Fig. 6-04 – Histograma da distribuição de valores de amplitude no sinal de corrente de saturação iônica antes da injeção da RF (a) e (b) e durante (c) e (d), para o caso da Fig. 6-03, onde (a) e (c) são em $r/a=1,17$ e (b) e (d) são em $r/a=1,00$.

O sinal de corrente de saturação iônica é utilizado para localizar os picos e a partir deles podemos encontrar os valores correspondentes nos potenciais (Fig. 6-05). Isto porque devemos calcular a velocidade radial das estruturas para depois obter o transporte provocado pelas mesmas.

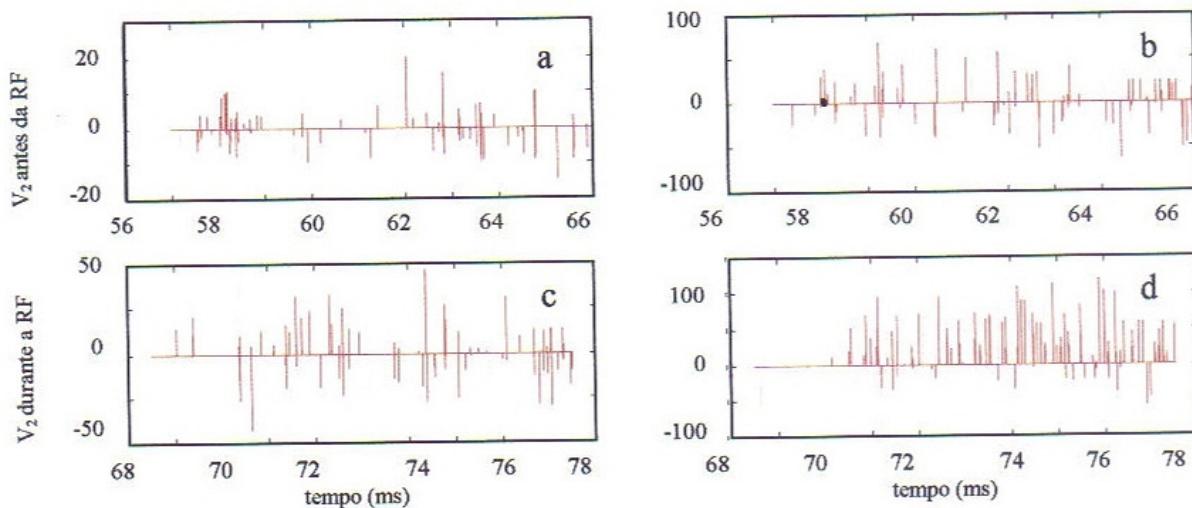


Fig. 6-05 – Gráficos da flutuação do potencial flutuante antes(a, b) e durante(c, d) a perturbação. Sendo que (a, c) são para a posição mais interna ($r/a = 1,17$) e (b, d) para a posição mais externa ($r/a=1,00$).

Assim como no sinal de corrente de saturação iônica, aqui o programa calcula o histograma da distribuição de valores e os grafica.

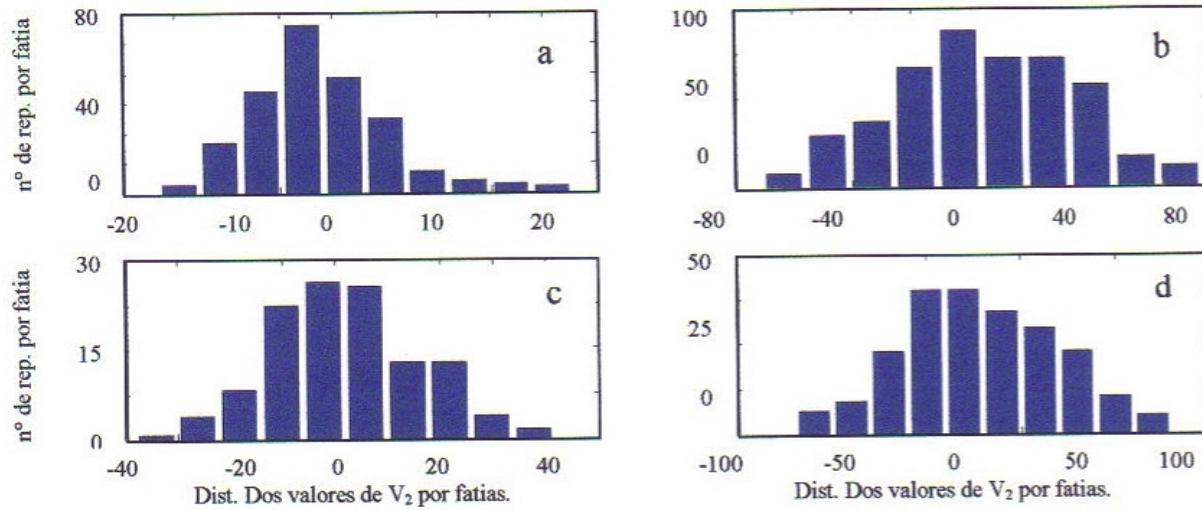


Fig. 6-06 – Histograma da distribuição de valores de amplitude no sinal de potencial flutuante antes da injeção das ondas de Alfvén (a, c) e durante (b, d). Sendo que (a, b) correspondem à posição mais externa ($r/a = 1,17$) e (c, d) à posição mais interna ($r/a = 1,00$).

Através das Figs. 6-05 e 6-06, podemos perceber que o nível das flutuações aumenta durante o RF, o que indica um aumento da turbulência neste regime.

Uma vez localizadas as estruturas, o programa calcula a velocidade das mesmas com a fórmula:

$$V = \left(\frac{1}{B} \right) \frac{\delta\phi}{\delta\theta} \quad (6.1)$$

onde B é o valor do campo toroidal, $\delta\phi$ é ($V_{\text{flut. } 1} - V_{\text{flut. } 2}$) e $\delta\theta$ é a separação angular entre estas sondas. Após este cálculo, é graficado o histograma da distribuição das velocidades. Este desenvolvimento é similar ao desenvolvido no capítulo 4.

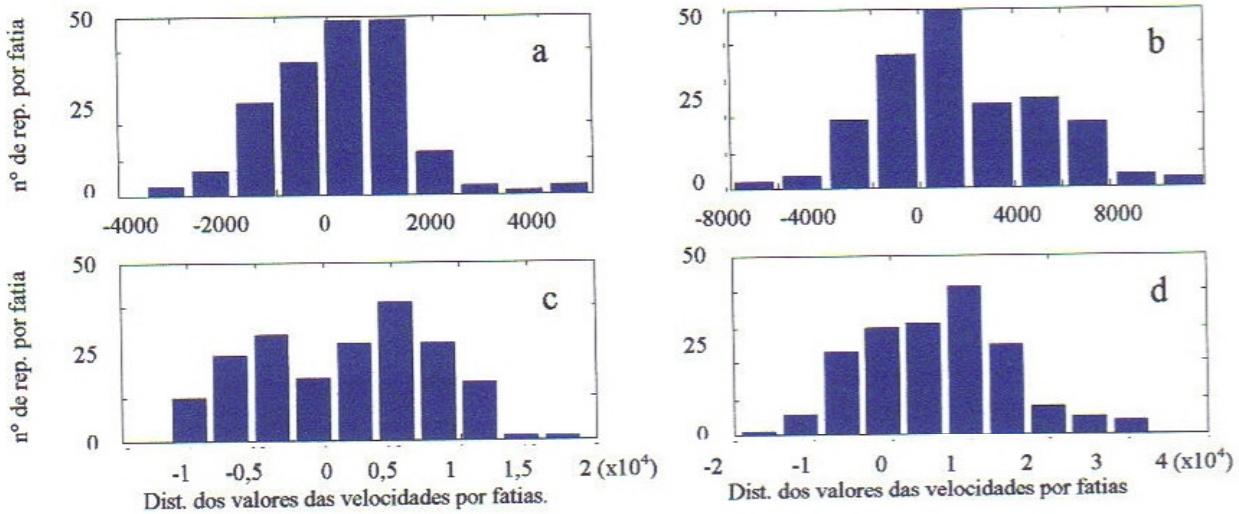


Fig. 6-07 –Histograma da distribuição dos valores das velocidades dos bursts antes da injeção das ondas de Alfvén (a, c) e durante (b, d). Sendo que (a, b) são para a posição mais externa ($r/a = 1,17$) e (c, d) para a posição mais interna ($r/a=1,00$).

Podemos perceber que durante o RF a velocidade dos *bursts* aumenta, isto pode estar relacionado com o alto campo elétrico criado pela antena de Alfvén, acelerando as partículas.

Após ter calculado as velocidades, o programa calcula o transporte nas duas regiões, antes e durante a injeção da onda perturbativa, utilizando a seguinte fórmula:

$$\Gamma = \tilde{n} \tilde{v} \quad (6.2)$$

onde \tilde{n} é a flutuação da densidade e \tilde{v} é a flutuação das velocidades, que é similar a apresentada no capítulo 2. Tendo calculamos o transporte total e o devido aos *bursts*, podemos obter qual é a contribuição destas estruturas no transporte total.

Na Tabela II temos os valores quantitativos desta análise. Com isto podemos comparar não só a razão entre a região antes e durante a injeção de RF, mas também a relação entre duas posições radiais.

TABELA II – Resultados do cálculo para duas posições radiais diferentes.

Grandezas \ Posições	$r = 21\text{ cm}$	$R = 18\text{ cm}$
Quantidade de bursts antes da perturbação	83	119
Quantidade de bursts durante a perturbação	95	135
Valor médio da velocidade antes da perturbação	80 (m/s)	1408 (m/s)
Valor médio da velocidade durante a perturbação	876 (m/s)	4926 (m/s)
Soma do transporte total antes da perturbação	$9,76\text{e+}022\text{ part/m}^3$	$2,52\text{e+}024\text{ part/m}^3$
Soma do transporte devido aos bursts antes da perturbação	$2,83\text{e+}021\text{ part/m}^3$	$5,13\text{e+}023\text{ part/m}^3$
Razão entre os transportes antes da perturbação	3 (%)	20 (%)
Soma do transporte total durante a perturbação	$6,99\text{e+}023\text{ part/m}^3$	$7,79\text{e+}024\text{ part/m}^3$
Soma do transporte devido aos bursts durante a perturbação	$9,59\text{e+}022\text{ part/m}^3$	$2,75\text{e+}024\text{ part/m}^3$
Razão entre os transportes durante a perturbação	14 (%)	35 (%)
Tempo total do sinal antes da perturbação	9001 (μs)	9001 (μs)
Tempo dos bursts antes da perturbação	190 (μs)	185 (μs)
Razão entre os tempos antes da perturbação	2 (%)	2 (%)
Tempo total do sinal durante a perturbação	9001 (μs)	9001 (μs)
Tempo dos bursts durante a perturbação	157 (μs)	174 (μs)
Razão entre os tempos durante a perturbação	2 (%)	2 (%)

Pudemos concluir com estes dados que, para regiões mais externas, os *bursts* não colaboram muito no transporte total, mas para regiões mais internas, próximo ao limitador, eles contribuem com cerca de 35% no transporte total, apesar de terem aproximadamente a mesma razão de duração temporal que em regiões mais externas.

