UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

TURBULÊNCIA EM UM PLASMA TOROIDAL MEDIDA POR SONDAS ELETROSTÁTICAS.

SBI-IFUSP
305M810T3288

André Alves Ferreira

Dissertação de mestrado submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ex-2
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
3288
INSTITUTO DE FÍSICA

Banca examinadora:
Prof. Dr. Armando Mirage (IPEN)
Prof. Dr. Renato Ségio Dallacqua (INPE)
Profa. Dra. M. Vittoria A. P. Heller (USP)

Defesa 17/12

Orientadora: **Profa. Dra. M. Vittoria A. P. Heller**

Maria Vittoria Heller

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

São Paulo
1999

530.447
F383t
M
ex. 2

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

Ferreira, André Alves
Turbulência em um plasma toroidal medida por sondas eletrostáticas. São Paulo, 1999.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física - Departamento de Física Aplicada

Orientador: Profa. Dra. Maria Vittoria Adelina Prario Heller
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Sondas Eletrostáticas; 2. Turbulência; 3.Análise Espectral; 4. Wavelet; 5. Características da Borda do Plasma

USP/IF/SBI-078/993.

Gostaria de dedicar este trabalho primeiramente a Deus e
aos meus pais pelo "Dom" da vida.

E à minha noiva pela paciência, carinho, dedicação
e amor durante todos estes anos.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer à todas as pessoas que me ajudaram, direta e indiretamente, a desenvolver este trabalho, começando pela minha orientadora, a professora Maria Vittoria A. P. Heller pela sua dedicação, interesse e, principalmente, pela motivação que me passou a todo momento. Quero agradecer também aos professores Iberê L. Caldas e Ricardo M. O. Galvão pelo interesse demonstrado por este trabalho e pelos esclarecimentos de algumas dúvidas a respeito do desenvolvimento teórico desta dissertação, novamente ao professor Ricardo M. O. Galvão e ao professor Ruy P. da Silva pelo auxílio na construção, teste e calibração dos circuitos eletrônicos referentes a este diagnóstico. Agradeço também ao professor Aluísio N. Fagundes e 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 Ablício P. dos Reis e Nélio R. Nunes que muito me ajudaram no projeto e construção dos circuitos eletrônicos e Francisco Tadeu Degasperi, com quem projetei e construí todo o sistema de vácuo referente á sonda eletrostática, sempre discutindo a melhor forma de vedação para o conjunto.

Ao Nelson M. Cuevas e Edson K. Sanada por manter o tokamak em funcionamento e por me ensinarem a operá-lo.

Aos colegas, Gesil S. Amarante II, Valdemar Bellintani Jr., Ernesto A. Lerche, Edson Ozono, 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. E também aos colegas Raul M. Castro e Zoezer A. Brasílio por parte dos programas utilizados nos cálculos.

Quero também agradecer à atenção das secretárias do Departamento, Lia e Valéria e 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 Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

Resumo

Neste trabalho projetamos, implementamos e testamos um sistema de diagnóstico de plasma, para ser usado no tokamak TCABR, baseado em sondas de Langmuir. O conjunto de sondas está montado numa estrutura metálica móvel, controlada remotamente, que permite, durante uma descarga do plasma, medidas dos parâmetros em posições radiais sucessivas. Com esse sistema, medimos os perfís da temperatura e da densidade eletrônicas e do potencial do plasma, bem como as flutuações da densidade e do potencial do plasma. Esse diagnóstico foi testado num plasma gerado por um oscilador de rádio frequência e confinado por um campo magnético toroidal no TCABR. Para esse plasma obtivemos os perfis radiais dos parâmetros do plasma e analisamos, por transformadas de *wavelets*, as suas flutuações. O aumento da intensidade do campo magnético melhora o confinamento, mas aumenta a turbulência do plasma. Esta intensificação da turbulência está 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.

Abstract

We designed, installed, and tested a plasma diagnostic system, composed of Langmuir probes, housed in a moving metallic structure, submitted to a remote control, to be used in the TCABR tokamak. The probe set is devised to measure, radial profiles of plasma parameters. With this system we measured plasma potential, electronic density and temperature profiles, as well as fluctuating plasma potential and density. This diagnostic was tested in a plasma produced by a radio frequency oscillator and confined in TCABR by a toroidal magnetic field. For this plasma we obtained the radial profiles and applied a wavelet spectral analysis to the observed fluctuations. The results show that increasing the magnetic field, turbulence gets bigger, however the plasma confinement is increased. It is seen that this turbulence intensification is related to the enhancement of quadratic couplings between low and high frequency fluctuations and between fluctuating density and plasma potential.

Índice

1 - Introdução 1

2 - Sondas eletrostáticas como diagnóstico do plasma 4
2.1 - Introdução 4
2.2 - Princípios básicos 5
2.3 – Características experimentais do diagnóstico 8
2.3.a – Sistemas mecânicos e de vácuo 10
2.3.b - Sistema elétrico 13
2.3.c - Calibração 16

3 - Descrição do plasma 18
3.1 - Introdução 18
3.2 - Descrição do plasma 19
3.3 - Perfís de equilíbrio e perfís das flutuações 23

4 - Análise espectral com *Wavelet* 28
4.1 - Introdução 28
4.2 - Análise espectral linear com *Wavelet* 29
4.3 - Determinação da função espectral $S^w(k, f)$ 31
4.4 - Análise espectral linear das flutuações 33

5 - Interações não lineares com transformadas de *Wavelet* 42
5.1 - Introdução 42
5.2 - Bicoerência com transformadas de *Wavelet* 43
5.3 - Acoplamentos quadráticos 46

6 - Conclusões e desenvolvimento futuro 54

Referências 58

Apêndices

A-Detalhes mecânicos da estrutura das sondas 61

B-Listagem do programa *Moviment* para controle e movimentação da sonda eletrostática ... 62

C-Testes de velocidade e tempo de resposta do sistema de movimentação da sonda 68

D-Calibração dos circuitos utilizados no sistema 70

E-Relação de simetria do biespectro 73

Capítulo 1

Introdução

Um dos problemas da pesquisa de fusão nuclear é o excessivo transporte de energia e partículas pela borda do plasma. O processo de transporte que ocorre em um tokamak não pode ser descrito por uma teoria colisional clássica, sendo por isso denominado transporte anômalo [Wo-90, Wa-93]. Esse transporte anômalo tem sido geralmente atribuído à turbulência microscópica do plasma, ou seja, turbulência com escalas espaciais muito menores que o raio do plasma. Além disso, as mudanças que ocorrem na turbulência e no transporte na borda afetam o confinamento do plasma produzido em tokamaks.

Flutuações no campo elétrico causam flutuações na velocidade e posição radial das partículas e isto dá origem ao transporte de partículas e energia através do campo magnético de confinamento [Li-85]. Portanto, se a causa e a natureza da turbulência forem entendidas, a mesma poderá ser controlada e o transporte reduzido.

A influência das flutuações eletrostáticas no transporte recebeu considerável atenção teórica [Wo-90]. Em muitos casos, as previsões dos modelos teóricos são consistentes com as experiências, porém dentro de incertezas consideráveis [Cam-96]. Até o momento, nenhum modelo teórico de transporte turbulento prevê com segurança o comportamento do plasma em um tokamak para uma grande variedade de parâmetros. Além disso, não está ainda bem estabelecido se as flutuações no campo elétrico determinam completamente o transporte anômalo, embora já existam várias indicações experimentais de que isso ocorra [Br-97].

Medidas de flutuações na borda do plasma são possíveis e podem colaborar para identificar, experimentalmente, o mecanismo que provoca a turbulência nessa região [Ca-97, He-99]. Contudo, a medida dos perfís de equilíbrio das grandezas do plasma, assim como de suas flutuações, requer 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 do plasma, é a sonda de Langmuir (sonda eletrostática) [Br-97].

Assim, 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.

Nesta dissertação, para testar o sistema desenvolvido, investigamos a turbulência em um plasma, gerado por uma onda de rádio freqüência, confinado na câmara do TCABR. Além de testarmos o sistema desenvolvido, pudemos ainda investigar a origem da turbulência provocada pelo aumento da intensidade do campo magnético toroidal aplicado para o confinamento desse plasma. Essa transição e a influência do campo magnético, importantes para compreender a turbulência em plasmas, dificilmente podem ser observadas nas condições usuais de confinamento em tokamaks, uma vez que isso levaria ao deterioramento do confinamento desejável.

O diagnóstico apresentado consiste de quatro sondas de Langmuir de tungstênio, duas para medir flutuações de potencial, uma terceira para flutuações de corrente de saturação de íons e a outra para medir os valores médios da densidade, do potencial e temperatura de elétrons.

As sondas estão montadas numa estrutura metálica móvel operada por controle remoto, que permite posicionar o diagnóstico em posições radiais diferentes, assim como varrer quatro posições diferentes durante uma única descarga.

A técnica de análise espectral é uma ferramenta eficiente para o estudo de fenômenos relacionados com ondas e turbulência [Po-90]. Ela serve para investigar desde ondas em fluidos e ondas sonoras até flutuações de parâmetros geofísicos. Com estas técnicas pode-se identificar modos ressonantes presentes no plasma e, através da determinação da correlação entre estes, calcular a amplitude, o número de onda e as diferenças de fase entre os mesmos [Ri-89].

Os métodos tradicionais apresentados até o momento para determinar a natureza da turbulência se baseiam em geral em técnicas de correlação, funções de distribuição de probabilidade e análises espectrais, todas estas envolvendo médias em tempos longos [Ri-89].

Por outro lado, a análise por *wavelet*, que adotamos neste trabalho, decompõe um sinal em componentes de *wavelet* que dependem tanto da escala (que dentro de

certas condições é equivalente à freqüência) como do tempo. O uso desta técnica é útil para sinais que contêm eventos de vida curta. Essa análise por *wavelet* [Mi-95, 97, Jh-96, 97] 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 extende por uma larga gama de freqüência e número de onda. Devemos então incluir efeitos não lineares. Para caracterizar a não linearidade, utilizamos funções espectrais com funções de correlação de ordem superior. Assim, calculamos os biespectros, que são quantidades que medem a potência quadrática associada, com os diversos modos acoplados existentes em um sinal, e permitem distinguir com eficiência modos lineares de modos quadráticos [Ts-93, Mi-97, Jh-96].

A bicoerência é a medida do acoplamento quadrático de fase que ocorre num sinal. Esse acoplamento ocorre quando duas freqüências, f_1 e f_2, estão presentes simultaneamente em sinais, juntamente com suas freqüências soma (ou diferença), e a soma das fases δ destas componentes de freqüência permanece constante.

No capítulo 2 descrevemos o projeto, a construção e a montagem do sistema de diagnóstico do plasma, baseado em um conjunto de quatro sondas eletrostáticas, utilizado neste trabalho. Apresentamos no capítulo 3 as principais características do plasma investigado, gerado por ondas de rádio freqüência e confinado em um campo magnético toroidal com duas intensidades diferentes. Neste capítulo apresentamos também os perfis radiais da temperatura eletrônica, da densidade e do potencial do plasma, bem como, os perfis das flutuações da densidade e do potencial do plasma. No capítulo 4 aplicamos a análise espectral com *wavelet* para as flutuações medidas e descrevemos os resultados obtidos. No capítulo 5 calculamos os acoplamentos quadráticos entre as componentes das flutuações. Com isso, discutimos a influência da intensidade do campo magnético toroidal no surgimento da turbulência temporal observada. Além disso, apresentamos resultados que indicam o aparecimento de intermitência com o aumento do campo magnético. No capítulo 6 apresentamos as conclusões do trabalho e algumas questões que pretendemos investigar no prosseguimento do mesmo.

Capítulo 2

Sondas eletrostáticas como diagnóstico do plasma

2.1 - Introdução

As sondas de Langmuir são os mais antigos e melhores descritos intrumentos de medida de parâmetros fundamentais do plasma [Ch-75, Br-97]. Estas sondas foram desenvolvidas para medir simultaneamente a densidade de elétrons, n_e; a temperatura eletrônica, T_e; e o potencial de plasma, ϕ_p; e suas flutuações. Sem ignorar as limitações de tais sondas, mostramos que elas podem trazer informações de regiões do plasma importantes para o entendimento do plasma como um todo.

Neste capítulo fazemos um breve resumo dos conceitos básicos do funcionamento das sondas.

Neste trabalho desenvolvemos e construímos um sistema de sondas adequado ao tokamak TCABR com o objetivo de pesquisar a turbulência no plasma nele confinado. Descrevemos o projeto, a construção e a montagem da parte mecânica do nosso diagnóstico e apresentamos os detalhes da montagem dos circuitos utilizados e da calibração destes.

2.2 - Princípios básicos

As sondas eletrostáticas são um dos diagnósticos mais populares para a caracterização dos parâmetros da borda de plasmas. Isto devido à simplicidade relativa do método e à resolução espacial das medidas. Embora tenha sido previsto que métodos espectroscópicos não perturbativos tornariam as sondas obsoletas, isto ainda não aconteceu e há ainda um grande potencial para o desenvolvimento e aplicação de todos os tipos de sondas eletrostáticas [Ma-94].

A sonda de Langmuir, em sua forma mais simples, consiste de um eletrodo condutor colocado em contato com o plasma.

Devido à sua maior mobilidade, os elétrons vão fluir mais rapidamente na direção do eletrodo do que os íons, tornando-o negativo em relação ao potencial do plasma. O acúmulo de cargas negativas no eletrodo cria um campo elétrico que repele os elétrons e atrai os íons, que se concentram ao redor do eletrodo, formando uma região conhecida como "bainha" do plasma. Esta região possui uma espessura de alguns comprimentos de Debye [Ch-74, 75] onde a condição de quase-neutralidade do plasma não é satisfeita, pois $n_i > n_e$. 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 os íons são capazes de penetrar na região da bainha. Esta velocidade mínima é dada por:[St-82]

$$C_s = \sqrt{\frac{K_B(T_i + T_e)}{m_i}}, \tag{2-1}$$

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. Se uma sonda, em contato com o plasma, for polarizada muito negativamente em relação ao vaso (recipiente onde está contido o plasma, que normalmente é um condutor elétrico), 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 [St-82]:

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

onde A é a área do eletrodo, n é a densidade do plasma e $f\left(\frac{T_i}{T_e}\right)$ é uma função que considera a influência da temperatura dos íons na corrente de saturação dos íons [St-82]. No caso previsto para o TCABR, $f \approx 0{,}6$, supondo $T_i = T_e$ na borda do plasma.

Uma questão importante é a determinação da área efetiva da sonda em contato com o plasma. Esta área depende do valor do campo magnético toroidal (B_φ), já que a força de Lorentz faz com que os elétrons e os íons descrevam um movimento circular ao redor da linha de campo, cujo raio (raio de Larmor) é dado por: [Ch-74]

$$r_L^{e,i} = \frac{m_{e,i} v_\perp^{e,i}}{eB_\varphi}, \tag{2-3}$$

onde $v_\perp^{e,i} = \sqrt{\frac{K_B T_{e,i}}{m_{e,i}}}$.

Para determinar os efeitos do campo magnético na resposta da sonda, deve-se comparar, a dimensão da sonda (d) com o raio de Larmor dos elétrons e dos íons[St-89].

- Campo magnético fraco $d << r_L^{e,i}$.
- Campo magnético moderado $r_L^e << d << r_L^i$.
- Campo magnético forte $d >> r_L^{e,i}$.

Na borda do plasma de tokamaks temos em geral campos magnéticos moderados ou fortes. De maneira geral [Va-91] porém, adota-se a área efetiva da sonda como sendo a área da mesma. Com a definição da área da sonda podemos determinar a densidade a partir da corrente de saturação de íons, eq. (2-2).

Se a tensão aplicada for aumentada, então a corrente coletada, que era predominantemente devido ao fluxo dos íons, passa a ser conseqüência também do fluxo de elétrons. Quando os dois fluxos se igualam, a corrente no eletrodo torna-se nula, o que geralmente ocorre para tensões ainda negativas devido à maior mobilidade dos elétrons em relação aos íons. O potencial no qual isto ocorre é conhecido como potencial flutuante (ϕ_f). Com o aumento da tensão na sonda, cada vez mais elétrons e menos íons são coletados, acarretando um crescimento rápido da corrente até a região de tensões superiores ao potencial do plasma, onde a corrente é devida somente ao fluxo dos elétrons, que é conhecida como corrente de saturação de elétrons (I_{se}).

A Fig 2.1 mostra a variação da corrente na sonda em função da tensão, conhecida como curva característica. Nesta figura observamos a região da corrente de saturação dos íons (I_{si}), a dos elétrons (I_{se}), o potencial flutuante (ϕ_f) e o potencial do plasma (ϕ_p).

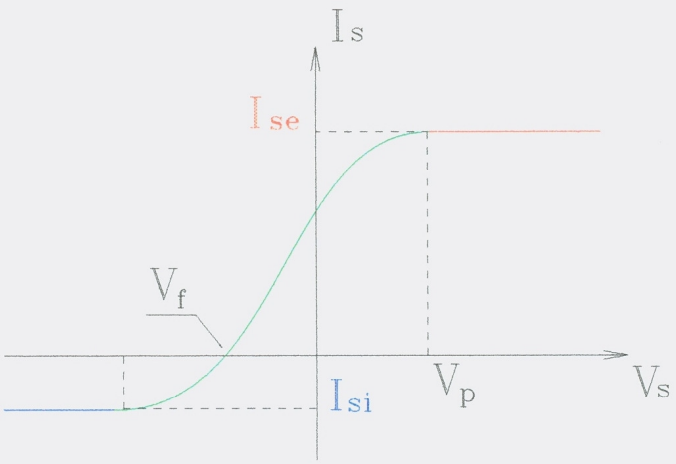

Fig 2.1 - Curva característica (sonda simples)

Na região da curva característica entre a corrente de saturação dos íons e a dos elétrons, conhecida como região de transição, a corrente na sonda é dada por [St-90]:

$$I_s = I_{se} \exp\left[\frac{e(V_s - \phi_p)}{K_B T_e}\right], \tag{2-4}$$

No potencial flutuante a corrente dos íons é igual a corrente dos elétrons, se igualarmos as expressões (2-2) e (2-4), fazendo $V_s = \phi_f$, obtemos uma relação entre o potencial flutuante e o potencial do plasma [St-90]:

$$\phi_p \cong \phi_f - \frac{K_B T_e}{2e}\left\{\ln\left[\frac{2\pi m_e}{m_i}\left(1+\frac{T_i}{T_e}\right)\right]\right\}, \tag{2-5}$$

$$\phi_p(V) \cong \phi_f(V) + \alpha\frac{K_B T_e}{e}, \tag{2-6}$$

Onde α é um coeficiente que depende das condições da máquina e do gás utilizado na mesma. Num plasma de hidrogênio, $\alpha \cong \frac{3K_B T_e}{e} \cong 2{,}8$.

Como o potencial flutuante é melhor 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 [St-90]:

$$I_s = I_{si}\left(1 - \exp\left[\frac{e(V_s - \phi_f)}{K_B T_e}\right]\right), V_s < \phi_p, \tag{2-7}$$

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 a potencial do plasma).

Apesar de aparentemente simples, o processo descrito acima envolve teorias não triviais, pois a inserção de um objeto, por menores que sejam suas dimensões, promove perturbações no meio.

Qualquer grandeza medida no plasma é composta de um valor de equilíbrio (valor médio $\overline{g}$) e mais uma parte flutuante ($\tilde{g}$). Até aqui discutimos apenas como medir os parâmetros médios. Para se poder determinar as características da turbulência devemos medir a parte flutuante da densidade e do potencial, porque correlações entre as grandezas que flutuam na borda do plasma dão os fluxos eletrostáticos nesta região. Desta informação podemos obter relações de dispersão e determinar os acoplamentos entre as ondas podendo então compará-los com a teoria.

Para medir a parte flutuante da densidade e do potencial, utilizamos circuitos passa alta (circuitos eletrônicos capazes de filtrar as freqüências baixas) acoplados às sondas eletrostáticas para apenas medir as freqüências mais altas do sinal.

Para determinar as flutuações de densidade medimos as flutuações de corrente de saturação de íons e para medir 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 [Ca-96], para efeito deste trabalho consideramos que estas flutuações são desprezíveis. Neste caso as fórmulas para calcular as flutuações de densidade e potencial do plasma são semelhantes às citadas anteriormente, ou seja:

$$\tilde{n} = \frac{\tilde{I}_{si}}{\beta\sqrt{\overline{T}_e}} \tag{2-8}$$

e

$$\tilde{\phi}_p = \tilde{\phi}_f \tag{2-9}$$

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

2.3 – Características experimentais do diagnóstico

Em tokamaks o uso das sondas eletrostáticas é limitado à região da borda e à região da sombra do limitador (RSL) porque as sondas podem ser destruidas pelo fluxo de calor intenso se colocadas mais internamente ao plasma, além de destruir o equilíbrio do mesmo. O nosso sistema consta de quatro sondas instaladas no plano equatorial do TCABR e a 120° do limitador poloidal.

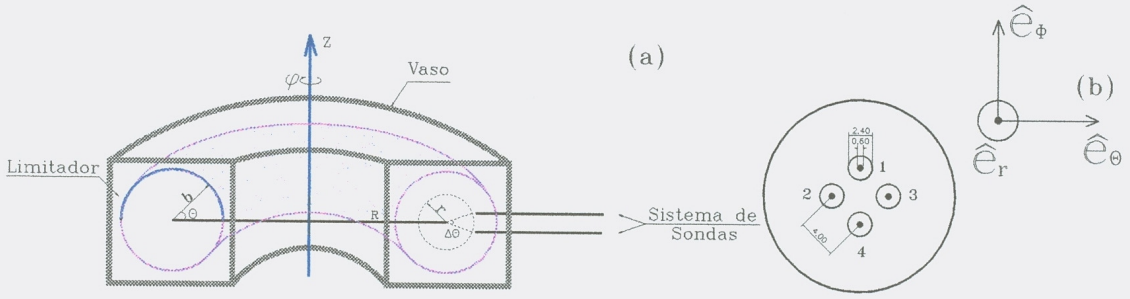

Fig 2.2 – Esquema do sistema de coordenadas do Tokamak (a); 2 é uma sonda simples para medir os valores médios da densidade, do potencial e da temperatura eletrônica, 1 e 4 são sondas para medida de potencial flutuante e 3 mede as flutuações de densidade (b).

A Fig 2.2(a) mostra esquematicamente a posição do diagnóstico e o sistema de coordenadas do tokamak. A Fig 2.2(b) mostra a distribuição das sondas utilizadas.

Este sistema consiste de quatro eletrodos de fio de tungstênio de 0,6 x 10^{-3} m de diâmetro e 5,0 x 10^{-3} m de comprimento, sendo a distância entre as sondas adjacentes igual a 4x10^{-3} m. As sondas estão ligeiramente deslocadas umas das outras de forma que uma não fique na sombra da outra na mesma linha de campo. A sonda 2 é uma sonda simples usada em modo de varredura, a sonda varre tensão e corrente e com isto geramos a curva característica para obter os valores médios da densidade, do potencial de plasma e da temperatura eletrônica. O circuito de varredura pode operar com uma tensão que varia desde –100 a +100 V e a frequência de varredura pode ser variada desde 0,1 Hz a 20000,0 Hz. Para determinar as flutuações de potencial nós medimos a flutuação de potencial flutuante com as sondas 1 e 4. Para determinar a flutuação de densidade medimos a flutuação da corrente de saturação de íons com a sonda 3. As flutuações de temperatura foram consideradas desprezíveis. As sondas eletrostáticas estão coladas numa base de aço inox 316L (aço não magnetizável). Esta estrutura de sustentação é fixada em um tubo, também de aço, dentro do qual passam os fios que conectam as sondas aos circuitos de medida. O tubo está acoplado a um dispositivo capaz de movimentar as sondas para dentro e para fora da câmara do tokamak, na direção radial. A Fig 2.3 mostra a base de aço com as sondas eletrostáticas. Detalhes construtivos do copo de sustentação das sondas estão no apêndice A.

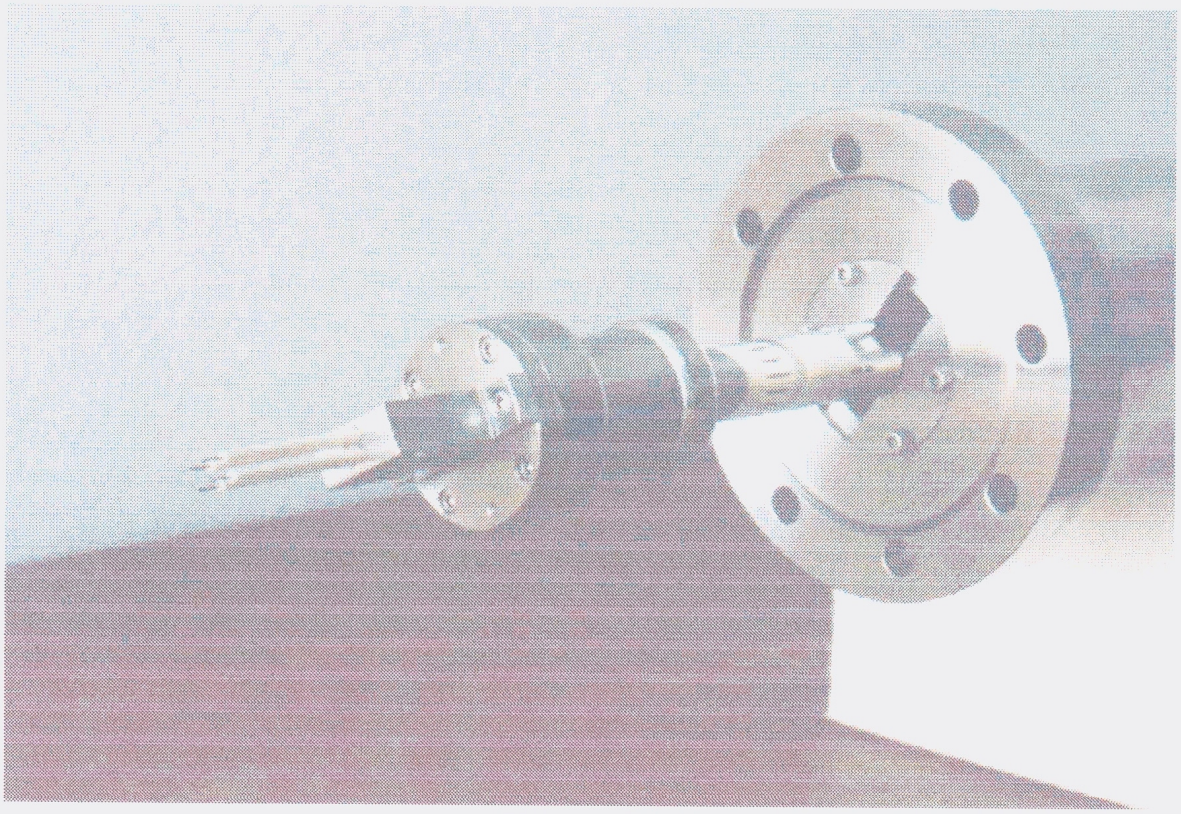

Fig 2.3 – Fotografia da base de aço com as sondas eletrostáticas.