A Fig. 6-08 mostra os histogramas do transporte em $r/a=1,00$ antes (a) e durante a injeção de RF (b). O mesmo é calculado para os *bursts* mostrados na Fig. 6-05 antes (c) e durante a injeção de RF (d). Destas figuras, calculamos a razão R_T entre o transporte devido aos *bursts* e o transporte total. Em $r/a=1,00$ as razões dos *bursts* sem e com perturbação são, respectivamente, 20% e 35% aproximadamente. Assim, os *bursts* têm influência significativa no transporte com ou sem perturbação. Para $r/a=1,17$, as mesmas relações são 3% e 14%, sem e com perturbação. Além disso, o tempo ΔT dos *bursts*, nas séries temporais, é aproximadamente 2% e permanece quase o mesmo para todo as condições mencionadas.

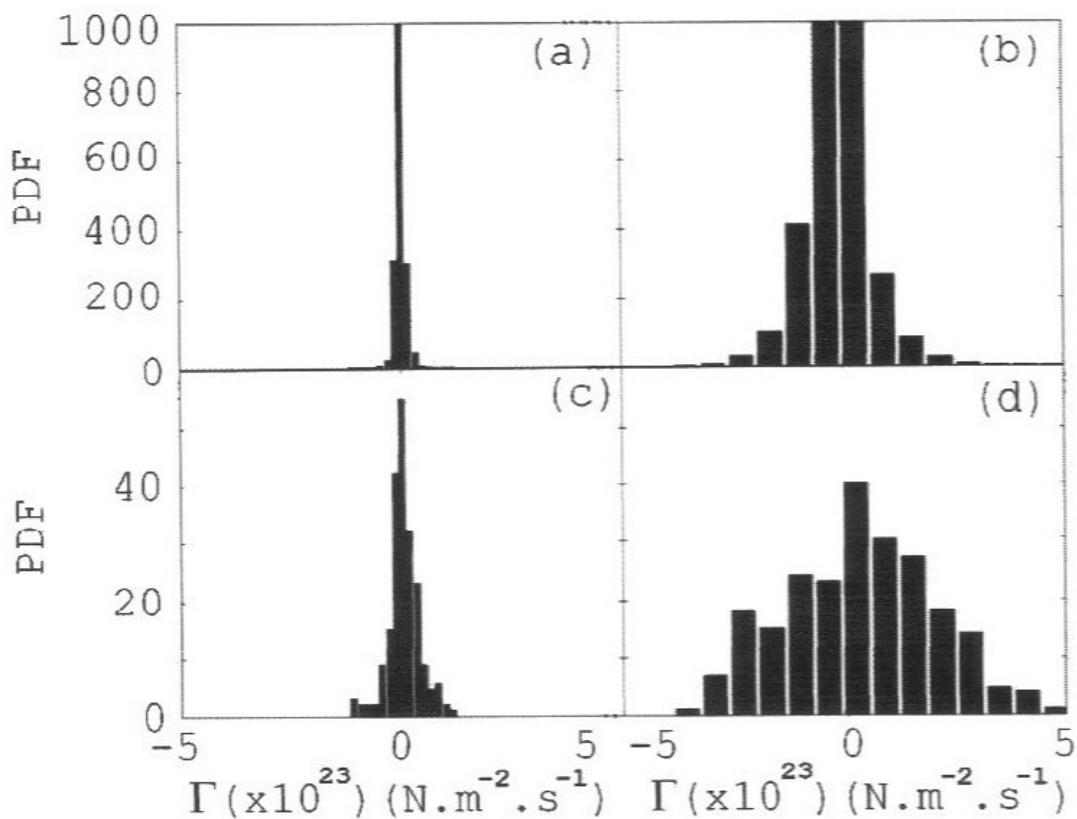


Fig. 6-08 - Histogramas do transporte total de partículas sem (a), com perturbação de RF (b). Histogramas do transporte de partícula devido aos bursts sem (c) e com injeção de RF (d), em $r/a=1,00$.

Na Fig. 6-09 o gráfico logarítmico da função densidade de probabilidade em função da amplitude da corrente de saturação iônica antes (a) e durante (b) a injeção de RF, para os mesmos dados de Fig. 6-03. Supondo que estas distribuições são leis de potência, com a seguinte variação $I_s^{-\rho}$, nós obtivemos o coeficiente $\rho \approx 2,0$ sem RF e $\rho \approx 3,5$ com perturbação de RF, respectivamente. São obtidos valores semelhantes pelos coeficientes de decaimento na posição $r/a=1,17$.

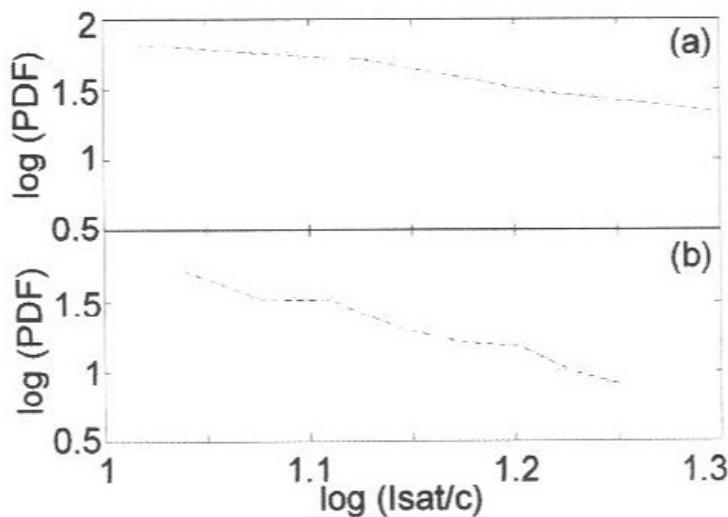


Fig. 6-09 – Gráfico logarítmico das freqüências da corrente de saturação iônica dos Bursts, em função das amplitudes normalizadas (I_{sat}/c), antes (a) e depois (b) da perturbação de RF, para os mesmos dados de Fig. 6-05.

Através deste gráfico, podemos perceber que o coeficiente angular se modifica e através do cálculo do valor deste coeficiente poderemos comparar os nossos resultados com modelos teóricos como por exemplo o modelo de “Vôos de Levy”.

Após as devidas correções no algoritmo pudemos perceber, com estes dados, que o transporte obtido com este método tem bastante concordância com o obtido pelo método tradicional de análise de transporte utilizando transformadas de *wavelet*. Pretendemos testar e melhorar ainda mais este algoritmo, especialmente a escolha do valor limiar para a seleção dos bursts, que pode ser obtido através de outros métodos (DEVYNCK, 2003).

VII- CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.

O aspecto instrumental foi fundamental para o desenvolvimento desta tese. Por outro lado, esse trabalho se insere em um contexto mais amplo sobre a turbulência do plasma no tokamak TCABR. Assim sendo, mostramos que o sistema de diagnóstico desenvolvido está funcionando satisfatoriamente e, com ele, foi possível investigar a turbulência no plasma confinado, no TCABR.

O presente trabalho descreve o sistema de diagnóstico, instalado no tokamak TCABR, para medir parâmetros na borda do plasma. Este sistema de diagnóstico consiste de seis sondas eletrostáticas que permitem medir a temperatura, a densidade, o potencial e as suas flutuações na borda do plasma e na sombra do limitador, e está em condições de ser utilizado rotineiramente nesse tokamak.

O sistema mecânico do conjunto das sondas pode ser movimentado horizontalmente para fazer varreduras radiais. Foram também tomados cuidados especiais para evitar a contaminação da câmara do tokamak com impurezas devido à interação plasma-sonda (FERREIRA, 1999b).

Os circuitos eletrônicos necessários para as medidas foram construídos (ou adaptados), testados e calibrados de maneira a compatibilizar o sistema de diagnóstico desenvolvido ao sistema de aquisição de dados do TCABR. Os programas computacionais, para a análise dos dados, foram adaptados de trabalhos anteriores (HELLER, 1999).

Nesta tese investigamos as flutuações do plasma criado no tokamak TCABR. Esse plasma é confinado por um campo magnético na direção toroidal com intensidade de 1,1 T e, em algumas experiências, são injetadas ondas de Alfvén.

Com o diagnóstico desenvolvido medimos os perfis radiais da temperatura e da densidade eletrônicas e do potencial do plasma, para $0,97 < r/a < 1,20$, na borda do plasma (região mais interna) e na região que fica entre o final da coluna de plasma e a câmara de vácuo (região mais externa). Observamos gradientes radiais acentuados para a temperatura, densidade e potencial do plasma na região da sombra do limitador e um perfil menos acentuado na borda do plasma. Densidades e temperaturas mais altas na borda do plasma e queda acentuada na sombra do

limitador demonstram um bom confinamento.

Simultaneamente às medidas descritas acima, medimos também, as flutuações do potencial e da densidade eletrônicas em algumas posições. Para $r/a=1,1$, as flutuações são respectivamente $\tilde{n}/\bar{n}_e = 0,30$ e $e\tilde{V}/kT_e = 0,45$, com a aplicação de RF $\tilde{n}/\bar{n}_e = 0,50$ e $e\tilde{V}/kT_e = 0,70$.

Os espectros de freqüência dessas flutuações são largos (Fig. 4-04) e indicam a presença de turbulência. A potência está concentrada nas freqüências menores, até 40 kHz, e decresce acentuadamente para valores maiores de freqüência. Esses espectros dependem de haver, ou não, injeção de ondas de Alfvén e indicam a presença da turbulência no plasma.

Os espectros variam com o tempo e essa verificação foi possível graças ao uso da análise espectral por *wavelet*. Esta análise permite discernir também a evolução temporal do espectro ao invés de fornecer apenas uma média no tempo como a análise de *Fourier* (MILLIGEN, 1995) (MILLIGEN, 1997). Essa variação temporal tem sido observada em outros tokamaks (HELLER, 1999) e constitui um indício de intermitênci na turbulência observada.

Apesar da turbulência, temos coerência linear alta mesmo para freqüências mais altas; isto indica um regime de turbulência fraca, mesmo quando é injetada a onda de Alfvén.