O sistema suporte do diagnóstico é constituído essencialmente por três partes: os sistemas mecânicos e de vácuo e o sistema de controle remoto [Fe-98, 99]. A seguir explicaremos cada uma destas partes.

2.3.a – Sistemas mecânicos e de vácuo

Devido ao fato do tokamak TCABR ser uma máquina de porte médio, foi necessário desenvolver um sistema mecânico capaz de possibilitar a introdução e a remoção deste diagnóstico sem que o vácuo fosse desfeito. Tivemos que projetar uma associação de foles metálicos garantindo um percurso total de 30×10^{-2} m, sendo a maior parte fora da câmara de vácuo. Isto permite o isolamento deste sistema, em relação ao sistema principal, através de uma válvula tipo gaveta. O sistema de bombeamento é composto por uma bomba turbo molecular modelo TURBOVAC 50 com vazão de $\cong$ 50 litros por segundo e rotação de 72000 rpm. O pré-vácuo é estabelecido por uma bomba mecânica modelo pt50kit com vazão de 0,44 litros por segundo e pressão final de $\approx 4 \times 10^{-2}$ Pa. Este sistema possui uma eletroválvula que quando acionada possibilita a

comunicação entre as bombas. Em caso de falta de alimentação ou fora de uso impossibilita que o vapor de óleo contamine as áreas limpas do sistema. Além disso possui uma válvula de ventilação para controlar a vazão de nitrogênio quando for necessário elevar a pressão deste sistema, além de dificultar a migração de vapor de óleo. A medida da pressão é feita através de um sensor de alto vácuo tipo *Bayard-Alpert* e interpretado por um *vg ion gauge control* modelo pcs6 com intervalo de medida entre 10 e 10^{-9} Pa. O sistema atinge rapidamente pressões inferiores a 10^{-4} Pa.

O sistema foi desenvolvido para condições de alto vácuo. Em seu desenvolvimento foram levados em consideração ítens como: simplicidade, facilidade de manutenção e ausência de vazamentos virtuais.

Para movimentar o diagnóstico usamos um motor de passo de 4,24 N-m de torque e alta rotação (600 rpm) o que nos garante uma velocidade linear de 0,21 m/s. Em seu eixo foi acoplada uma engrenagem, em aço inox 304, de $9x10^{-2}$ m de diâmetro primitivo e módulo 2. Esta se acopla a uma cremalheira, também em aço inox 304, que está presa ao tubo de sustentação da sonda através de braçadeiras de alumínio.

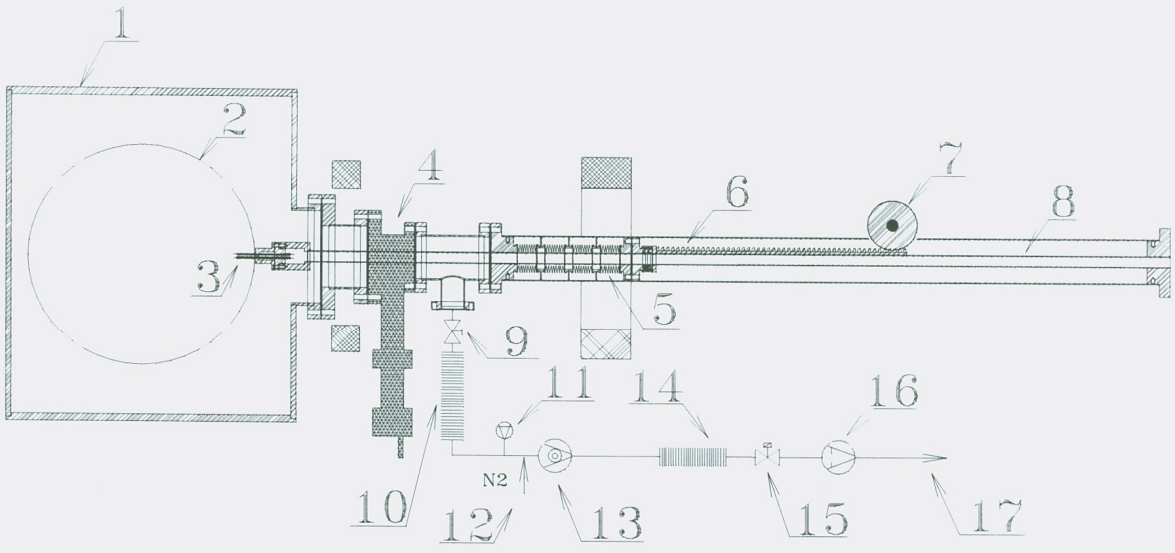

Fig. 2.4 - Visão esquemática do sistema mecânico de movimentação da sonda. Onde: 1 – Câmara de vácuo; 2 – Coluna de plasma; 3 – Sondas; 4 – Válvula gaveta; 5 – Foles metálicos; 6 – Cremalheira; 7 – Engrenagem; 8 – Tubo de sustentação da Sonda; 9 – Válvula manual; 10 – Fole; 11 – Sensor tipo Bayard-Alpert; 12 – Válvula de ventilação; 13 – Bomba turbomolecular; 14 – Fole; 15 – Válvula pneumática; 16 - Bomba mecânica; 17 – Saída de gases.

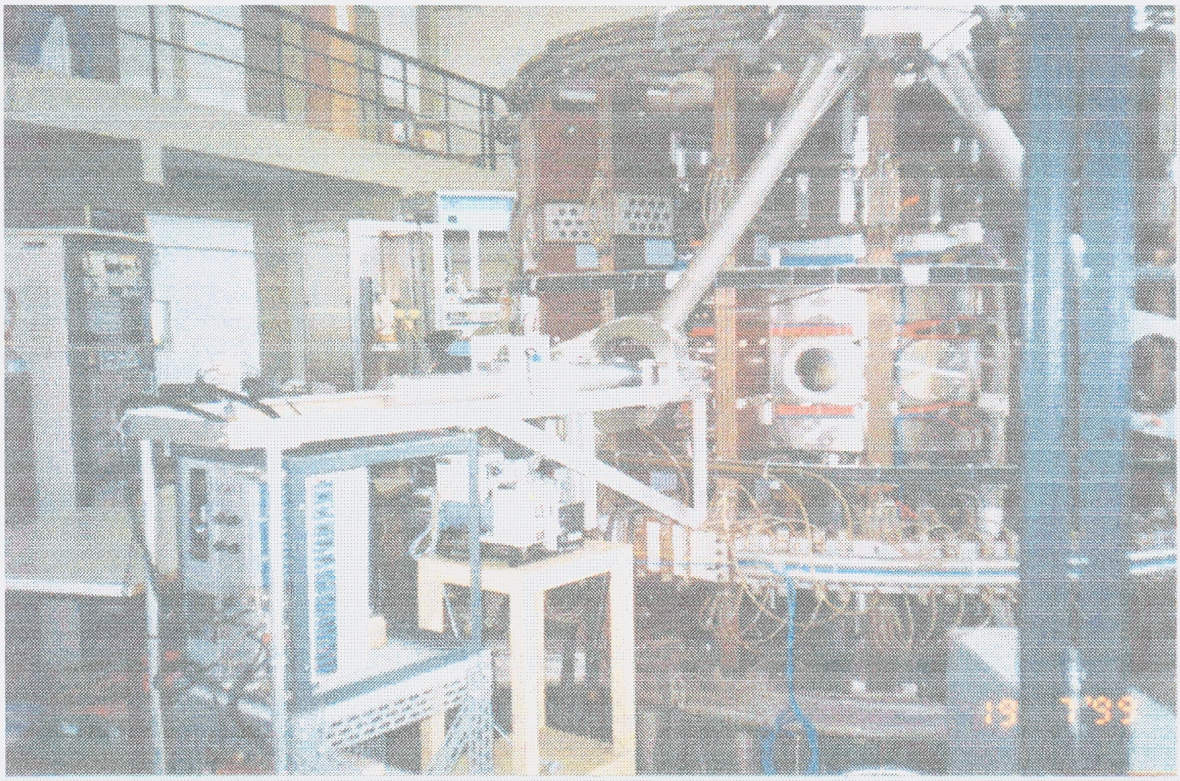

Fig 2.5 - Fotografia do sistema de diagnóstico instalado na janela nº 13 do TCABR.

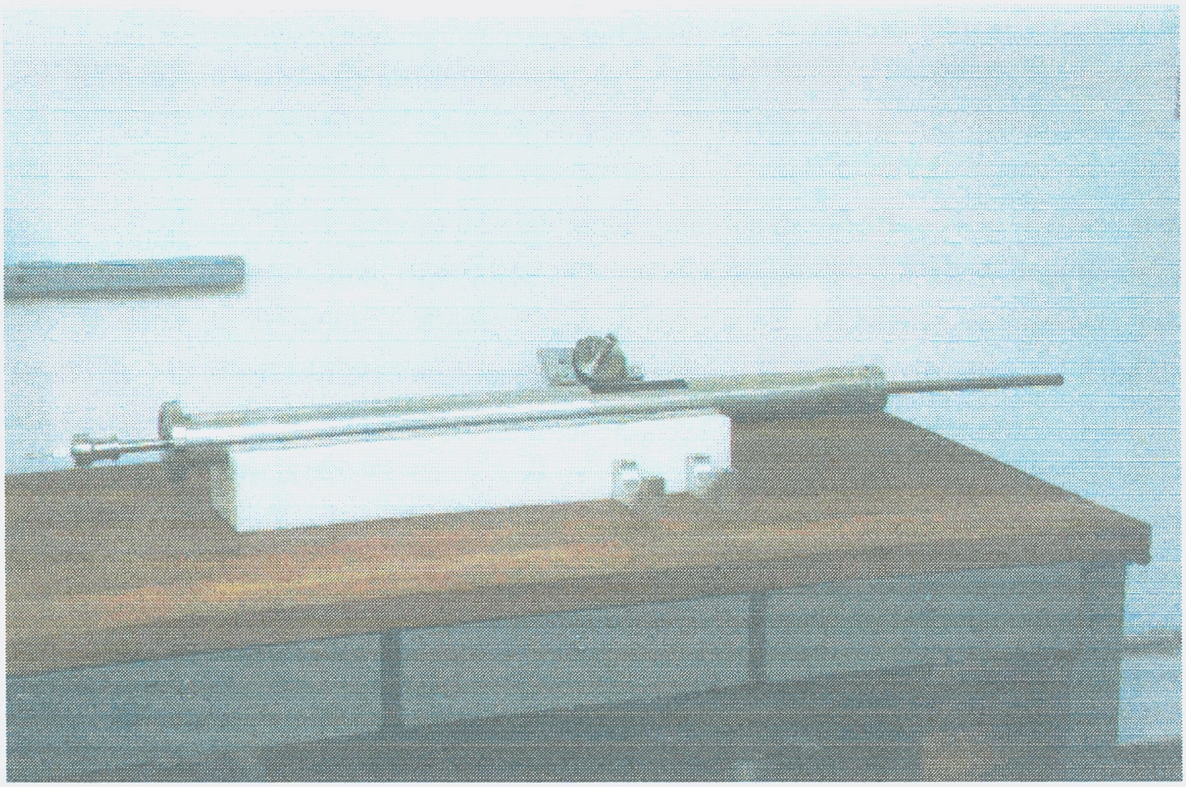

Fig 2.6 - Fotografia das sondas com o sistema de movimentação, parcialmente instalado.

O nosso sistema está previsto para atingir a posição $15x10^{-2}$ m, o que significa que a sonda pode entrar até $3x10^{-2}$ m na borda da coluna de plasma.

A Fig 2.4 mostra o sistema mecânico acoplado ao sistema de diagnóstico. A Fig 2.5 mostra o sistema de diagnóstico instalado na janela do tokamak TCABR. A Fig 2.6 mostra uma fotografia de parte do sistema mecânico esquematizado na Fig 2.4.

2.3.b - Sistema elétrico

O motor é acionado por um *driver* tipo SS2000MD4 e este é interfaciado com um micro computador PC AT 486 66 MHz através de uma placa projetada, desenvolvida e testada por nós.

Esta placa é composta basicamente por seis blocos. No primeiro bloco encontra-se a fonte de alimentação do circuito, no segundo bloco encontra-se o sistema de verificação do fechamento e abertura da válvula tipo gaveta, o terceiro bloco é responsável pela verificação da posição da sonda, o quarto bloco pelo direcionamento (entrar ou sair do tokamak), o quinto é responsável pela velocidade com que a sonda se movimenta e o sexto se encarrega de esperar o sinal óptico vindo dos módulos disparadores VME, para efetuar uma varredura rápida de quatro posições espaciais durante uma mesma descarga. O VME é um conjunto de normas lógicas e mecânicas que definem um padrão de instrumentação.

A Fig 2.7 apresenta o esquema da placa de interface. A seguir detalhamos cada bloco.

- Primeiro bloco: trata-se de uma fonte simétrica de + 15 V e – 15 V constituída por um transformador com primário de 127 V e secundário de 20 + 20 V, uma ponte de diodos, filtro de harmônicas e dois circuitos integrados: o LM7815 responsável pela tensão de +15 V e o LM7915 responsável pela tensão –15 V. A tensão de + 5V é obtida, através de um cabo, da fonte interna do micro.

- Segundo bloco: é composto por uma chave reversível que hora está no potencial do "terra" e hora está no potencial de + 5V, isto é feito para que a porta paralela do PC, através da interface, possa identificar se a valvula esta aberta ou fechada. Quando o sinal é de "+5" a porta lê um bit 1 o que indica a válvula está aberta e quando o sinal é de "terra" a porta lê um bit 0 o que indica que a válvula está fechada.

- Terceiro bloco: no terceiro bloco encontra-se o sistema de verificação da posição da sonda que é composto por um LPot (potenciômetro multi-voltas de precisão) preso ao eixo do motor de passos. O sinal deste LPot é interpretado por um amplificador potenciométrico e em seguida por um conversor analógico-digital (ADC0804LC) de 8 bits e é interpretado pelo micro PC através da porta paralela.

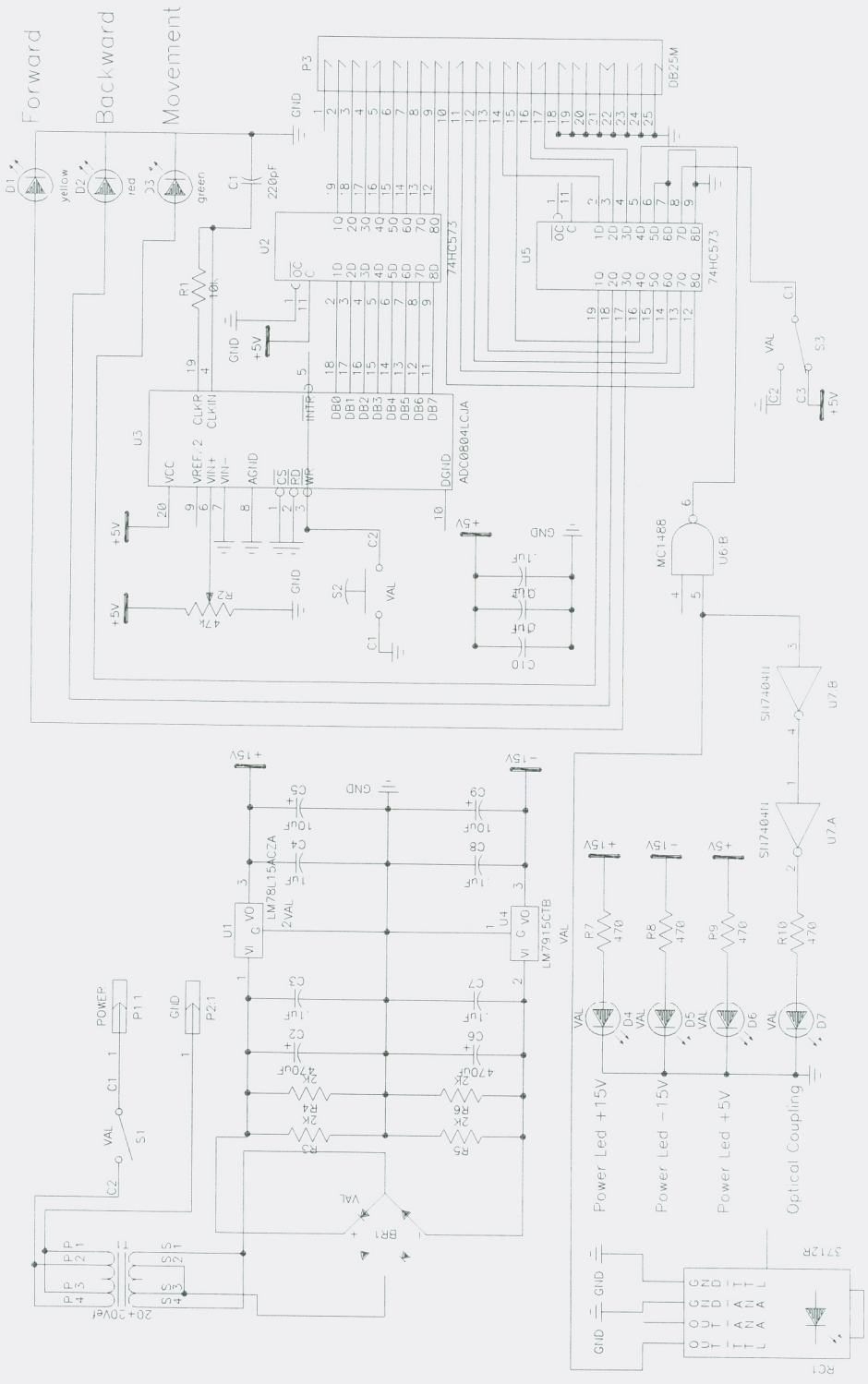

Fig. 2.7 - Esquema da interface para o computador PC.

- Quarto e quinto blocos: são basicamente os mesmos, pois consistem em bits da porta paralela do PC. Para direcionar a sonda é enviado para o driver do motor um sinal, se o sinal for de "terra" a sonda será recolhida e se o sinal for de "+ 5 V" ela será exposta. Para mudar a velocidade de movimentação, é necessário que se mude o período dos pulsos de onda quadrada que vão para o driver que controla o motor. Para se atingir a velocidade máxima (0,21 m/s) são enviados pulsos de 2,5 ms em 2,5 ms.

A novidade deste sistema encontra-se no sexto bloco que é composto por um acoplador óptico 3712R que recebe um sinal luminoso proveniente do VME, que é o módulo responsável pela seqüência de disparo do tokamak, liberando em seguida a sonda para que faça uma varredura rápida de 4 posições espaciais (5 em 5 mm) durante a mesma descarga.

Para podermos "casar" todos estes sistemas com a porta paralela do micro PC tivemos que colocar um Latch 74HC573 que impede que os bits da porta fiquem flutuando.

Além da placa da interface, desenvolvemos também o programa para controlar o número de pulsos e a frequência, portanto a velocidade de movimento. Ambos foram desenvolvidos inicialmente para um micro XT o que gerou problemas quando passamos a utilizar o micro AT, pois a arquitetura do hardware da porta paralela foi mudada na transição XT – AT. Este problema foi resolvido desabilitando-se a porta paralela do AT e introduzindo uma placa controladora de XT com todas as suas funções desabilitadas com exceção da porta paralela. Detalhes do programa estão no apêndice B.

O programa tem a seguinte lógica:

Primeiramente é apresentada uma tela com o nome do programa bem como de seu autor e orientador. Na tela seguinte são apresentadas algumas informações gerais para o uso do mesmo. Em seguida vem o menu principal onde podemos escolher entre posicionar a sonda para uma medida estática em uma determinada posição espacial, preparar a sonda para uma varredura rápida de 4 posições espaciais durante a mesma descarga a partir de um ponto preestabelecido, verificar a posição da sonda ou sair do programa. Há ainda uma outra possibilidade que é calibrar o pulso que controla a velocidade da sonda, mas isto é só para a situação de troca do micro, pois o clock (base de tempo que controla as função internas do PC) poderá ser diferente do atual. O programa foi desenvolvido em Quick Basic 4.5 o que nos possibilitou gerar um arquivo executável.

2.3.c - Calibração

No caso do controle e monitoramento da sonda, tivemos que projetar e construir uma interface entre a sonda e a porta paralela do micro computador, pois esta nos permite o envio e recepção de informações. Para verificar a confiabilidade deste sistema, usamos um fotodiodo transmissor e um receptor colocados um na frente do outro e separados pelos dentes da engrenagem que está acoplada ao eixo do motor. Pudemos verificar a velocidade com que a sonda anda (0,21 m/s) e também o tempo de resposta (137 ms), neste caso devemos movimentar a sonda ≅ 137 ms antes do instante em que desjamos medir. Detalhes no apêndice C.

Em geral tokamaks de grande porte usam para medir os perfís dos parâmetros do plasma, durante uma descarga, sistemas de sondas movidas a alta velocidade utilizando em geral sistemas pneumáticos altamente sofisticados. Estas sondas são conhecidas como *fast reciprocating probe.* Na tabela 1 temos alguns valores da velocidade de movimentação destas sondas para algumas das máquinas mais conhecidas, estes valores são comparados com o nosso sistema mecânico.

Tabela 1 – Velocidades das *reciprocating probes* em algumas máquinas.

Tokamak	Velocidade (m/s)
Phaedru-T	5.00
DIII-D	3.00
TORE-SUPRA (ICRF)	1.50
TEXT	1.25
JT-60U	1.00
COMPASS-D	0.40
TCABR	0.21*

* *Utilizando sistema mecânico de movimentação.*

O nosso sistema é cinco vezes mais lento que o do tokamak JT-60U [As-95], porém exigindo gastos inferiores aos sistemas sofisticados e permitindo uma varredura de quatro posições consecutivas, separadas por $5x10^{-3}$ m, numa única descarga.

O monitoramento da posição, foi obtido construindo um circuito capaz de fornecer uma referência constante de tensão e comparar com um valor medido em um potenciômetro de precisão que está acoplado ao eixo do motor de passos, este sinal é então enviado para a interface que o converte em binário e o envia para o micro computador que o interpreta. A precisão deste equipamento é $1x10^{-3}$ m. Detalhes dos testes de velocidade do motor, tempo de resposta para o sistema de movimentação da sonda estão no apêndice C.

Para medir os parâmetros do plasma já citados utilizamos três circuitos diferentes, sendo o primeiro um gerador de ondas triangulares, o segundo um circuito capaz de medir as flutuações do potencial flutuante e o terceiro as flutuações da corrente de saturação de íons.

O circuito gerador de ondas triangulares [Si-89], é responsável pelas medidas que geram as curvas características. Por se tratar de um circuito com componentes antigos, tivemos alguns problemas em relação à sua calibração. Inicialmente não conseguia manter a calibração, isto é, a mesma variava no tempo, isto era devido a um "trimpot" que variava sua resistência de forma anômala. Para fazer os devidos ajustes regulamos os potenciômetros de ganho e de "off-set".

Os circuitos de medida de flutuação de potencial do plasma e flutuação de densidade também foram reparados e recalibrados para as nossas necessidades. Maiores explicações e resultados estão no apêndice D.

Os dados foram obtidos com uma frequência de amostragem de 1MHz, utilizando os digitalizadores do bastidor VME.

O sistema construído mostrou-se eficiente para as medidas planejadas tanto na borda do plasma quanto na região da sombra do limitador.

Capítulo 3

Descrição do plasma

3.1 - Introdução

Neste capítulo descrevemos as características do plasma utilizado nesta experiência, como ele é gerado, bem como as características do seu equilíbrio e as flutuações das grandezas medidas.

Este capítulo contém os perfis radiais para a temperatura de elétrons, a densidade e o potencial do plasma[1] para dois valores de intensidade do campo magnético toroidal, assim como os perfis radiais das flutuações do potencial e da densidade para os mesmos campos. Para o campo magnético menos intenso o plasma é praticamente uniforme, ao aumentar a intensidade do campo magnético toroidal observamos gradientes nos perfis radiais de equilíbrio e aumento considerável no nível das flutuações.

---

[1] A partir deste capítulo o símbolo que representa o potencial será V.

3.2 - Descrição do plasma

O plasma estudado foi gerado no tokamak TCABR (raio maior R_o = 0,610 m e raio menor a = 0,175 m) [El-97] utilizando um gerador de RF conectado às bobinas de campo vertical, com frequência de 16 kHz, em pulsos com a duração de 25 ms. A Fig 3.1 mostra esquematicamente a posição das bobinas de campo vertical e as bobinas que geram o campo magnético toroidal. A pressão de preenchimento do hidrogênio utilizado era de $7{,}5 \times 10^{-6}$ mbar. Os parâmetros típicos obtidos na borda são $T_e < 30$ eV e $n_e < 5 \times 10^{16}$ m^{-3}. Para podermos estudar o desenvolvimento da turbulência aplicamos dois campos magnéticos toroidais de confinamento diferentes, um de $(400 \pm 5) \times 10^{-4}$ T e outro de $(1{,}00 \pm 0{,}01)$ T.

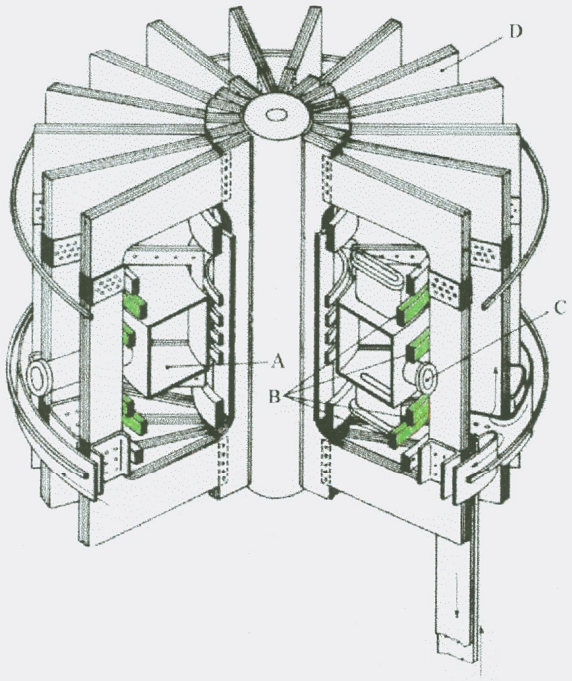

Fig 3.1 – Esquema do tokamak TCABR, onde: A é a câmara de vácuo, B são as bobinas de campo vertical utilizadas para gerar o plasma quando o tokamak opera no modo de limpeza, C é a janela onde está instalado o nosso diagnóstico e D são as bobinas poloidais que geram o campo magnético toroidal.