Analisamos também os acoplamentos não lineares nas flutuações medidas. Para as medidas com a injeção de RF, observamos baixos acoplamentos quadráticos. Entretanto, sem a injeção de RF, há acoplamentos quadráticos significativos entre as oscilações com freqüências baixas e altas. Os acoplamentos descritos são mais acentuados na borda do plasma, onde a potência das oscilações é maior do que na sombra do limitador. Os acoplamentos observados variam no tempo, o que confirma os indícios de intermitênci mencionados anteriormente.

Importante para a futura interpretação teórica dessa turbulência é o acoplamento quadrático observado entre as flutuações da densidade e do potencial. Nesses espectros de bicoerência cruzada, que calculamos para os dados do tokamak CASTOR, são observadas estruturas na distribuição de potência. Essas estruturas são apresentadas nas referências (MILLIGEN, 1995)(JHA, 1997) em associação à propagação de estruturas coerentes no plasma.

Os resultados obtidos reforçam o fato de que as sondas eletrostáticas fornecem informações, sobre os parâmetros do plasma e as suas flutuações, importantes do ponto de vista teórico e experimental.

O equipamento de diagnóstico desenvolvido foi utilizado para investigar a turbulência e o transporte na borda do plasma do TCABR. Em particular para o plasma sob a ação das ondas de Alfvén, de acordo com os projetos de pesquisa que estão sendo desenvolvidos nesse tokamak.

Determinamos a importância dos eventos de maior amplitude, *bursts*, em termos da intensidade da turbulência que eles apresentam e a sua influência no transporte. Desenvolvemos um algoritmo que se mostrou eficiente para comparar o transporte de partículas produzido pelos bursts com o transporte devido às flutuações em geral. Obtivemos que a soma dos tempos dos *bursts* quase não se altera com a injeção das ondas de Alfvén, mas o transporte aumenta substancialmente neste regime.

Neste trabalho também analisamos os dados recebidos do tokamak CASTOR, da República Tcheca. Pudemos identificar a presença de um modo poloidal dominante ($m=6$) e altos acoplamentos quadráticos entre as frequências que definem este modo. A bicoerência cruzada indica a presença de estruturas com aproximadamente 1,5 cm. Resultados semelhantes foram obtidos por (Martines,2002) em dados do CASTOR mas usando outros métodos para a medida destas estruturas . Um ponto importante sobre as estruturas é saber se são realmente estruturas de natureza eletrostática ou se são associadas a fenômenos MHD. Para resolver essa questão bastaria relacionar as medidas das sondas eletrostáticas com os espectros obtidos com as flutuações do campo magnético poloidal medidas pelas bobinas de Mirnov, diagnóstico operacional no TCABR.

Por outro lado, desde a descoberta do regime de confinamento conhecido como modo H, em tokamaks, as teorias indicam a importância dos campos elétricos radiais E_r , para a criação de barreiras de transporte na borda do plasma (i.e. zonas de extensão radial finita onde há uma diminuição das difusividades: térmica e de partículas). A melhoria no confinamento introduzida pelas barreiras de transporte é explicada pela estabilização da turbulência devido ao cisalhamento no fluxo $\vec{E} \times \vec{B}$; (\vec{B} campo magnético toroidal) onde a velocidade $v_{\vec{E} \times \vec{B}}$ é induzida por E_r . Um

aumento no cisalhamento $\vec{E} \times \vec{B}$ pode suprimir as flutuações e, portanto, reduzir o transporte radial, dar origem a uma maior inclinação do gradiente de pressão e também produzir uma modificação no próprio campo elétrico. Na borda do plasma, os campos elétricos e fluxos podem ser modificados de uma forma controlada usando eletrodos nos quais se aplicam potenciais elevados. Um eletrodo deste tipo está instalado no TCABR e permitirá a realização de experiências sobre a alteração do transporte, com o uso da metodologia descrita nesta tese.

Para medir os parâmetros necessários para o estudo tanto do campo elétrico como das flutuações e *bursts* propomos como trabalho futuro a construção de um diagnóstico composto por sondas de Langmuir usadas com vários tipos de circuitos que fornecem simultaneamente mudanças no fluxo de partículas, campos elétricos e perfis de densidade. Com este tipo especial de sonda poderíamos medir os perfis radiais do campo elétrico radial E_r permitindo o estudo da dinâmica espacial e temporal de E_r , assim como seu gradiente radial e as possíveis mudanças resultantes no transporte. Simultaneamente mediríamos os gradientes de temperatura, densidade e as suas flutuações. Este diagnóstico, embora baseado nos mesmos princípios do diagnóstico apresentado neste trabalho, permitiria medidas mais completas e auxiliaria na comparação de medidas feitas no TCABR com outros diagnósticos.

Pretendemos ainda desenvolver uma sonda eletrostática capaz de medir os gradientes do campo elétrico radial, da densidade e da temperatura dos elétrons, complementando as informações obtidas com o sistema já desenvolvido. Essas sondas complementarão os sistemas de diagnósticos utilizados para investigar melhor a influência das ondas de Alfvén no confinamento do plasma.

ANEXO A – CIRCUITO IMPLEMENTADO PARA POLARIZAÇÃO DA SONDA TRIPLA E DO CIRCUITO DE MEDIDA DA CORRENTE DE SATURAÇÃO IÔNICA.

Tendo em vista as dificuldades em eliminar os ruídos existentes em qualquer sistema eletrônico, projetamos um sistema de polarização para os circuitos da sonda tripla e o de medida da corrente de saturação iônica composto por baterias. Isto foi feito para podermos eliminar qualquer contato elétrico com o terra local. Como podemos ver no esquema abaixo (Fig. A1) o circuito é composto por um carregador para manter o nível de carga constante, um circuito lógico que permite o controle de quatro baterias por controlador e um conjunto de relés que fazem com que as baterias fiquem isoladas durante o pulso do TCABR.

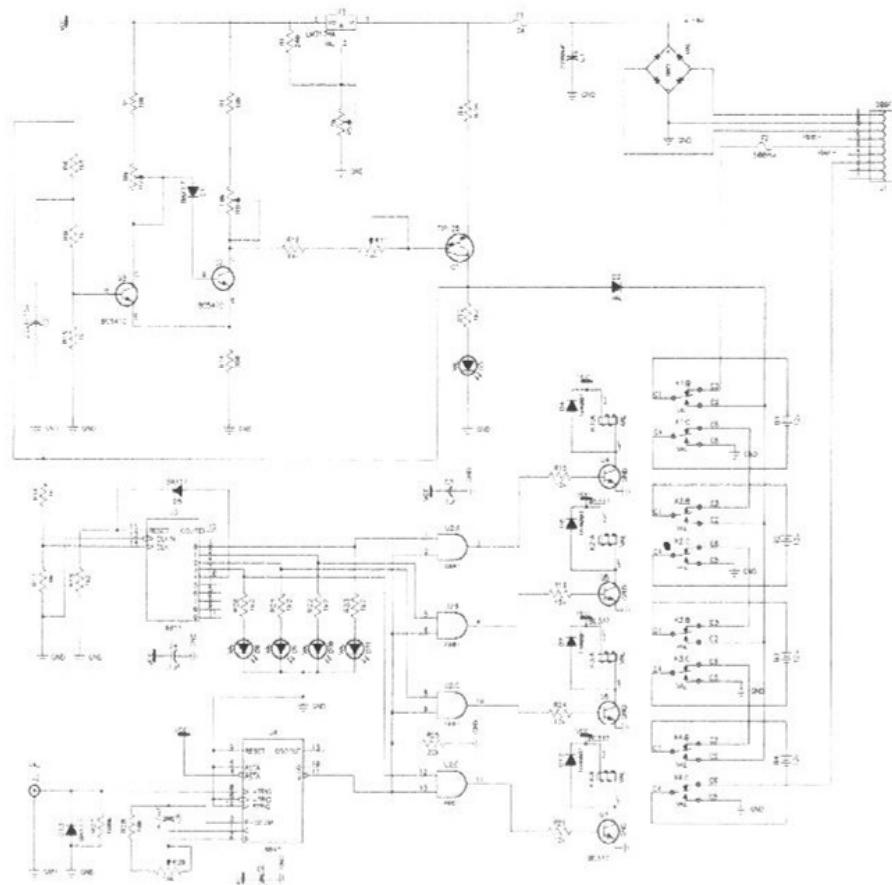


Fig. A1– Esquema do controlador de baterias.

O circuito foi desenvolvido, primeiramente em uma placa protótipo e posteriormente foi aperfeiçoado e transferido para uma placa definitiva e dedicada. Como o processo de manufatura desta placa teve que ser feito fora de nosso laboratório, tivemos que esperar algum tempo até podermos montar e testar o conjunto.

Como a tensão de polarização é de aproximadamente 100 volts, optamos por fazer três controladores para cada circuito de medida, portanto temos uma tensão máxima de 144 volts (4 baterias de 12 volts em cada um dos três controladores).

Estes controladores além de manterem o nível de tensão correto e isolarem as baterias durante o pulso do tokamak, possuem um sistema de gatilho (trigger) que faz com que o controlador coloque as baterias em série somente no momento do disparo.

Os teste iniciais, em bancada, mostraram que este circuito é bastante estável e eficiente, o que também é observado em condições reais.

ANEXO B – LISTAGEM DO PROGRAMA MATLAB DE ANÁLISE DE BURSTS EM SINAIS TURBULENTOS.

```
%%%%%%%%%%%%%%%
%%% A => Algoritimo de %
%%% A => Analise de %
%%% B => Bursts em %
%%% S => Sinais %
%%% T => Turbulentos. %
%%% Este programa foi feito para estudo de estruturas turbulentas %
%%% em sinais de potencial flutuante e corrente de saturacao ionica. %
%%% Ele calcula: %
%%% 01 - Calcula o desvio padrao dos sinais. %
%%% 02 - Encontra os Bursts existentes nos sinais. %
%%% 03 - Faz histograma dos Bursts nos sinais. %
%%% 04 - Encontra velocidade dos avaloides. %
%%% 05 - Faz histograma das velocidade dos avaloides. %
%%% 06 - Encontra velocidade media dos avaloides. %
%%% 07 - Encontra o transporte devido aos avaloides. %
%%% 08 - Encontra o transporte total em funcao do tempo. %
%%% 09 - Encontra a relacao entre os transportes. %
%%% Modo de utilizar: %
%%% " AABST "
%%% Baseado no artigo de G. Y. Antar, Phy.Rev.Lett.87.065001(2001) %
%%% Programador: Andre A. Ferreira - 8/09/2003. %
%%% %%%%%%
```

```
% ##### Entrada de Dados #####
% Inicializa.
contro = 0;
```

```
while contro == 0,
clc
clear
close all
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
beep
```

```
inp1 = [' Deseja analisar dados do [T]CA ou dados (E)speciais? => '];
esco = input(inp1,'s');
if isempty(esco) == 1,
    esco = 'T';
end

%Dados do TCA.
if (esco == 'T') | (esco == 't'),
clc
dir *.dat
disp(' ');
inp2 = [' Entre com o numero do pulso a ser analisado (XXXXXX) => '];
pulso = input(inp2);
disp(' ');
inp3 = [' Entre com o atraso nos sinais da sonda (ms) => '];
delay = input(inp3);
disp(' ');
inp4 = [' Entre com a freqeencia de amostragem (MHz) => '];
freq = input(inp4);
disp(' ');
inp5 = [' Entre com o valor de B Toroidal (T) => '];
Bt = input(inp5);
disp(' ');
inp6 = [' Entre com a posicao radial da sonda (cm) => '];
Ra = input(inp6)/(100);
disp(' ');
inp7 = [' Entre com a distancia entre as sondas (mm) => '];
Teta = input(inp7)/(1000);
disp(' ');
inp8 = [' Entre com o fator de correcao da densidade (10exp(19)) => '];
fat_dens = input(inp8)*(1e19);
disp(' ');
inp9 = [' Entre com a temperatura eletronica antes da perturbaçao(eV) => '];
kTe_a = input(inp9);
disp(' ');
inp10 = [' Entre com a tempratura eletronica durante a perturbaçao(eV) => '];
kTe_d = input(inp10);

clc
freq = freq*1000;
npon = delay*freq;
tempaux = (0:1/freq:delay);
tempaux = tempaux(1:npon)';
zero = zeros(npon,1);
%Bl = (Bt*0.641)/(0.641+Ra);
Bl = Bt;

%Carraga dados.
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
```

```

disp(' ');
disp('      Carregando V1.');
eval(['load ELETPRO1SH00' num2str(pulso) '.dat']);
disp(' ');
disp('      Carregando V2.');
eval(['load ELETPRO2SH00' num2str(pulso) '.dat']);
disp(' ');
disp('      Carregando Is.');
eval(['load IFLUCTSH00' num2str(pulso) '.dat']);

% Formata dados.
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp('      Formatando dados.');
eval(['sinal1= ELETPRO1SH00' num2str(pulso) ';'])
eval(['sinal2= ELETPRO2SH00' num2str(pulso) ';'])
eval(['sinal3= IFLUCTSH00' num2str(pulso) ';'])

sinal1m = [tempaux zero
           delay+sinal1(:,1) sinal1(:,2)];
sinal2m = [tempaux zero
           delay+sinal2(:,1) sinal2(:,2)];
sinal3m = [tempaux zero
           delay+sinal3(:,1) sinal3(:,2)];

contro = 1;
end

% Dados especiais
if (esco == 'E') | (esco == 'e'),
clc
dir *.dat
disp(' ');
inpa1 = [' Entre com o nome do primeiro sinal de Potencial => '];
npulso1 = input(inpa1,'s');
disp(' ');
inpa2 = [' Entre com o nome do segundo sinal de Potencial => '];
npulso2 = input(inpa2,'s');
disp(' ');
inpa3 = [' Entre com o nome do sinal de Corrente de Sat. => '];
npulso3 = input(inpa3,'s');
disp(' ');
inp3 = [' Entre com o atraso nos sinais da sonda (ms) => '];
delay = input(inp3);
disp(' ');
inp4 = [' Entre com a freqencia de amostragem (MHz) => '];
freq = input(inp4);
disp(' ');
inp5 = [' Entre com o valor de B Toroidal (T) => '];

```

```
Bt      = input(inp5);
disp(' ');
inp6 = [' Entre com a posicao radial da sonda (cm) => '];
Ra      = input(inp6)/(100);
disp(' ');
inp7 = [' Entre com a distancia entre as sondas (mm) => '];
Teta    = input(inp7)/(1000);
disp(' ');
inp8 = [' Entre com o fator de correcao da densidade (10exp(19)) => '];
fat_dens = input(inp8)*(1e19);

clc
freq = freq*1000;
npon = delay*freq;
tempaux = (0:1/freq:delay);
tempaux = tempaux(1:npon)';
zero = zeros(npon,1);
%Bl = (Bt*0.641)/(0.641+Ra); %=> So vale para o TCA.
B1 = Bt; %=> Falta checar se e correto.

% Carrega dados.
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' Carregando V1.');
eval(['load npulso1.dat']);
disp(' ');
disp(' Carregando V2.');
eval(['load npulso2.dat']);
disp(' ');
disp(' Carregando Is.');
eval(['load npulso3.dat']);

% Formata dados.
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' Formatando dados.');
eval(['sinal1 = npulso1;'])
eval(['sinal2 = npulso2;'])
eval(['sinal3 = npulso3;'])

sinal1m = [tempaux zero
           delay+sinal1(:,1) sinal1(:,2)];
sinal2m = [tempaux zero
           delay+sinal2(:,1) sinal2(:,2)];
sinal3m = [tempaux zero
```

```
delay+sinal3(:,1) sinal3(:,2)];  
  
pulso = npulso1;  
contro = 1;  
end  
  
end  
  
% ##### Analise dos Dados ##### %  
% Grafica os sinais a serem analisados.  
maxsinal1m = max(sinal1m(:,2))*1.1;  
minsinal1m = min(sinal1m(:,2))*1.1;  
maxsinal2m = max(sinal2m(:,2))*1.1;  
minsinal2m = min(sinal2m(:,2))*1.1;  
maxsinal3m = max(sinal3m(:,2))*1.1;  
minsinal3m = min(sinal3m(:,2))*1.1;  
vmaxsinal = max([maxsinal1m maxsinal2m]);  
vminsinal = min([minsinal1m minsinal2m]);  
if vmaxsinal > 600  
    vmaxsianl = 600;  
end  
if vminsinal < -600  
    vminsianl = -600;  
end  
if maxsinal3m > 0.2  
    maxsinal3m = 0.2;  
end  
if minsinal3m < -0.6  
    minsinal3m = -0.6;  
end  
  
clc  
figure  
titulo = [' Evolucao temporal dos sinais; Pulso n.>= ' num2str(pulso)];  
Subplot(3,1,1),plot(sinal1m(:,1),sinal1m(:,2))  
title(titulo);  
axis([0 200 vminsinal vmaxsinal]);  
ylabel('V flut. 1 (V)');  
subplot(3,1,2),plot(sinal2m(:,1),sinal2m(:,2))  
axis([0 200 vminsinal vmaxsinal]);  
ylabel('V flut. 2 (V)');  
subplot(3,1,3),plot(sinal3m(:,1),sinal3m(:,2))  
axis([0 200 minsinal3m maxsinal3m]);  
ylabel('I flut. (A)');  
xlabel('Tempo (ms)');  
pause  
close  
home  
  
% Entrada de informacoes para analise.  
clc  
disp(' ');  
disp('');
```

```
disp(' Entrada dos dados referentes ao trecho antes da pertubacao');
disp(' ');
disp(' ');
inpb1 = [' Entre com o inicio do trecho a ser analisado (ms) => '];
t1iana = input(inpb1);
disp(' ');
disp(' ');
inpb2 = [' Entre com o final do trecho a ser analisado (ms) => '];
t1fana = input(inpb2);
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' Entrada dos dados referentes ao trecho durante a pertubacao');
disp(' ');
disp(' ');
inpc1 = [' Entre com o inicio do trecho a ser analisado (ms) => '];
t2iana = input(inpc1);
disp(' ');
disp(' ');
inpc2 = [' Entre com o final do trecho a ser analisado (ms) => '];
t2fana = input(inpc2);
clc

% Divide sinal para analise.
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp('      Dividindo sinal para analise.');
p1ia = t1iana * freq;
p1fa = t1fana * freq;
p2ia = t2iana * freq;
p2fa = t2fana * freq;

s1a = sinal1m(p1ia:p1fa,2);
s2a = sinal2m(p1ia:p1fa,2);
s3a = sinal3m(p1ia:p1fa,2);
timea = sinal1m(p1ia:p1fa,1);

s1d = sinal1m(p2ia:p2fa,2);
s2d = sinal2m(p2ia:p2fa,2);
s3d = sinal3m(p2ia:p2fa,2);
timed = sinal1m(p2ia:p2fa,1);

% Calculo dos desvios padroes.
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp('');
```

```
disp('      Calculando desvios padroes.');
std_s1a = std(s1a);
std_s2a = std(s2a);
std_s3a = std(s3a);
std_s1d = std(s1d);
std_s2d = std(s2d);
std_s3d = std(s3d);

std_s1a_d = [' V flut. 1 antes = ' num2str(std_s1a)];
std_s2a_d = [' V flut. 2 antes = ' num2str(std_s2a)];
std_s3a_d = [' I flut. antes = ' num2str(std_s3a)];
std_s1d_d = [' V flut. 1 depois = ' num2str(std_s1d)];
std_s2d_d = [' V flut. 2 depois = ' num2str(std_s2d)];
std_s3d_d = [' I flut. depois = ' num2str(std_s3d)];

clc
disp('');
disp('');
disp('');
disp('Desvio padrao dos sinais');
disp('');
disp('');
disp(std_s1a_d);
disp('');
disp(std_s2a_d);
disp('');
disp(std_s3a_d);
disp('');
disp(std_s1d_d);
disp('');
disp(std_s2d_d);
disp('');
disp(std_s3d_d);
disp('');
disp('');
disp('');
disp('');
f_dev = input('Entre com o fator multiplicativo da std =>');
disp('');
disp('');

n_fat = input('Entre com o numero de fatias para o Histograma =>');

% Calculo da barra de desvio.
clc
disp('');
disp('');
disp('');
disp('');
disp('');

disp('      Calculando barra de desvio.');
bar_a=ones(1,length(timca));
bar_s3a = bar_a*(std_s3a)*f_dev;
bar_d=ones(1,length(timed));
```

```
bar_s3d = bar_d*(std_s3d)*f_dev;

% Grafica sinais.
clc
figure
Subplot(2,2,1),plot(timea,s2a)
title('Antes da pertubacao')
axis([t1iana t1fana vminsinal vmaxsinal]);
ylabel('V flut. 2 (V)');
Subplot(2,2,3),plot(timea,-s3a)
hold
plot(timea,bar_s3a,'r-.')
axis([t1iana t1fana -maxsinal3m -minsinal3m]);
ylabel('I flut. (A)');
xlabel('Tempo (ms)');

Subplot(2,2,2),plot(timed,s2d)
title('Durante a pertubacao')
axis([t2iana t2fana vminsinal vmaxsinal]);
ylabel('V flut. 2 (V)');
Subplot(2,2,4),plot(timed,-s3d)
hold
plot(timed,bar_s3d,'r-.')
axis([t2iana t2fana -maxsinal3m -minsinal3m]);
ylabel('I flut. (A)');
xlabel('Tempo (ms)');
pause
close

% ##### Histograma de Is total #####
Hist_s3a = hist(abs(s3a),n_fat);
d_s3a = 0 : max(s3a)/(n_fat-1) : max(s3a);
Hist_s3d = hist(abs(s3d),n_fat);
d_s3d = 0 : max(s3d)/(n_fat-1) : max(s3d);

% ##### Localizacao dos Bursts #####
% Encontrando vetor de localizacao dos Bursts.
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp('    Encontrando vetor de localizacao dos Bursts.');

[Ia]=find(-s3a>(f_dev*(std_s3a)));
[Id]=find(-s3d>(f_dev*(std_s3d)));

% ##### Is #####
% Encontrando vetor de localizacao dos Bursts em Is.
clc
```

```
x3a=zeros(1,length(s3a));
for b = 1:length(Ia),
    ind=Ia(b);
    for a = 1:length(s3a),
        if a == ind
            x3a(a)=s3a(a);
            t3a(b)=s3a(a);
        end
    end
end
index=['Is antes da pertubacao => ' num2str(b) ' de ' num2str(length(Ia)) ];
disp(index);
end

x3d=zeros(1,length(s3d));
for b = 1:length(Id),
    ind=Id(b);
    for a = 1:length(s3d),
        if a == ind
            x3d(a)=s3d(a);
            t3d(b)=s3d(a);
        end
    end
end
index=['Is durante a pertubacao => ' num2str(b) ' de ' num2str(length(Id)) ];
disp(index);
end

% Calculando histograma de Is.
Hist_t3a = hist(-t3a,n_fat);
d_t3a = min(-t3a) : (max(-t3a)-min(-t3a))/(n_fat-1) : max(-t3a);
Hist_t3d = hist(-t3d,n_fat);
d_t3d = min(-t3d) : (max(-t3d)-min(-t3d))/(n_fat-1) : max(-t3d);

% ##### V1 #####
% Encontrando vetor de localizacao dos Bursts em V1.
x1a=zeros(1,length(s1a));
for b = 1:length(Ia),
    ind=Ia(b);
    for a = 1:length(s1a),
        if a == ind
            x1a(a)=s1a(a);
            t1a(b)=s1a(a);
        end
    end
end
index=['V1 antes da pertubacao => ' num2str(b) ' de ' num2str(length(Ia)) ];
disp(index);
end

x1d=zeros(1,length(s1d));
for b = 1:length(Id),
    ind=Id(b);
    for a = 1:length(s1d),
        if a == ind
            x1d(a)=s1d(a);
```

```
t1d(b)=s1d(a);
end
end
index=['V1 durante a pertubacao => ' num2str(b) ' de ' num2str(length(Id)) ];
disp(index);
end

% Calculando histograma de V1.
Hist_t1a = hist(t1a,n_fat);
d_t1a = min(t1a) : (max(t1a)-min(t1a))/(n_fat-1) : max(t1a);
Hist_t1d = hist(t1d,n_fat);
d_t1d = min(t1d) : (max(t1d)-min(t1d))/(n_fat-1) : max(t1d);

% ##### V2 #####
% Encontrando vetor de localizacao dos Bursts em V2.
x2a=zeros(1,length(s2a));
for b = 1:length(Ia),
    ind=Ia(b);
    for a = 1:length(s2a),
        if a == ind
            x2a(a)=s2a(a);
            t2a(b)=s2a(a);
        end
    end
    index=['V2 antes da pertubacao => ' num2str(b) ' de ' num2str(length(Ia)) ];
    disp(index);
end

x2d=zeros(1,length(s2d));
for b = 1:length(Id),
    ind=Id(b);
    for a = 1:length(s2d),
        if a == ind
            x2d(a)=s2d(a);
            t2d(b)=s2d(a);
        end
    end
    index=['V2 durante a pertubacao => ' num2str(b) ' de ' num2str(length(Id)) ];
    disp(index);
end

% Calculando histograma de V2.
Hist_t2a = hist(t2a,n_fat);
d_t2a = min(t2a) : (max(t2a)-min(t2a))/(n_fat-1) : max(t2a);
Hist_t2d = hist(t2d,n_fat);
d_t2d = min(t2d) : (max(t2d)-min(t2d))/(n_fat-1) : max(t2d);

% ##### Velocidade dos Avaloids #####
% Calcula Delta Fi.
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
```

```

disp(' ');
disp(' ');
disp(' Calculando delta Fi.');
delta_fi_a = x2a - x1a;
delta_fi_d = x2d - x1d;
delta_fi_at = t2a - t1a;
delta_fi_dt = t2d - t1d;

% Calcula velocidade dos Avaloids.
clc
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' ');
disp(' Calculando velocidade dos Avaloids.');
Va = (1/Bl)*(delta_fi_a/Teta);
Vd = (1/Bl)*(delta_fi_d/Teta);
Vat = (1/Bl)*(delta_fi_at/Teta);
Vdt = (1/Bl)*(delta_fi_dt/Teta);

% Calculando histograma de Velocidade.
Hist_Vat = hist(Vat,n_fat);
Hist_Vdt = hist(Vdt,n_fat);
d_Vat = min(Vat)+((max(Vat)-min(Vat))/(n_fat*3/2)) : (max(Vat)-min(Vat))/n_fat :
max(Vat);
d_Vdt = min(Vdt)+((max(Vdt)-min(Vdt))/(n_fat*3/2)) : (max(Vdt)-min(Vdt))/n_fat :
max(Vdt);

% ##### Transporte #####
% Calcula Transporte Total.
delta_fi_T_a = s2a - s1a;
delta_fi_T_d = s2d - s1d;

Va_T = (1/Bl)*(delta_fi_T_a/Teta);
Vd_T = (1/Bl)*(delta_fi_T_d/Teta);

Tr_T_a = ((-s3a*fat_dens)/sqrt(kTe_a)).*Va_T;
Tr_T_d = ((-s3d*fat_dens)/sqrt(kTe_d)).*Vd_T;

% Calcula Transporte devido aos Bursts.
Tr_av_a = ((-x3a*fat_dens)/sqrt(kTe_a)).*Va;
Tr_av_d = ((-x3d*fat_dens)/sqrt(kTe_d)).*Vd;

Tr_av_at = ((-t3a*fat_dens)/sqrt(kTe_a)).*Vat;
Tr_av_dt = ((-t3d*fat_dens)/sqrt(kTe_d)).*Vdt;

% ##### Calcula numero de bursts #####
[tempoa,bursts_a] = burstsg(timea,-x3a);
[tempod,burstsd] = burstsg(timed,-x3d);
[Aa,Ba] = size(bursts_a);
[Ad,Bd] = size(burstsd);