As medidas com as sondas eletrostáticas foram realizadas na borda do plasma e na sombra do limitador da posição r = 0,150 m (r/a = 0,85) a r = 0,210 m (r/a = 1,2) com espaçamentos de 0,005 m.

A figura 3.2 mostra os sinais da tensão de enlace (a) (tensão induzida ao longo da direção toroidal do plasma e medida através de uma espira colocada ao redor da câmara de vácuo) e a intensidade relativa de radiação H_α (b) (radiação emitida pelo plasma no comprimento de onda de 6940 Å e medida por um fotodiodo). A tensão de enlace e a radiação H_α são os parâmetros que permitem observar a reprodutibilidade do confinamento do plasma bem como a sua qualidade.

A figura 3.3 nos mostra os sinais saídos diretamente dos digitalizadores do bastidor VME que dispomos no laboratório. Os sinais (a) e (b) são referentes à sonda 2, Fig 2.2b, que é uma sonda que opera no modo de varredura. Os sinais (c) e (d) são referentes às sondas 1 e 4, que são sondas simples que medem o potencial flutuante e o sinal (e) é referente a sonda 3, que é também uma sonda simples que mede a flutuação de corrente de saturação de íons.

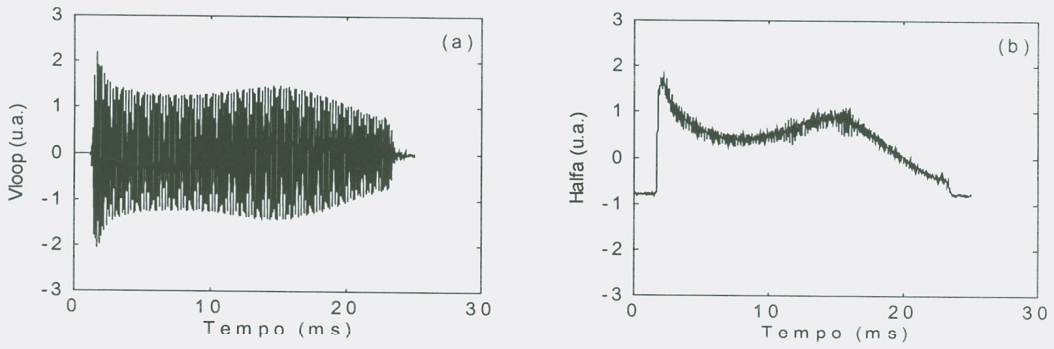

Fig 3.2 – Perfis temporais típicos da tensão de enlace (a) e da intensidade relativa da radiação H_α (b), nos pulsos examinados.

Medimos os sinais das sondas eletrostáticas durante um pulso do gerador de RF sem a formação de plasma para determinarmos o nível do ruído destes sinais. Nas Figs 3.4 (a), (b), (c), (d) e (e) temos os níveis do ruído para as mesmas condições e sondas apresentadas na Fig 3.3. Verificamos que para todas as sondas este ruído é desprezível em relação ao nível dos sinais medidos.

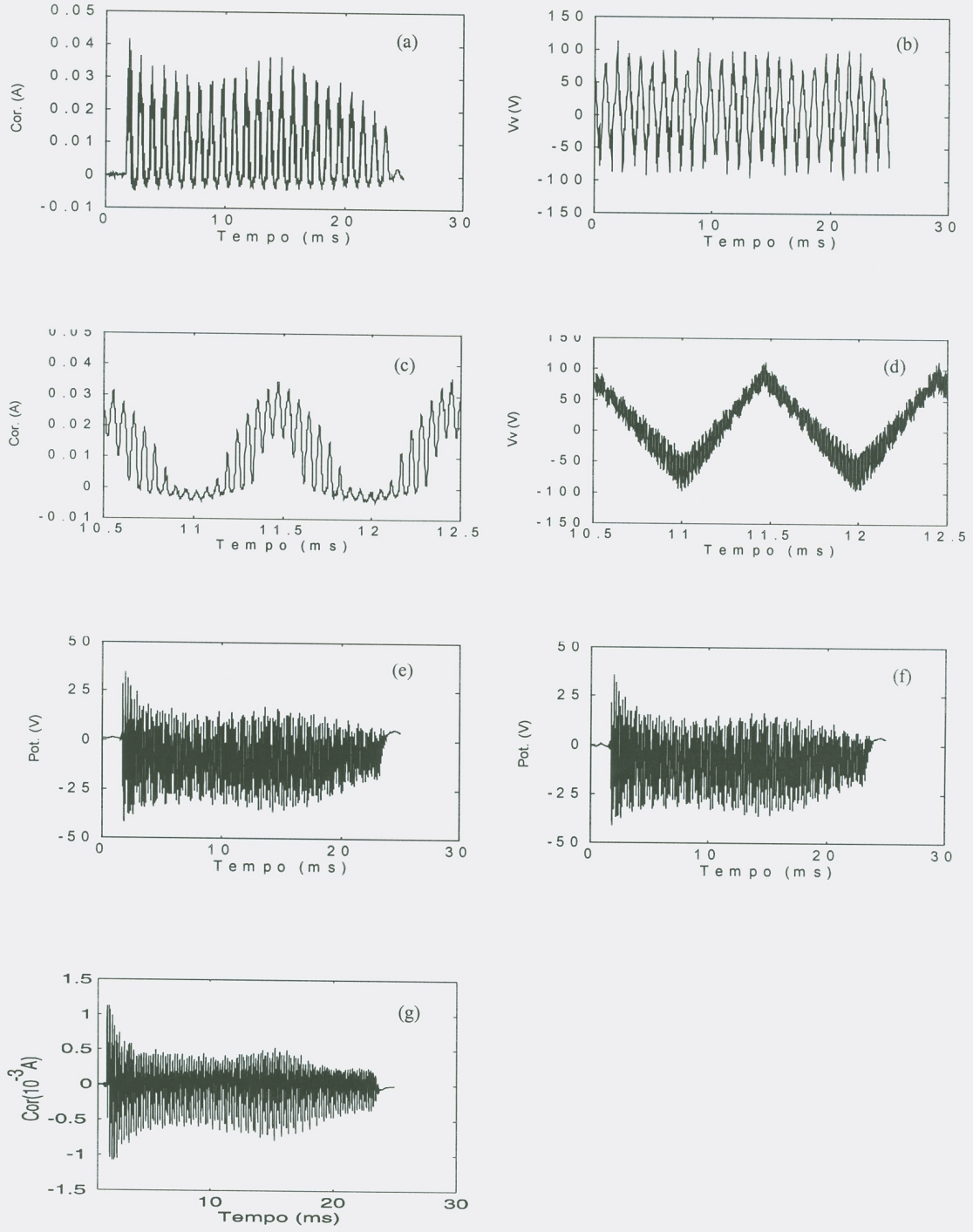

Fig 3.3 – Sinais adquiridos através dos digitalizadores que estão colocados em um bastidor tipo VME. Corrente elétrica na sonda de varredura (a), tensão na mesma sonda (b), sinais expandidos no intervalo de 10,5 a 12,5 ms para a corrente na sonda (c) e para o tensão (d), flutuação do potencial flutuante na sonda 1 (e), flutuação do potencial flutuante na sonda 4 (f) e flutuação da corrente de saturação de íons (g). Medidas obtidas em r/a = 0,85 e para um campo magnético 0,04 T.

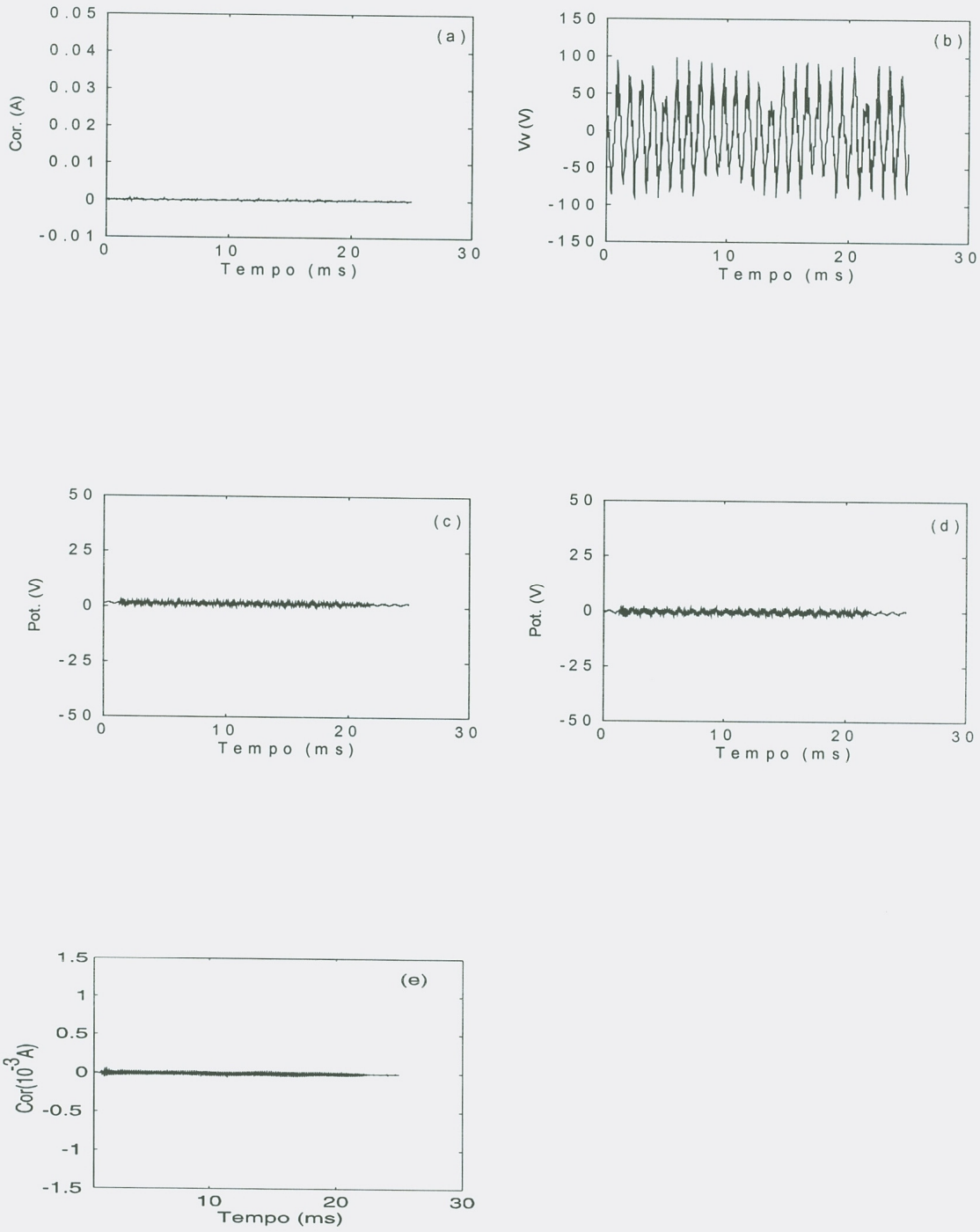

Fig 3.4 - Sinais para um pulso sem formação de plasma para observarmos o nível de ruído. Corrente elétrica na sonda de varredura (a), tensão na mesma sonda (b), flutuação do potencial flutuante na sonda 1 (c), flutuação do potencial flutuante na sonda 4 (d) e flutuação da corrente de saturação de íons (e).

3.3 – Perfís de equilíbrio e perfís das flutuações

A temperatura dos elétrons, a densidade e o potencial do plasma são obtidos por meio das curvas características da sonda de Langmuir que está submetida a um processo de varredura. A Fig 3.5 é uma curva característica típica para r/a = 0,85 e B_φ = 1,00 T. Para a obtenção dos perfís dos equilíbrios medidos com os dois campos aplicados, calculamos as médias de inúmeras curvas características com os respectivos desvios para cada posição medida. Para enfatizar a influência do campo magnético nessas medidas apresentamos nas figuras seguintes os perfís obtidos com os dois campos.

A Fig 3.6 mostra os perfís da temperatura dos elétrons (a), da densidade (b) e do potencial do plasma (c) para um campo magnético aplicado de 0,04 T. Os perfís são aproximadamente uniformes, com exceção dos valores próximos à posição radial do limitador. Esse aumento poderia estar relacionado com a ionização de partículas neutras retiradas das paredes da câmara e do limitador do tokamak.