```

```
% ##### Valores Fianis #####
% Saida de valores finais.
clc
disp(' ');
nome_pulso = [' Pulso analisado => ' num2str(pulso)];
disp(nome_pulso);
disp(' ');
disp(' Desvios padroes.');
disp(std_s1a_d);
disp(std_s2a_d);
disp(std_s3a_d);
disp(std_s1d_d);
disp(std_s2d_d);
disp(std_s3d_d);
disp(' ');
Nf_dev = [' Fator multiplicativo do std => ' num2str(f_dev)];
disp(Nf_dev);
disp(' ');
NBurstsa = [' Quantidade de Bursts antes da perturbacao => ' num2str(Aa)];
disp(NBurstsa)
NBurstsd = [' Quantidade de Bursts durante a perturbacao => ' num2str(Ad)];
disp(NBurstsd)
disp(' ');
med_Vat = [' Valor medio da velocidade antes da perturbacao => ' num2str(mean(Vat)) ' '
(m/s)'];
disp(med_Vat)
med_Vdt = [' Valor medio da velocidade durante a perturbacao => ' num2str(mean(Vdt)) ' '
(m/s)'];
disp(med_Vdt)
disp(' ');
%*****
%so1a=(sum(Tr_T_a))/length(Tr_T_a);
so1a=(sum(abs(Tr_T_a)))/length(Tr_T_a);
so1a_d = [' Soma do transporte total antes da perturbacao => ' num2str(so1a)];
disp(so1a_d)
%disp(' ');
%so2a=abs(sum(Tr_av_at))/length(Tr_av_at);
%so2a=(sum(abs(Tr_av_at)))/length(Tr_av_at);
%so2a_d = ['(at) Soma do transporte devido aos Bursts antes da perturbacao => ' num2str(so2a)];
%disp(so2a_d)
%disp(' ');
%so2a=(sum(Tr_av_a))/length(Tr_av_a);
so2a=(sum(abs(Tr_av_a)))/length(Tr_av_a);
so2a_d = [' Soma do transporte devido aos Bursts antes da perturbacao => ' num2str(so2a)];
disp(so2a_d)
%disp(' ');
```

```
%re_T_a = abs((sum(Tr_av_at))/(sum(Tr_T_a)))*100;
re_T_a = (so2a/sola)*100;
re_T_a_d = [' Relacao entre os transportes antes da perturbacao => ' num2str(re_T_a) ' (%)'
'];
disp(re_T_a_d)
disp(' ');

%*****
%
%so1d=(sum(Tr_T_d))/length(Tr_T_d);
so1d=(sum(abs(Tr_T_d)))/length(Tr_T_d);
so1d_d = [' Soma do transporte total durante a perturbacao => ' num2str(so1d)];
disp(so1d_d)
%disp(' ');

%so2d=abs(sum(Tr_av_dt))/length(Tr_av_dt);
%so2d=(sum(abs(Tr_av_dt)))/length(Tr_av_dt);
%so2d_d = ['(dt) Soma do transporte devido aos Bursts durante a perturbacao => '
num2str(so2d)];
%disp(so2d_d)
%disp(' ');

%so2d=(sum(Tr_av_d))/length(Tr_av_d);
so2d=(sum(abs(Tr_av_d)))/length(Tr_av_d);
so2d_d = [' Soma do transporte devido aos Bursts durante a perturbacao => ' num2str(so2d)];
disp(so2d_d)
%disp(' ');

%re_T_d = abs((sum(Tr_av_dt))/(sum(Tr_T_d)))*100;
re_T_d = (so2d/so1d)*100;
re_T_d_d = [' Relacao entre os transportes durante a perturbacao => ' num2str(re_T_d) ' (%)'
'];
disp(re_T_d_d)
disp(' ');

%*****
%
t1_a = length(s3a);
t1_a_d = [' Tempo total do sinal antes da perturbacao => ' num2str(t1_a) ' (us) '];
disp(t1_a_d)
%disp(' ');
t2_a = length(t3a);
t2_a_d = [' Tempo dos Bursts antes da perturbacao => ' num2str(t2_a) ' (us) '];
disp(t2_a_d)
%disp(' ');
re_t_a = abs(t2_a/t1_a)*100;
re_t_a_d = [' Relacao entre os tempos antes da perturbacao => ' num2str(re_t_a) ' (%) '];
disp(re_t_a_d)
disp(' ');
t1_d = length(s3d);
t1_d_d = [' Tempo total do sinal durante a perturbacao => ' num2str(t1_d) ' (us) '];
disp(t1_d_d)
%disp(' ');
```

```

t2_d = length(t3d);
t2_d_d = [' Tempo dos Bursts durante a perturbacao => ' num2str(t2_d) ' (us) '];
disp(t2_d_d)
%disp(' ');
re_t_d = abs(t2_d/t1_d)*100;
re_t_d_d = [' Relacao entre os tempos durante a perturbacao => ' num2str(re_t_d) ' (%) '];
disp(re_t_d_d)
disp(' ');

% ##### Menu Final #####
contro = 0;
while contro == 0,
    disp(' ');
    disp(' ');
    beep
    inp1 = [' Deseja (G)raficar os resultados ou [S]air? => '];
    esco = input(inp1,'s');
    if isempty(esco) == 1,
        esco = 'S';
    end
    if (esco == 'S') | (esco == 's'),
        contro = 1;
    end

% ##### Graficos #####
if (esco == 'G') | (esco == 'g'),
    % Grafica Burst em Is.
    figure
    titulo = [" BURSTS em Is"; ' Antes => ' num2str(length(Ia)) ', Durante => ' num2str(length(Id)) '; ' Pulso n. => ' num2str(pulso)];
    subplot(2,1,1),plot(timea,-x3a,'r')
    title(titulo);
    xlabel('Tempo (ms)');
    ylabel('I flut antes');
    subplot(2,1,2),plot(timed,-x3d,'r')
    xlabel('Tempo (ms)');
    ylabel('I flut durante');

    % Graficando o histograma de Is
    figure
    subplot(2,1,1),bar(d_t3a(1:length(d_t3a)),Hist_t3a(1:length(Hist_t3a)))
    titulo = ['Histograma dos "BURSTS" em Is; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
    title(titulo);
    xlabel('Distribuicao dos valores de Is (antes da perturbacao) por fatias');
    ylabel('N de rep. por fatia');
    subplot(2,1,2),bar(d_t3d(1:length(d_t3d)),Hist_t3d(1:length(Hist_t3d)))
    xlabel('Distribuicao dos valores de Is (durante a perturbacao) por fatias');
    ylabel('N de rep. por fatia');

    % Grafica log do histograma de IS
    figure
    subplot(2,1,1),plot((d_s3a(1:length(d_s3a))),log(Hist_s3a(1:length(Hist_s3a))))