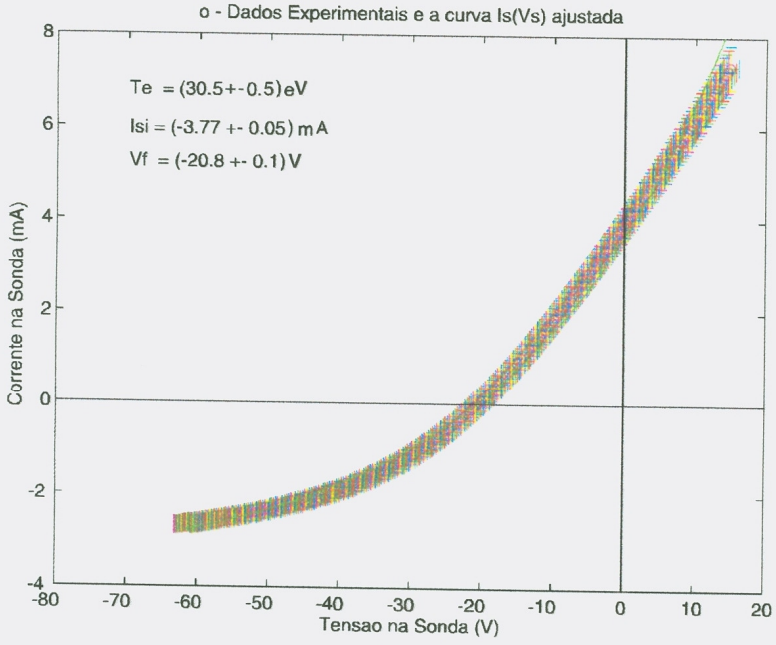

Fig 3.5 – Curva característica gerada através dos dados referentes às Figs 3.3 (a) e (b) adquiridos pela sonda 2 da fig 2.2 (b) para r/a = 0,85 e campo magnético de 1,00 T. Na figura estão indicados os valores médios da temperatura dos elétrons, da corrente de saturação dos íons e do potencial flutuante obtidos à partir da curva mostrada nesta figura.

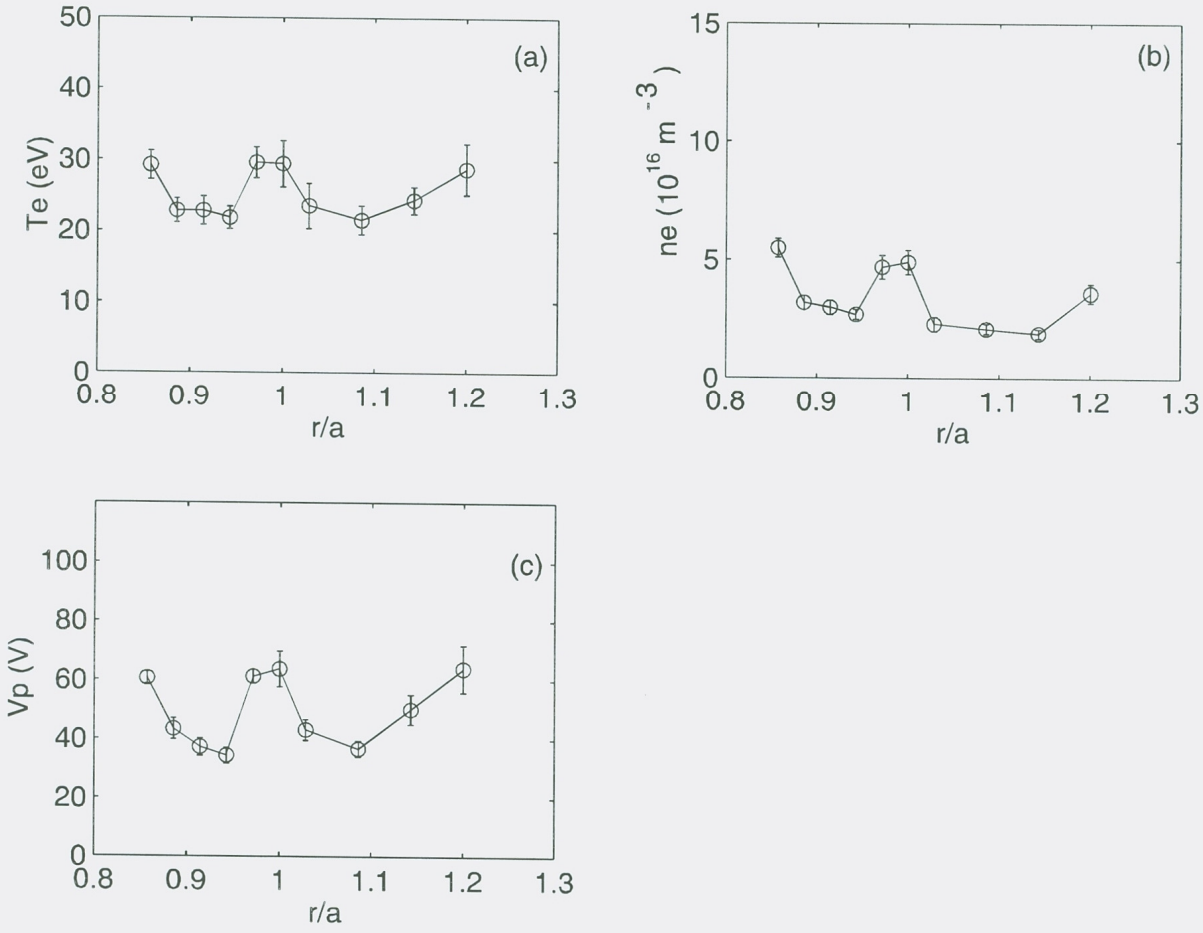

Fig 3.6 – Perfis radiais da temperatura dos elétrons (a), da densidade dos elétrons (b) e do potencial de plasma (c) para o campo magnético de confinamento de 0,04 T.

Para o campo magnético menos intenso, mesmo sendo os perfis radiais aproximadamente uniformes, notamos que as temperaturas e densidades são maiores na borda do plasma próximo ao limitador. Embora não tenhamos podido identificar experimentalmente a causa desse aumento, algumas possibilidades podem ser aventadas a partir da análise das experiências em outras máquinas. O contato do plasma com o limitador e a energia da onda absorvida por ele poderia produzir a saída de impurezas que se propagariam no plasma segundo as linhas de campo toroidal, aumentando a densidade e temperatura medidos na sombra do limitador [Va-91]. Na nossa esperiência, com o aumento da densidade no plasma com o campo magnético, a importância relativa dessas impurezas seria menor e portanto este efeito passaria despercebido.

A Fig 3.7 mostra os perfis radiais para a temperatura dos elétrons (a), a densidade deles (b), e o potencial do plasma (V_p) (c), para o campo aplicado de 1,00 T. As barras de erro indicam o desvio padrão da média dos valores obtidos para as várias curvas características utilizadas. Com o aumento do campo magnético notamos para os perfis de

T_e e n_e um gradiente considerável na RSL e uma situação praticamente uniforme na borda do plasma. Por outro lado, o gradiente do potencial do plasma na borda do plasma é mais acentuado do que para os outros perfís.

Calculamos o decaimento radial da densidade e da temperatura (supondo um decaimento exponencial) para estes perfís e obtivemos:

$$\lambda_n = -\frac{n}{|\nabla n|} \cong 2{,}9\ cm\ ,\ \lambda_{Te} = -\frac{Te}{|\nabla Te|} \cong 4{,}0\ cm$$

respectivamente.

O perfil radial do potencial do plasma mostra a existência de um campo elétrico radial, cujo valor estimado foi $E_r \cong (15x10^2)$ V/m para a região na sombra do limitador.

A figura 3.7 (c) também mostra que não há mudança de sentido do campo elétrico o que implica em um perfil de velocidade de deriva $\left(\frac{\vec{E}_r \times \vec{B}_\varphi}{B_\varphi^2}\right)$ com a mesma direção característica, portanto sugerindo a inexistência de uma região de *shear layer*. O campo elétrico pode produzir uma rotação poloidal do plasma afetando as condições de estabilidade.

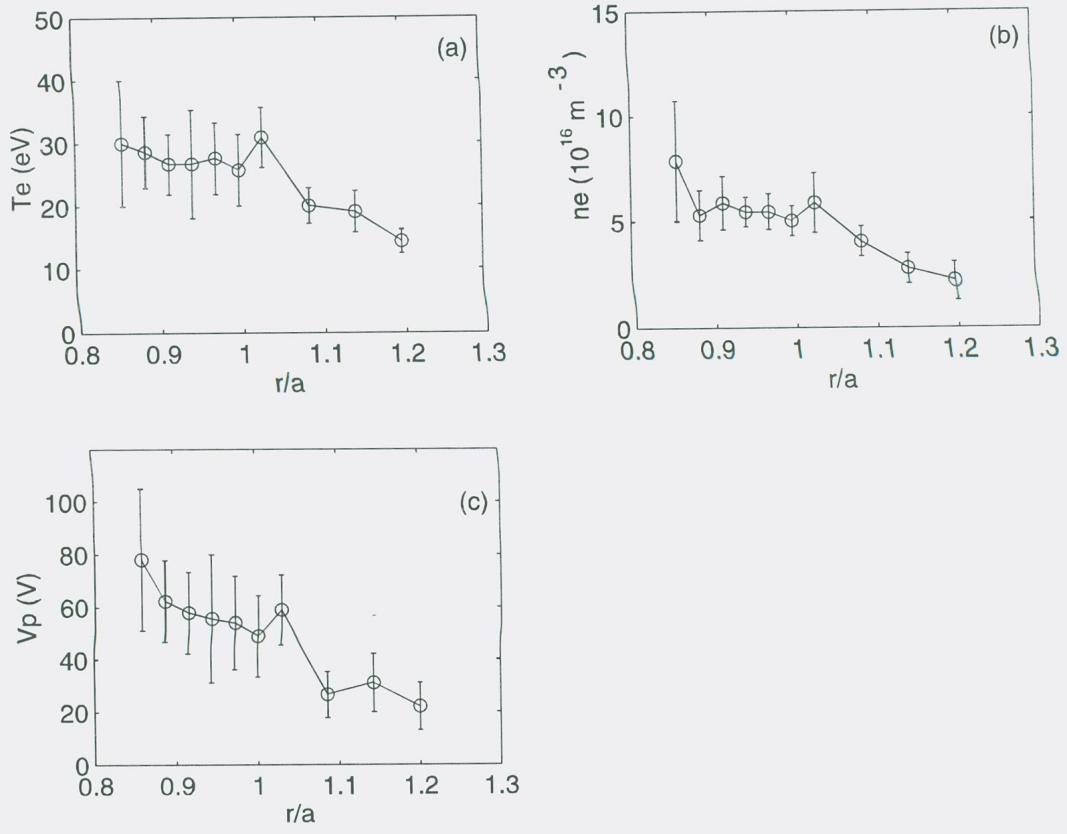

Fig 3.7 – Perfís radiais da temperatura eletrônica (a), da densidade dos elétrons (b) e do potencial de plasma (c) para o campo magnético de confinamento de 1,00 T.

A Fig 3.8(a) mostra a superposição dos perfis radiais do nível relativo das flutuações da densidade eletrônica para 0,04 T e 1,00 T.

A Fig 3.8(b) mostra o mesmo para perfís radiais de potencial do plasma para os dois campos aplicados. Ambas flutuações aumentam para o campo magnético de 1,00 T especialmente na sombra do limitador onde os gradientes de equilíbrio são maiores. As flutuações relativas ao potencial são da mesma ordem das flutuações da densidade eletrônica na borda do plasma, decrescendo depois na RSL para o campo magnético de 0,04 T.

Para a borda do plasma e na sombra do limitador, para o campo magnético de 1,00 T, obtemos:

$$\frac{e\tilde{V}}{k_B Te} \cong 2{,}5\left(\frac{\tilde{n}}{n}\right),$$

Para o campo magnético menor 0,04 T,

$$\frac{e\tilde{V}}{k_B Te} \cong 3{,}0\left(\frac{\tilde{n}}{n}\right).$$

Estes resultados estão em contraste com a condição de adiabaticidade, considerada em vários modelos teóricos sobre as instabilidades de deriva,

$$\left(\frac{e\tilde{V}}{k_B Te} \cong \frac{\tilde{n}}{n}\right).$$

Para campo de 1,00 T mostra-se para as flutuações de densidade um aumento substancial especialmente na sombra do limitador, isto é verificado em plasmas confinados em tokamaks [Li-85].

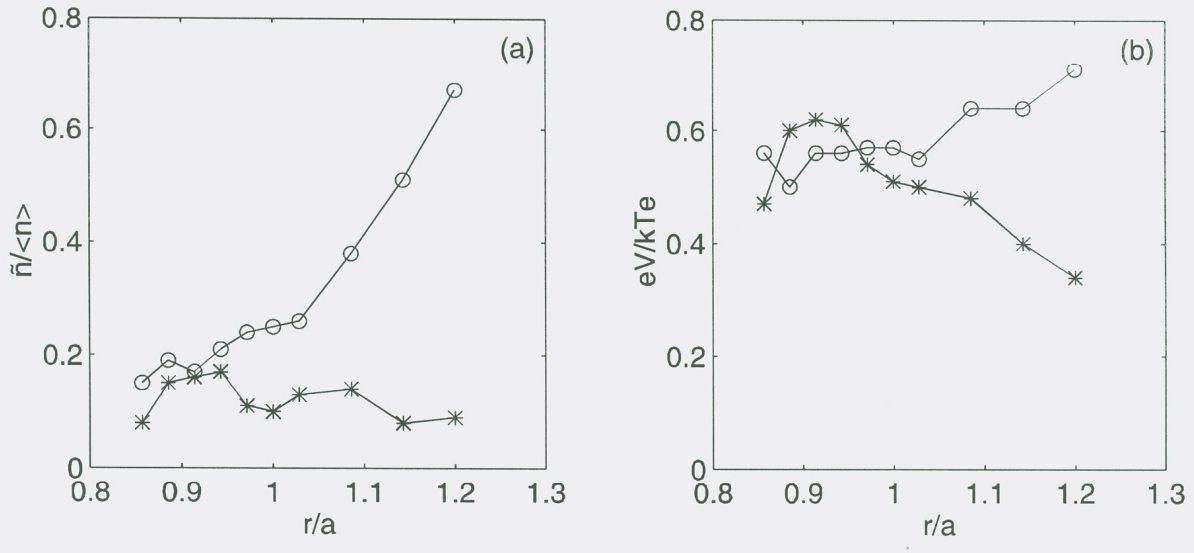

Fig 3.8 – Perfis radiais dos níveis relativos das flutuações da densidade, (a) e do potencial do plasma normalizado pela temperatura (b), para 0,04 T (*) e 1,00 T (o).