```

```
titulo = ['Ln do histograma de Is; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
title(titulo);
xlabel('Ln (Distribuicao dos valores de Is (antes da pertubacao) por fatias)');
ylabel('N de rep. por fatia');
subplot(2,1,2),plot((d_s3d(1:length(d_s3d))),log(Hist_s3d(1:length(Hist_s3d))))
titulo = ['Ln do histograma de Is; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
title(titulo);
xlabel('Ln (Distribuicao dos valores de Is (durante a pertubacao) por fatias)');
ylabel('N de rep. por fatia');

% Grafica o histograma de IS so Burst
figure
max_d_s3a = max((d_s3a));
min_d_s3a = min((d_s3a));
max_d_s3d = max((d_s3d));
min_d_s3d = min((d_s3d));
maxmax_d_s3a = max([max_d_s3a max_d_s3d]);
minmin_d_s3a = min([min_d_s3a min_d_s3d]);
max_Hist_s3a = max((Hist_s3a));
min_Hist_s3a = min((Hist_s3a));
max_Hist_s3d = max((Hist_s3d));
min_Hist_s3d = min((Hist_s3d));
maxmax_Hist_s3a = max([max_Hist_s3a max_Hist_s3d]);
minmin_Hist_s3a = min([min_Hist_s3a min_Hist_s3d]);
subplot(2,1,1),plot(d_s3a,Hist_s3a)
axis([minmin_d_s3a maxmax_d_s3a minmin_Hist_s3a maxmax_Hist_s3a]);
titulo = ['Distribuicao de Is; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
title(titulo);
ylabel('N de rep. por fatia');
subplot(2,1,2),plot(d_s3d,Hist_s3d)
axis([minmin_d_s3a maxmax_d_s3a minmin_Hist_s3a maxmax_Hist_s3a]);
xlabel('Distribuicao dos valores de Is (durante a pertubacao) por fatias');
ylabel('N de rep. por fatia');

% Grafica log do histograma de IS so Burst
figure
max_d_s3a = max(log10(d_s3a));
min_d_s3a = min(log10(d_s3a));
max_d_s3d = max(log10(d_s3d));
min_d_s3d = min(log10(d_s3d));
maxmax_d_s3a = max([max_d_s3a max_d_s3d]);
minmin_d_s3a = min([min_d_s3a min_d_s3d]);
max_Hist_s3a = max(log10(Hist_s3a));
min_Hist_s3a = min(log10(Hist_s3a));
max_Hist_s3d = max(log10(Hist_s3d));
min_Hist_s3d = min(log10(Hist_s3d));
maxmax_Hist_s3a = max([max_Hist_s3a max_Hist_s3d]);
minmin_Hist_s3a = min([min_Hist_s3a min_Hist_s3d]);
subplot(2,1,1),plot(log10(d_s3a),log10(Hist_s3a))
axis([-2 maxmax_d_s3a minmin_Hist_s3a maxmax_Hist_s3a]);
titulo = ['Ln do histograma dos "BURSTS" em Is; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
title(titulo);
ylabel('N de rep. por fatia');
```

```
subplot(2,1,2),plot(log10(d_s3d),log10(Hist_s3d))
axis([-2 maxmax_d_s3a minmin_Hist_s3a maxmax_Hist_s3a]);
xlabel('Ln (Distribuicao dos valores de Is (durante a pertubacao) por fatias)');
ylabel('N de rep. por fatia');

% Grafica distribuicao dos delta t dos Bursts de Is
figure
Find_Dt_a;

Find_Dt_d;
max_max_y = max([max_y_a max_y_d]);
max_max_r = max([max_r_a max_r_d]);
subplot(2,1,1),hist(y_a,20)
axis([10 max_max_y 0 max_max_r])
titulo = ['distribuicao dos delta t dos Bursts de Is; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
title(titulo);
ylabel('N de rep. por fatia');
subplot(2,1,2),hist(y_d,20)
axis([10 max_max_y 0 max_max_r])
xlabel('Distribuicao dos valores dos delta t (micro s), antes da pertubacao, por fatias');
ylabel('N de rep. por fatia');

% Grafica Burst em V1.
figure
titulo = [" BURSTS em V1"; Antes => ' num2str(length(Ia)) ', Durante => ' num2str(length(Id)) '; Pulso n. => ' num2str(pulso)'];
subplot(2,1,1),plot(timea,x1a,'r')
title(titulo);
xlabel('Tempo (ms)');
ylabel('V1 antes');
subplot(2,1,2),plot(timed,x1d,'r')
xlabel('Tempo (ms)');
ylabel('V1 durante');

% Graficando o histograma de V1.
figure
subplot(2,1,1),bar(d_t1a,Hist_t1a)
titulo = ['Histograma dos "BURSTS" em V1; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
title(titulo);
xlabel('Distribuicao dos valores de V1 (antes da pertubacao) por fatias');
ylabel('N de rep. por fatia');
subplot(2,1,2),bar(d_t1d,Hist_t1d)
xlabel('Distribuicao dos valores de V1 (durante a pertubacao) por fatias');
ylabel('N de rep. por fatia');

% Grafica Burst em V2.
figure
titulo = [" BURSTS em V2"; Antes => ' num2str(length(Ia)) ', Durante => ' num2str(length(Id)) '; Pulso n. => ' num2str(pulso)'];
subplot(2,1,1),plot(timea,x2a,'r')
title(titulo);
xlabel('Tempo (ms)');
ylabel('V2 antes');
```

```
subplot(2,1,2),plot(timed,x2d,'r')
xlabel('Tempo (ms)');
ylabel('V2 durante');

% Graficando o histograma de V2.
figure
subplot(2,1,1),bar(d_t2a,Hist_t2a)
titulo = ['Histograma dos "BURSTS" em V2; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
title(titulo);
xlabel('Distribuicao dos valores de V2 (antes da pertubacao) por fatias');
ylabel('N de rep. por fatia');
subplot(2,1,2),bar(d_t2d,Hist_t2d)
xlabel('Distribuicao dos valores de V2 (durante a pertubacao) por fatias');
ylabel('N de rep. por fatia');

% Grafica velocidade dos Avaloids.
figure
titulo = [' Velocidade dos Avaloids; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
subplot(2,1,1),plot(timea,Va,'r')
title(titulo);
xlabel('Tempo (ms)');
ylabel('Velocidade dos Avaloids antes');
subplot(2,1,2),plot(timed,Vd,'r')
xlabel('Tempo (ms)');
ylabel('Velocidade do Avaloids durante');

% Graficando o histograma de Velocidade.
figure
subplot(2,1,1),bar(d_Vat,Hist_Vat)
titulo = ['Histograma das Velocidades dos "BURSTS"; Pulso n. => ' num2str(pulso)];
title(titulo);
xlabel('Distribuicao dos valores das Velocidades (antes da pertubacao) por fatias');
ylabel('N de rep. por fatia');
subplot(2,1,2),bar(d_Vdt,Hist_Vdt)
xlabel('Distribuicao dos valores das Velocidades (durante a pertubacao) por fatias');

% Graficando o Transporte.
figure
subplot(2,2,1),plot(timea,Tr_T_a)
titulo = ['Antes da Pertubacao'];
title(titulo);
ylabel('Trans. Total');
subplot(2,2,2),plot(timed,Tr_T_d)
titulo = ['Durante a Pertubacao; Pulso n.=> ' num2str(pulso)];
title(titulo);
subplot(2,2,3),plot(timea,Tr_av_a)
ylabel('Trans. Burst');
xlabel('Tempo (ms)');
subplot(2,2,4),plot(timed,Tr_av_d)
xlabel('Tempo (ms)');

contro =1;
end
```

end

% Fim

ANEXO C – RELAÇÃO DE SIMETRIA DO BISPECTRO.

Em princípio o autobispectro é definido sobre todo o plano f_1, f_2 . Porém, não é necessário calcular o autobispectro sobre todo o plano, pois ele possui vários tipos de simetria, especialmente quando $x(t)$ é real (POWERS, 1990). Assim a partir da equação (5-1) e do fato que $W^*(-f) = W(f)$, podemos obter as relações de simetria listadas a seguir:

Relação de simetria I:

$$B_{xxx}(-f_1, -f_2) = B_{xxx}(f_1, f_2). \quad (\text{C-1})$$

Como resultado desta relação de simetria se conhecem os valores do autobispectro em todos os pontos do semi-plano de f_1 negativo (esquerdo), portanto passamos a considerar só o semi-plano direito.

Relação de simetria II:

$$B_{xxx}(f_2, f_1) = B_{xxx}(f_1, f_2). \quad (\text{C-2})$$

Esta relação indica que uma linha de 45° no primeiro octante é também uma linha de simetria, pois, se calcularmos o bispectro no octante marcado com Σ na Fig C1, podemos determinar os valores do bispectro no octante imediatamente acima desta linha.

Relação de simetria III:

$$B_{xxx}(-f_2, -f_1) = B_{xxx}^*(f_1, f_2). \quad (\text{C-3})$$

Por esta relação a linha de -45° também é uma linha de simetria. Assim, é necessário calcular o autobispectro nos octantes marcados com Σ e Δ , na Fig.C1.

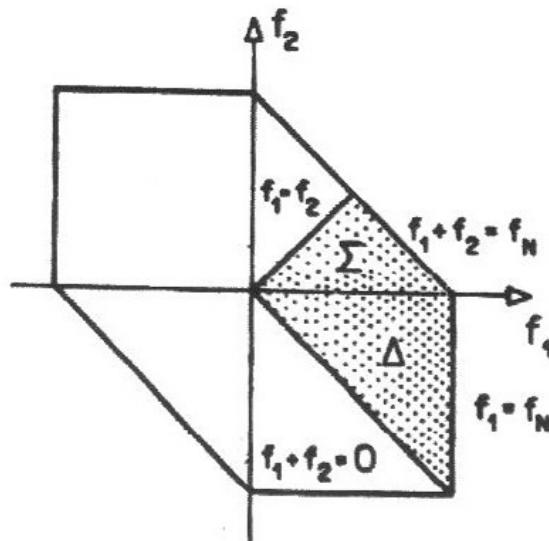


Fig. C1 – Regiões simétricas para o cálculo das quantidades bispectrais. Somente as regiões sombreadas são graficadas.

O octante Σ é conhecido como região de soma de freqüências e o octante Δ é conhecido como região de diferença de freqüências.

Para o autobispectro além dessas três propriedades existe uma adicional.

Relação de simetria IV:

$$B_{xxx}(f_1, -f_2) = B^*_{xxx}(f_1 - f_2, f_2). \quad (\text{C-4})$$

Esta propriedade adicional basicamente estabelece que para o autobispectro existe simetria entre os pontos no octante Σ e no octante Δ . Assim somente é necessário calcular B_{xxx} na região Σ , correspondente à:

$$0 \leq f_2 \leq \frac{f_N}{2} \quad \text{e} \quad f_2 \leq f_1 \leq f_N - f_2, \quad (\text{C-5})$$

onde f_N é a freqüência de Nyquist.

Para obter porém uma interpretação mais simples dos nossos gráficos optamos por representar nas regiões Σ e Δ , mesmo para o caso do autobiespectro. Para o caso do biespectro cruzado a representação é feita sempre nos octantes Σ e Δ .

REFERÊNCIAS

- ALFVÉN, H. Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves. *Nature*, v.150, p.450, 1942.
- ALLEN, T. K. *et al.* Measurement of the shear Alfvén wave dispersion for finite perpendicular wave number. *Physical Review Letters* v.2, p.383, 1959.
- ANTAR, G. Y. *et al.* Transport by intermittent convection in the boundary of the DIII-D tokamak. *Physical Review Letters* v.87, n.6, p. 5001-5004, 2001.
- BACCALÁ, L. A. **Bispectro e suas Generalizações**. São Paulo: Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, 2000a.
- _____. **Transformada Wavelet em Tempo Contínuo**. São Paulo: Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, 2000b.
- BEALL, J.M. *et al.* Estimation of wavenumber and frequency spectra using fixed probe pairs. *Journal of Applied Physics*, v.53, p.3933, 1982.
- BRETZ, N. Diagnostic instrumentation for microturbulence in tokamaks. *Review Scientific Instruments* v.68, p.2927, 1997.
- BUDDEN, K. G. **Radio Waves in the Ionosphere**. Cambridge: Cambridge Press, 1961.
- BURRUS, C. S. *et al.* **Introduction to Wavelets and Wavelet Transforms**. New Jersey: Prentice Hall, 1998.
- CAMARGO, S. J. *et al.* The influence of magnetic fluctuations on collisional drift-wave turbulence. *Physics Plasmas* v.3, p.3912, 1996.
- CASTRO, R. M. *et al.* Temperature Fluctuations and Plasma Edge Turbulence in the TBR-1. *Physics Plasma* v.3, p.971, 1996.
- CASTRO, R. M. *et al.* Influence of Resonant Magnetic Perturbations on Plasma Edge Turbulence. *Physics Plasmas* v.4, p.329, 1997.
- CHAMBRIER, A. *et al.* Alfvén wave coupling experiments on the TCA tokamak. In: JOIN VARENNA GRENOBLE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON HEATING IN TOROIDAL PLASMAS, 3, Brussels, v.1, p. 161-172, 1982.
- CHEN, S. L. *et al.* Measurement of temperature fluctuations and anomalous transport. *Journal of Applied Physics* v.36, p.2363, 1965.
- CHEN, F. F. **Introduction to Plasma Physics**. New York: Plenum Press, 1974.
- CHUI, C. **An Introduction to Wavelets**. New York: Academic, 1992.

- DEVYNCK, P. *et al.* Diffusive and convective parts of the turbulent flux in the SOL of tokamaks. In: EPS CONFERENCE, 30, S. Petersburgo, 2003.
- DEMIRKHANOV, R. A. *et al.* Entrainment of plasma electrons with a traveling magnetic wave. *Plasma Physics* v.10, p.444, 1968.
- _____. et al. Generation of steady-state currents and transfer control in a toroidal magnetic trap due to Alfvén heating. *Soviet Physics JETP Letters* v.33, p.28, 1981.
- FERREIRA, A. A. *et al.* Statistics of Turbulence Induced by Magnetic Field, *Brazilian Journal of Physics*, Brasil, v.32, p.85-88, 2002.
- _____. **Turbulência em um Plasma Toroidal Medida por Sondas Eletrostáticas.** 1999. 74p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física, Universidade de São Paulo. São Paulo, 1999a.
- _____. *et al.* Electrostatic probe vacuum system for TCABR tokamak. *Revista Brasileira de Aplicações de Vácuo*, v.18, n.2, p.9-11, 1999b.
- FIEDLER-FERRARA N., do PRADO C. P. C., **Caos, uma introdução**. Brasil: Ed. Edgard Blücher, 1994.
- HELLER, M. V. A. P. *et al.* Scrape-off Layer Intermittency in the Castor Tokamak. *Physics Plasmas* v.6, p.846, 1999.
- JHA, R. *et al.* Structures, wavelet and intermittency in tokamak edge turbulence. *Physics Plasma* v.4, p.2982, 1997.
- KAMITSUMA, M. *et al.* Experimental studies of the large Debye length probe theory in a continuum plasma. *Journal Physics D*, v.10, p. 1065, 1977.
- KIROV, A. G. *et al.* Current profile and plasma transpot control under Alfvén wave absorption. In: EUROPEAN CONFERENCE ON CONTROLLED FUSION AND PLASMA PHYSICS, 10. v.5G, p.385, 1981.
- LANGMUIR, I. *et al.* Studies of electric discharges in gases at low pressures. *General Electric Review*, v.26, p.731, 1923.
- LEVINSON, T. *et al.* Space/time statistics of the turbulence in a Tokamak edge plasma. *Nuclear Fusion*, v.24, p.527 1984.
- LIEWER, P.C. Measurements of microturbulence in tokamaks and comparisons with theories of turbulence and anomalous transport. *Nuclear Fusion*, v.25, p.543, 1985.
- _____. *et al.* Temperature fluctuations and heat transport in the edge regions of a tokamak. *Physics Fluids*, v.29, p.309, 1986.
- MANOS, D. M. *et al.* **Probes for plasma edge diagnostics in magnetic confinement fusion devices**. Princeton: Princeton University, 1984.

- MILLIGEN, B. Ph. Van *et al.* Statistically robust linear and nonlinear wavelet analysis applied to plasma edge turbulence. *Review Scientific Instruments*, v.68, p.967, 1997.
- _____. *et al.* Wavelet bicoherence: A new turbulence analysis tool. *Physics Plasma*, v.2, p.3017, 1995.
- OZONO, E. M. **Desenvolvimento do Sistema de Excitação de Ondas de Alfvén no TCABR**. 2000. 156p. Tese (Doutorado) – Instituto de Física, Universidade de São Paulo. São Paulo, 2000.
- POWERS, E.J. Spectral techniques for experimental investigation of plasma diffusion due to polychromatic fluctuations. *Nuclear Fusion*, v.14, p.749, 1974.
- _____. **Polyspectral Analysis and its Applications**. Austin: University of Texas, 1990.
- RITZ, Ch. P. *et al.* Fluctuation-Induced Energy Flux in the Tokamak Edge. *Physical Review Letters*, v.62, p.1844, 1989.
- ROWAN, W.L. *et al.* Plasma edge turbulence probing and feedback control and stabilization experiments. *Nuclear Fusion*, v.27, p.1105, 1987.
- RUCHKO, L. *et al.* Influence of conducting side limiters on the excitation of Alfvén waves in tokamak plasmas. *Nuclear Fusion*, v.36, p.503-508, 1996.
- _____. *et al.* The analysis of Alfvén wave current drive and plasma heating in TCABR tokamak. *Brazilian Journal of Physics*, v. 32, n. 1, p. 57-64, 2002.
- SANTOSO, S. *et al.* Time-series analysis of nonstationary plasma fluctuations using wavelet transforms. *Review Scientific Instruments*, v.68, p.898, 1997.
- STANGEBY, P.C. Effect of bias on trapping probes and bolometers for Tokamak edge diagnosis. *Journal of Physics D*, v.15, p.1007, 1982.
- _____. *et al.* Plasma boundary phenomena in tokamaks. *Nuclear Fusion*, v.30, p.1225, 1990.
- TSYPIN, V. S. *et al.* Ion Transport in Tokamak Plasmas with Ion Banana Orbits Squeezed by Alfvén Waves. *Physics Review Letters*, v.16, p. 3403, 1998.
- TSUI, H.Y. *et al.* Coherent nonlinear coupling between a long-wavelength mode and small-scale turbulence in the TEXT tokamak. *Physics Review Letters*, v.70, p.2565, 1993.
- WAGNER, F. *et al.* Transport in Toroidal Devices — The Experimentalists View. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, v.35, p.1321, 1993.
- WOOTTON, A.J. *et al.* Fluctuations and anomalous transport in tokamaks. *Physics Fluids*, v.B2, p.2879, 1990.

APÊNDICE I – TRABALHOS PUBLICADOS.