Calculamos para valores médios da temperatura e densidade, e para os dois campos aplicados, as frequências de colisão elétron-elétron (ν_{ee}), íon-íon (ν_{ii}), e frequência de colisão elétron-íon (ν_{ei}). Para o caso do campo de 0,04 T obtivemos os seguintes resultados: $\nu_{ee} \cong 1x10^4$ Hz, $\nu_{ii} \cong 1,1x10^2$ Hz e $\nu_{ei} \cong 1x10$ Hz. Os valores para o campo magnético de 1,00 T são aproximadamente o dobro. Como a frequência da onda do oscilador é ≅ 16 kHz, vemos que a frequência de colisão de elétrons com íons é muito menor, de onde concluimos que a propagação da onda é não colisional.

Capítulo 4

Análise Espectral com *Wavelet*

4.1 - Introdução

A técnica de análise espectral é muito eficiente para o estudo de fenômenos relacionados com ondas e turbulência [Po-90]. Ela serve para investigar desde ondas em fluidos e ondas sonoras até flutuações de parâmetros geofísicos.

Com esta técnica pode-se identificar modos ressonantes presentes no plasma e, através da determinação da correlação entre estes, calcular a amplitude, o número de onda e as diferenças de fase entre os mesmos [Ri-89]. Os parâmetros do plasma flutuam tanto no tempo como no espaço, tornando-se então necessário determinar as densidades espectrais como função da freqüência e do número de onda. Para caracterizar a dispersão do meio estudado, precisamos conhecer o espectro espacial destas flutuações, que é dado pelos espectros dependentes do número de onda (k). Para obter estas grandezas utilizamos as transformadas de *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 [Wo-90]. Aplicando transformadas de *wavelet* obtemos informação local sobre correlações intermitentes numa determinada banda de freqüência e tempo [Sa-97].

Neste capítulo resumimos a teoria relacionada com espectros de potência, de coerência e espectros em número de onda utilizando transformadas de *wavelet*. Aplicamos depois a análise espectral com *wavelet* para medidas de flutuações eletrostáticas obtidas na borda do TCABR.

4.2 - Análise espectral linear com *Wavelet*

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 [Sa-97, Mi-95, Ch-92].

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:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-ift} dt \,. \tag{4-1}$$

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 de *wavelet*, é definida de forma semelhante:

$$W(\text{escala, posição}) = \int x(t)\, \psi(\text{escala, posição, t}) dt \,, \tag{4-2}$$

(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 posição. Multiplicando cada coeficiente pela *wavelet* apropriadamente dilatada e deslocada obtemos a *wavelet* que constitui o sinal original.

O método de *wavelet* baseia-se portanto numa função de *wavelet* que muda seu tamanho e posição por dilatação e deslocamento. 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 de *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 util para analisar flutuações não estacionárias.

Para este trabalho utilizaremos a transformada contínua de *wavelet* baseada na *wavelet* de *Morlet* [Mi-95] dada por:

$$\psi_a(t) = a^{-1/2} \exp\left[\frac{i2\pi\frac{t}{a} - \left(\frac{t}{a}\right)^2}{2}\right], \tag{4-3}$$

onde a é um parâmetro de escala, para o qual atribuimos a freqüência $f=2\pi/a$. A resolução em freqüência desta *wavelet*, é de $\Delta f = f/4$ e a resolução no tempo é de $\Delta t = 2a$. Esta *wavelet* é uma oscilação senoidal convoluída 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 de *wavelet*, para a "*Morlet wavelet*", é definida por: [Ch-92, Sa-97]

$$W_x(a,\tau) = \int x(t)\psi_a(t-\tau)dt, \tag{4-4}$$

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

Na análise por *wavelet* como a resolução no tempo varia com a freqüência, freqüências altas têm uma resolução melhor no tempo. Os coeficientes de *wavelet* são somados num intervalo finito de tempo T.

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:

$$C_{xx}(a,T) = \int_T W_x(a,\tau)W_x^*(a,\tau)d\tau, \tag{4-5}$$

onde T é um intervalo de tempo finito no qual a *wavelet* é contida (T é em geral maior do que duas vezes o tamanho da *wavelet*).

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

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

onde o asterisco é o complexo conjugado.

O espectro de fase é obtido a partir de:

$$\theta_{yx}(a,T) = tg^{-1}\left\{\frac{\mathrm{Im}\left[C_{yx}(a,T)\right]}{\mathrm{Re}\left[C_{yx}(a,T)\right]}\right\}, \tag{4-7}$$

onde $\theta_{yx} = \vec{k}(f)\Delta\vec{r}$ sendo $\vec{k}(f)$ o número 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 são 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:

$$\gamma_{xy}^2(a,T) = \frac{\left|C_{yx}(a,T)\right|^2}{C_{xx}(a,T)C_{yy}(a,T)}, \tag{4-8}$$

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

O erro estatístico ε [Mi-97], permite determinar a confiabilidade do método e é dado por:

$$\varepsilon(\gamma_{xy}) \approx \left(\frac{f_N}{f \bullet n}\right)^{1/2}, \tag{4-9}$$

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

4.3 - Determinação da função espectral $S^w(k,f)$

Para determinar se o meio é turbulento, utiliza-se a função espectral $S^w(k,f)$ que é o auto-espectro das flutuações de uma grandeza medida por duas sondas em diferentes posições, em função do número de onda k e da freqüência f. Esta função indica a natureza das flutuações. Se a potência espectral se distribui por vários valores do número de onda e da freqüência, está caracterizado um regime turbulento.

A técnica utilizada para a estimativa da função espectral $S^w(k,f)$ [Be-82] 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 $\overline{S}^w(f)$ e o número de onda $k(f)$. Como o espectro de fase pode asssumir qualquer valor entre -π 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 uma dada freqüência. O procedimento para determinar $S^w(k,f)$ 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 $S^w(k,f)$. 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 $S^w(k,f)$. Continuamos este procedimento até que tenhamos varrido todos os valores possíveis do número de onda, completando assim a matriz $S^w(k,f)$.

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

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

Para analisar as características dispersivas do sistema devemos considerar uma analogia entre o espectro de freqüência e número de onda $S^w(k,f)$ e a função de probabilidade $P(k,f)$, 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 [Po-90].

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

$$s^w(k,f) = \frac{S^w(k,f)}{\sum_{k,f} S^w(k,f)}. \qquad (4\text{-}10)$$

Deste modo a função $s^w(k,f)$ apresenta todas as propriedades matemáticas de uma função de probabilidade (valores sempre positivos e sua integral é igual a um). Definimos também o espectro condicional:

$$s^w(k|f) = \frac{s^w(k,f)}{\sum_{k} s^w(k,f)}, \qquad (4\text{-}11)$$

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:

$$\bar{k}(f) = \sum_k k(f) s^w(k|f) \tag{4-12}$$

e

$$\sigma_k(f) = \left[\left(\sum_k k^2(f) s^w(k|f) \right) - \bar{k}^2(f) \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{4-13}$$

$\bar{k}(f)$ pode ser interpretado como uma descrição do comportamento médio da dispersão das flutuações e $\sigma_k(f)$ como seu alargamento devido a 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 freqüência é o valor da velocidade de fase média durante o intervalo de tempo analisado. A velocidade de fase é dada por [Po-90, Le-84]

$$\bar{v}_f = \sum_{k,f} \left(\frac{2\pi f}{k} \right) s^w(k, f). \tag{4-14}$$

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

4.4 – Análise espectral linear das flutuações.

Como já foi citado anteriormente, dispomos de medidas de flutuações de potencial e corrente de saturação de íons para dez posições e dois valores de campo magnético de confinamento (0,04 T e 1,00 T). Vamos aplicar nestes dados a análise espectral por *wavelet* citada nos ítens anteriores.

Embora dispuséssemos de 25 ms, portanto aproximadamente 25000 pontos (freqüência de amostragem de 1MHz), escolhemos um intervalo de tempo de ≅ 8,19 ms, numa região sem pulsos espúrios. Com esta escolha dispúnhamos de oito intervalos de tempo consecutivos de ≅ 1,02 ms, nos quais aplicamos a análise espectral descrita nos ítens anteriores. Como usamos 1024 pontos, e a nossa freqüência de amostragem é 1MHz, os nossos resultados são calculados com uma grade de freqüência de 3,9 kHz. Foram calculados então os espectros de flutuações de potencial e corrente de saturação de íons

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:

$$\bar{k}(f) = \sum_k k(f) s^w(k|f) \tag{4-12}$$

e

$$\sigma_k(f) = \left[\left(\sum_k k^2(f) s^w(k|f) \right) - \bar{k}^2(f) \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{4-13}$$

$\bar{k}(f)$ pode ser interpretado como uma descrição do comportamento médio da dispersão das flutuações e $\sigma_k(f)$ como seu alargamento devido a 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 freqüência é o valor da velocidade de fase média durante o intervalo de tempo analisado. A velocidade de fase é dada por [Po-90, Le-84]

$$\bar{v}_f = \sum_{k,f} \left(\frac{2\pi f}{k} \right) s^w(k, f). \tag{4-14}$$

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

4.4 – Análise espectral linear das flutuações.

Como já foi citado anteriormente, dispomos de medidas de flutuações de potencial e corrente de saturação de íons para dez posições e dois valores de campo magnético de confinamento (0,04 T e 1,00 T). Vamos aplicar nestes dados a análise espectral por *wavelet* citada nos ítens anteriores.

Embora dispuséssemos de 25 ms, portanto aproximadamente 25000 pontos (freqüência de amostragem de 1MHz), escolhemos um intervalo de tempo de ≅ 8,19 ms, numa região sem pulsos espúrios. Com esta escolha dispúnhamos de oito intervalos de tempo consecutivos de ≅ 1,02 ms, nos quais aplicamos a análise espectral descrita nos ítens anteriores. Como usamos 1024 pontos, e a nossa freqüência de amostragem é 1MHz, os nossos resultados são calculados com uma grade de freqüência de 3,9 kHz. Foram calculados então os espectros de flutuações de potencial e corrente de saturação de íons

para oito intervalos de tempo, dez posições radiais e para os dois campos magnéticos aplicados.

A Fig.4-1a mostra a superposição dos espectros para as flutuações da corrente de saturação de íons, medida no 1° intervalo de tempo, r/a = 0,85 e campos magnéticos de 1,00 T (——) e 0,04 T (- - -). A Fig. 4-1b apresenta o mesmo para as flutuações do potencial de plasma. As características fundamentais destes espectros não mudam durante o intervalo de tempo escolhido na descarga. O pico de baixa freqüência corresponde à energia transmitida pelo oscilador de rádio freqüência. O nível das flutuações aumenta com o campo magnético especialmente para freqüências mais altas, isto indica o aumento da turbulência no plasma com a aplicação de 1,00 T.

Em relação ao comportamento com a posição radial, mostramos a densidade espectral das flutuações de potencial para 0,04 T e 1,00 T, respectivamente Fig. 4.2 (a) e (b), para os mesmos campos, assim como para a corrente de saturação de íons Fig 4.3 (a) e (b).

Também mostramos a variação, com a posição, dos espectros cruzados entre flutuações do potencial e da corrente de saturação dos íons, medidos por duas sondas cujas pontas estavam separadas de 2,8 mm na direção poloidal e para os mesmos dois campos Fig. 4-4 (a) e (b). O comportamento é semelhante para os dois campos de flutuações com decréscimo de potência espectral esperado na região da sombra do limitador (RSL) e para freqüências mais altas. O campo magnético de 1,00 T modifica claramente os valores das flutuações medidas.

Para visualizar a evolução temporal do comportamento dos espectros das flutuações assim como do espectro cruzado entre as mesmas na procura de eventuais intermitências apresentamos as Figs. 4-5 e 4-6. A Fig 4-5 mostra a evolução temporal das flutuações do potencial (a), da corrente de saturação de íons (b) e do espectro cruzado entre as duas flutuações para um campo magnético de 0,04 T e r/a = 0,85, (c). As Figs. 4-6 (a), (b) e (c) mostram o mesmo para o campo magnético de 1,00 T. Para 0,04 T a potência está concentrada em baixas freqüências e não há indícios claros de intermitência. Para o caso de 1,00 T vemos claramente espalhamento em freqüências mais altas e evidências de intermitências, especialmente para a corrente de saturação de íons; o mesmo efeito se repete no espectro cruzado entre as duas flutuações.