Trabalhos publicados em anais de congressos internacionais

- 1) - M. V. Heller, M. Baptista, I. L. Caldas, A. A. Ferreira, “Onset of Plasma Turbulence Induced by Magnetic fields”. In: INTERNATIONAL CONGRESS ON PLASMA PHYSICS, 10. Quebec, Canada (2000).
- 2) - D. O. Campos, J. I. Elizondo, A. N. Fagundes, A. A. Ferreira, R. M. O. Galvao, Yu. K. Kuznetsov, I. C. Nascimento, L. F. Ruchko, J. H. E. Severo , A. Vannucci, “First Results of TCABR”. In: INTERNATIONAL CONGRESS ON PLASMA PHYSICS, 10. Quebec, Canada (2000).
- 3) - R. M. O. Galvao , Yu. K. Kuznetsov, I. C. Nascimento, E. Sanada, R. L. Callejas, D. O. Campos, A. G. Elfimov, A. N. Fagundes, A. A. Ferreira, J. I. Elizondo, , E. A. Lerche, L. F. Ruchko, E. A. Saettone, J. H. F. Severo, V. Tsypin, W. P. de Sá, A. Vannucci, “Runaway Discharges in TCABR”. In: LATIN AMERICAN WORKSHOP IN PLASMA PHYSICS, La Serena, Chile, (2000).
- 4) - E. A. Lerche, E. M. Ozono, L. F. Ruchko, R. M. O. Galvao, A. G. Elfimov, V. Tsypin, E. Sanada, W. P. de Sá, I. C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov, A. N. Fagundes, A. Vannucci, D. O. Campos, J. I. Elizondo, J. H. F. Severo, E. A. Saettone, V. Bellintani, A. A. Ferreira, “Preliminary Results on Alfvén System in the TCABR Tokamak”. In: LATIN AMERICAN WORKSHOP IN PLASMA PHYSICS, La Serene, Chile, (2000).
- 5) - R. M. O. Galvão, Yu. K. Kuznetsov, I. C. Nascimento, E. K. Sanada, D. O. Campos, J. I. Elizondo, A. N. Fagundes, A. A. Ferreira, A. A. M. Fonseca, R. Lopez, L. F. Ruchko, W. P. Sá, E. A. Saettone, J. H. F. Severo, R. P. da Silva, R. Valencia, A. Vanucci and J. H. Vuolo, “Runaway Electron Generation in TCABR Tokamak”. In: EPS CONFERENCE ON CONTROLLED FUSION AND PLASMA PHYSICS, 28. Madeira, Portugal (2001).

- 6) - V. Bellintani, D. O. Campos, A. G. Elfmov, J. I. Elizondo, A. N. Fagundes, A. Ferreira, A. A. M. Fonseca, R. M. O. Galvão, Yu. K. Kuznetsov, E. A. Lerche, I. C. Nascimento, E. M. Ozono, L. F. Ruchko, E. A. Saettone, E. K. Sanada, J. H. F. Severo, V. Tsypin, W. P. Sá, R. P. da Silva, O. C. Usuriaga, A. Vanucci, “Recent Results From TCABR”. In: IAEA TECHNICAL COMMITTEE MEETING ON RESEARCH USING SMALL FUSION DEVICES, 14. São Paulo, Brasil, (2001).
- 7) - M. V. Heller, A. A. Ferreira, M. S. Baptista, I. L. Caldas, “Statistics of Turbulence Induced by Magnetic Field”In: IAEA TECHNICAL COMMITTEE MEETING ON RESEARCH USING SMALL FUSION DEVICES, 14. São Paulo, Brasil, (2001).
- 8) - L. F. Ruchko, E. A. Lerche, R. M. O. Galvão, A. G. Elfmov, I. C. Nascimento, W. P. Sá, E. K. Sanada, J. I. Elizondo, A. A. Ferreira, E. A. Saettone, J. H. F. Severo, V. Bellintani, “The Analisys of Alfvén Wave Drive and Plasma Heating in TCABR Tokamak”. In: IAEA TECHNICAL COMMITTEE MEETING ON RESEARCH USING SMALL FUSION DEVICES, 14. São Paulo, Brasil, (2001).
- 9) - E. A. Lerche, L. F. Ruchko, R. M. O. Galvão, A. G. Elfmov, V. Tsypin, E. K. Sanada, W. P. Sá, I. C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov, A. N. Fagundes, A. Vanucci, J. I. Elizondo, J. H. F. Severo, E. A. Saettone, V. Bellintani, A. A. Ferreira, “Experimental Investigations of Parasitic Antena-Plasma Interaction in the TCABR Tokamak”. In: IAEA TECHNICAL COMMITTEE MEETING ON RESEARCH USING SMALL FUSION DEVICES, 14. São Paulo, Brasil, (2001).
- 10) - F. T. Degasperi, J. I. Elizondo, E. A. Lerche, A. P. dos Reis, E. K. Sanada, A. Ferreira, R. R. Lima, “The Vacuum Pumping Controlled Gás Injection, Residual Gás Analisys and Conditioning Wall System for the TCABR Tokamak”. In: IAEA TECHNICAL COMMITTEE MEETING ON RESEARCH USING SMALL FUSION DEVICES, 14. São Paulo, Brasil, (2001).

11) - L. F. Ruchko, E. A. Lerche, R. M. O. Galvão, A. G. Elfmov, I. C. Nascimento, W. P. Sá, E. K. Sanada, J. I. Elizondo, A. A. Ferreira, E. A. Saettone, J. H. F. Severo, V. Bellintani, “Experimental Study of Exited Alfvén Wave Spectrum in TCABR Tokamak”. In: IAEA TECHNICAL COMMITTEE MEETING ON RESEARCH USING SMALL FUSION DEVICES, 14. São Paulo, Brasil, (2001).

12) - M. V. A. P. Heller, A. A. Ferreira, I. L. Caldas, M. S. Batista, E. A. Lerche, F. F. Ruchko, L. A. Baccalá. "Plasma Turbulence in the TCABR Scrape-off Layer". In: EPS CONFERENCE ON PLASMA PHYS. AND CONTR. FUSION MONTREUX, 19. 17-21 June 2002 ECA Vol. 26B, P-3.201 (2002).

Trabalhos publicados em anais de congressos nacionais

1) - Yu. K. Kuznetsov, R. M. O. Galvão, I. C. Nascimento, E. K. Sanada, D. O. Campos, J. I. Elizondo, A. N. Fagundes, A. A. Ferreira, A. A. M. Fonseca, L. F. Ruchko, W. P. Sá, E. A. Saettone, J. H. F. Severo, R. P. da Silva, A. Vanucci, J. H. Vuolo, “Runaway Electron Generation in TCABR Tokamak”. In: ENCONTRO BRASILEIRO DE FÍSICA DE PLASMAS, 6. Campos do Jordão, Brasil (2001).

2) - M. V. Heller, A. A. Ferreira, I. L. Caldas, “Spectral Analisys of Plasma Turbulence at the TCABR Tokamak Scrape-Off-Layer”. In: ENCONTRO BRASILEIRO DE FÍSICA DE PLASMAS, 6. Campos do Jordão, Brasil (2001).

3) - M. S. Baptista, I. L. Caldas, M. V. Heller, A. A. Ferreira, “Statistics of Plasma Turbulence Modified by Alfvén Waves”. In: ENCONTRO BRASILEIRO DE FÍSICA DE PLASMAS, 6. Campos do Jordão, Brasil (2001).

4) - A. A. Ferreira, M. V. Heller, I. L. Caldas, “Electrostatic Probe Measurements in the TCABR Tokamak”. In: ENCONTRO BRASILEIRO DE FÍSICA DE PLASMAS, 6. Campos do Jordão, Brasil (2001).

Trabalhos publicados em revistas de circulação internacional

- 1) - A. A. Ferreira, M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, “Experimental Analysis of Coupling and Plasma Turbulence Induced by Magnetic Fields”, Physics of Plasmas, 7, 3567, (2000).
- 2) - M. S. Baptista, I. L. Caldas, M. S. Baptista, C. S. Baptista, A. A. Ferreira, M. V. A. P. Heller, “Low-Dimensional Dynamics in Observables from Complex and Higher-Dimensional Systems”, Physica A, 91, 287, (2000).
- 3) - M. S. Baptista, I. L. Caldas, M. V. Heller, A. A. Ferreira, R. D. Bengtson, J. Stöckel, “Recurrence in Plasma Edge Turbulence”, Physics of Plasmas, 8, 4455 (2001).
- 4) - R. M. O. Galvão, Yu. K. Kuznetsov, I. C. Nascimento, E. K. Sanada, D. O. Campos, A. G. Elfimov, J. I. Elizondo, A. N. Fagundes, A. A. Ferreira, A. A. M. Fonseca, E. A. Lerche, R. Lopez, L. F. Ruchko, W. P. Sá, E. A. Saettone, J. H. F. Severo, R. P. da Silva, V. S. Tsypin, R. Valencia and A. Vanucci, “New Regime of Runaway Discharges in Tokamaks”, Plasma Phys. Control. Fusion, 43, 1181 (2001).
- 5) - M. S. Baptista, I. L. Caldas, M. V. Heller, A. A. Ferreira, “Onset of Symmetric Plasma Turbulence”, Physica A, 301, 150 (2001).
- 6) - Galvão RMO, Bellintani V, Bengtson RD, Elfimov AG, Elizondo JI, Fagundes AN, Ferreira AA, Fonseca AMM, Kuznetsov YK, Lerche EA, Nascimento IC, Ruchko LF, de Sa WP, Saettone EA, Sanada E, Severo JHF, da Silva RP, Tsypin VS, Usuriaga OC, Vannucci A, “Alfvén wave heating and runaway discharges maintained by the avalanche effect in TCABR”, PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION 43: A299-A312 Suppl. 12A DEC 2001.
- 7) - M. V. Heller, A. A. Ferreira, M. S. Baptista, I. L. Caldas, “Statistics of Turbulence Induced by Magnetic Field”, Brazilian Journal of Physics, 85-88, (2002).

- 8) - Ruchko, L.F.; Lerche, E.A.; Galvão, R.M.O.; Elfimov, A.G.; Nascimento, I.C.; Sá, W.P. de; Sanada, E.; Elizondo, J.I.; Ferreira, A.A.; Saettone, E.A.; Severo, J.H.F.; Bellintani, V.; Usuriaga, “The analysis of Alfvén wave current drive and plasma heating in TCABR tokamak”, Brazilian Journal of Physics 32, 57-64, (2002).
- 9) –Ferreira, A.A., Heller, M.V.A.P.; Caldas, I.L., Lerche E.A., Ruchko L.F., Baccalá, L.A., “Turbulence and transport in the scrape-off layer TCABR Tokamak”, Plasma Physics and Controlled Fusion 46, 4, 669 – 679, (2004).