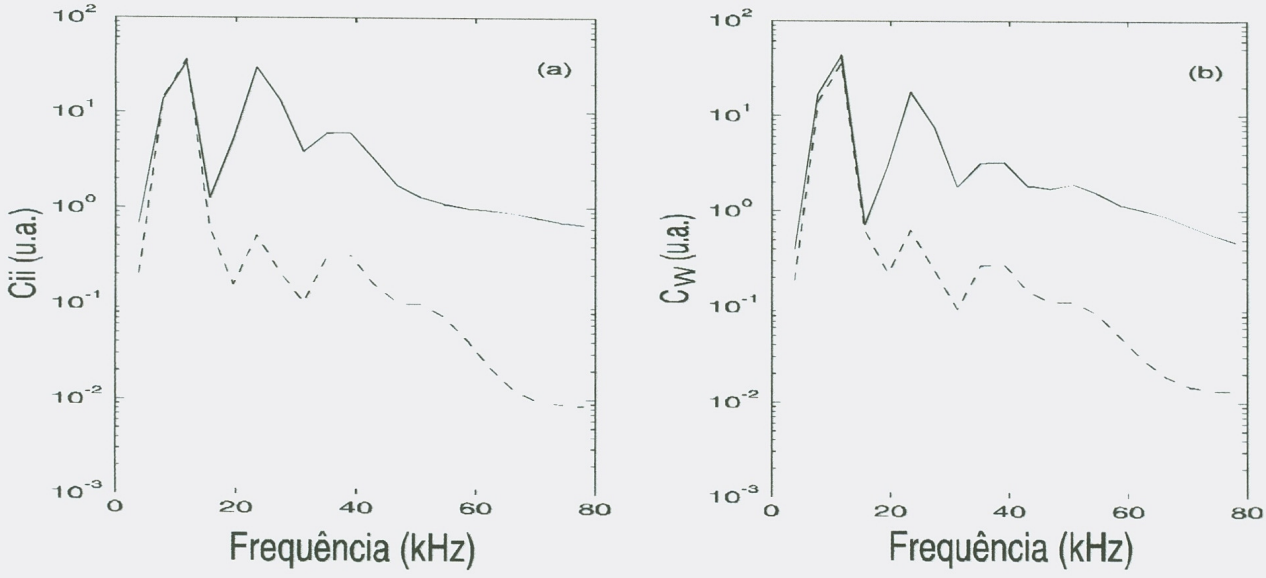

Fig 4.1- Superposição dos espectros das flutuações da corrente de saturação de íons para o 3° intervalo de tempo (1,024 ms) para B=0,04 T (- - -) e B=1,00 T (——) para a posição r/a = 0,85 (a). O mesmo para as flutuações do potencial flutuante (b).

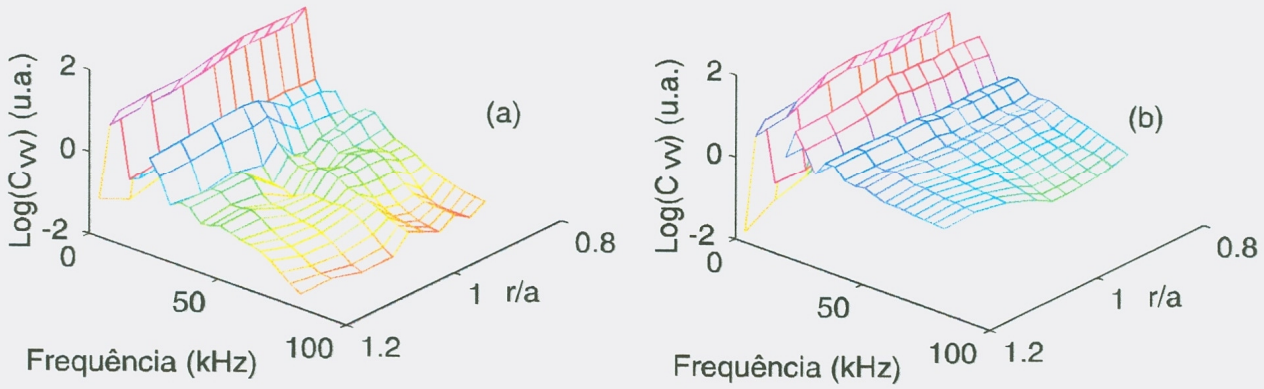

Fig 4.2-Potências espectrais para as flutuações de potencial em função da freqüência e posição radial para campos magnéticos de 0,04 T (a) e 1,00 T (b).

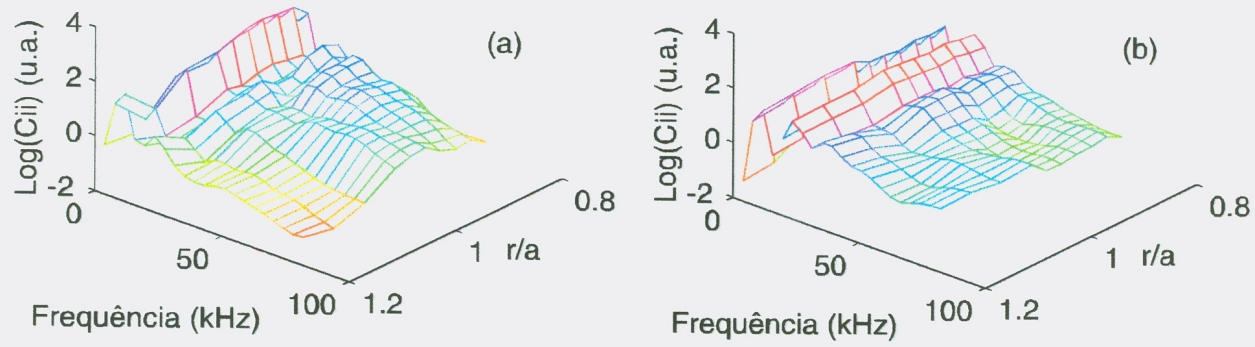

Fig 4.3- Potências espectrais para flutuações da corrente de saturação dos íons em função da freqüência e posição radial para campos magnéticos de 0,04 T (a) e 1,00 T (b).

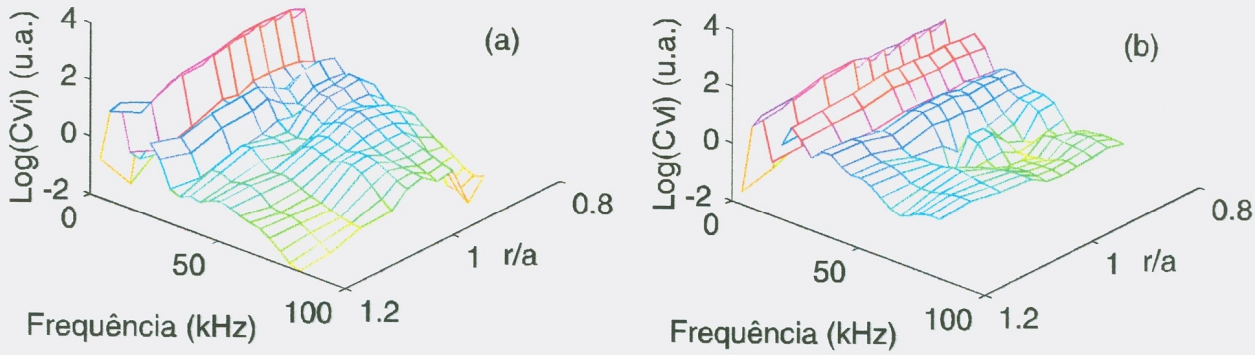

Fig 4.4 - Potências espectrais cruzadas para flutuações do potencial do plasma e corrente de saturação dos íons em função da freqüência e posição radial para campos magnéticos de 0,04 T (a) e 1,00 T (b).

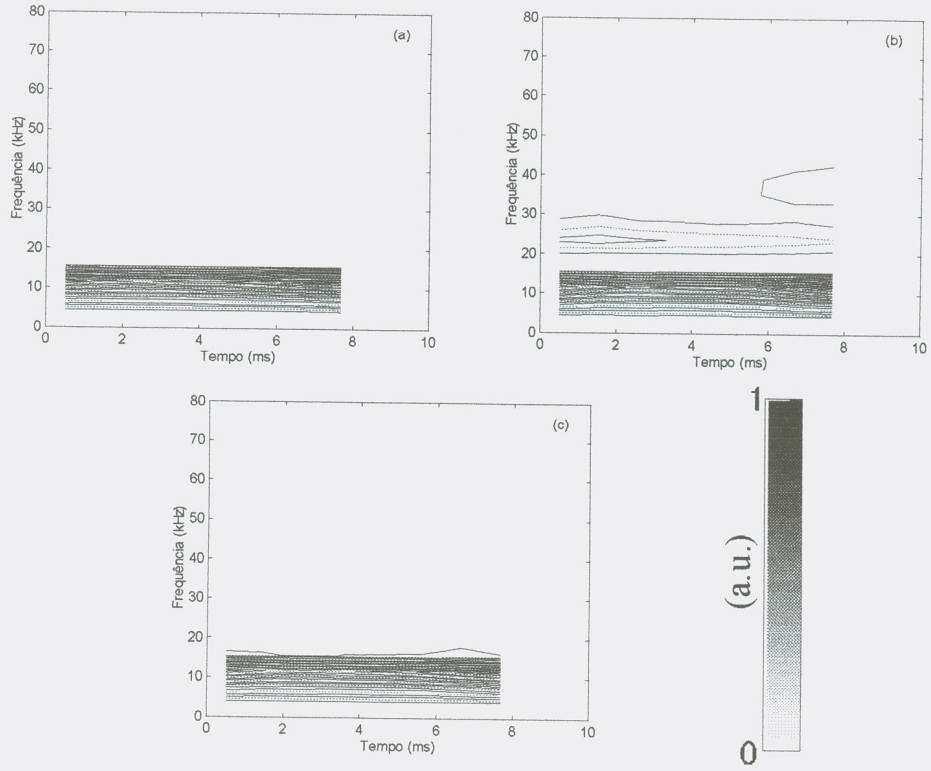

Fig 4.5- Espectro das flutuações do potencial do plasma em função do tempo (a), espectro das flutuações da corrente de saturação dos íons no tempo (b) e espectro cruzado para as duas flutuações em função do tempo (c) para o campo magnético de 0,04 T e r/a = 0,85.

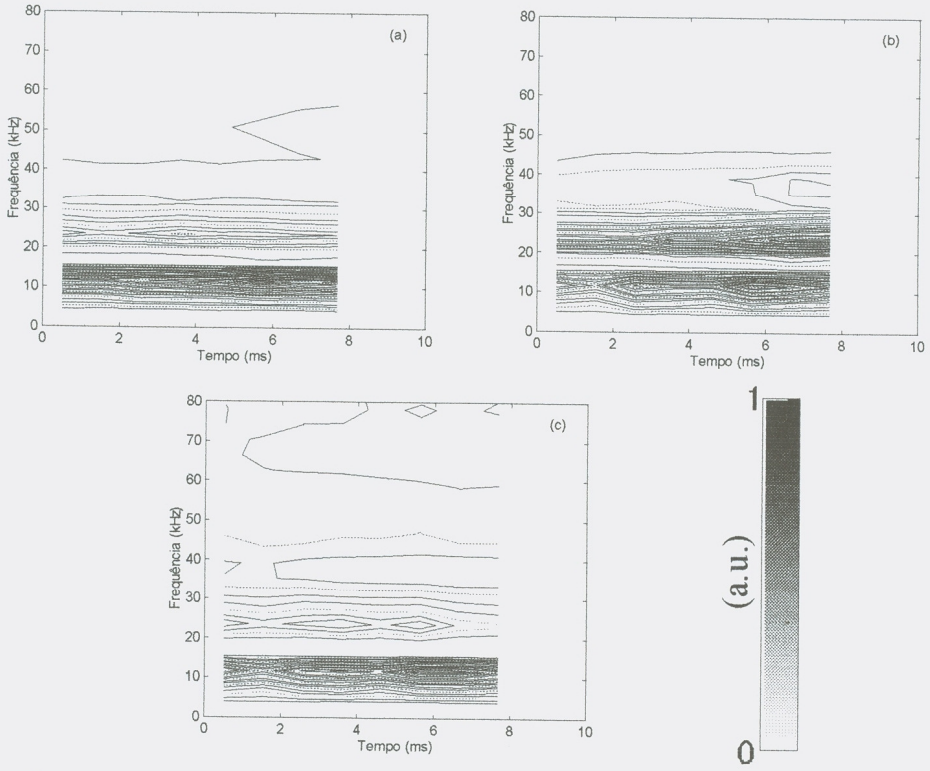

Fig 4.6 – O mesmo que a Fig. 4-5 (a,b,c) para campo magnético de 1,00 T e r/a = 0,85.

Como medimos simultaneamente as flutuações do potencial do plasma e da corrente de saturação dos íons, podemos determinar as correlações entre estas flutuações calculando o espectro de coerência linear. A Fig 4.7 (a) mostra a coerência linear média calculada para a região de maior potência espectral para os dois campos magnéticos, 0,04 T (*) e 1,00 T (o), em função da distância radial. O erro estatístico de acordo com a ref. [Mi-97] é ≅ 0,10 para as componentes de baixa freqüência. Para ambos os campos há uma alta correlação cruzada, embora haja um pequeno decréscimo para o campo de 0,04 T. A fig 4.7 (b) mostra a correlação cruzada em função da distância radial, calculada da mesma forma, para flutuações de potencial e corrente de saturação de íons, e dois campos magnéticos (0,04 T e 1,00 T). Há uma coerência significativa entre os dois tipos de flutuações somente para o campo magnético mais alto.

Para visualizar melhor o comportamento da coerência cruzada, mostramos na Fig 4.8 esta coerência em função de r/a e das várias componentes de freqüência para os dois campos aplicados.

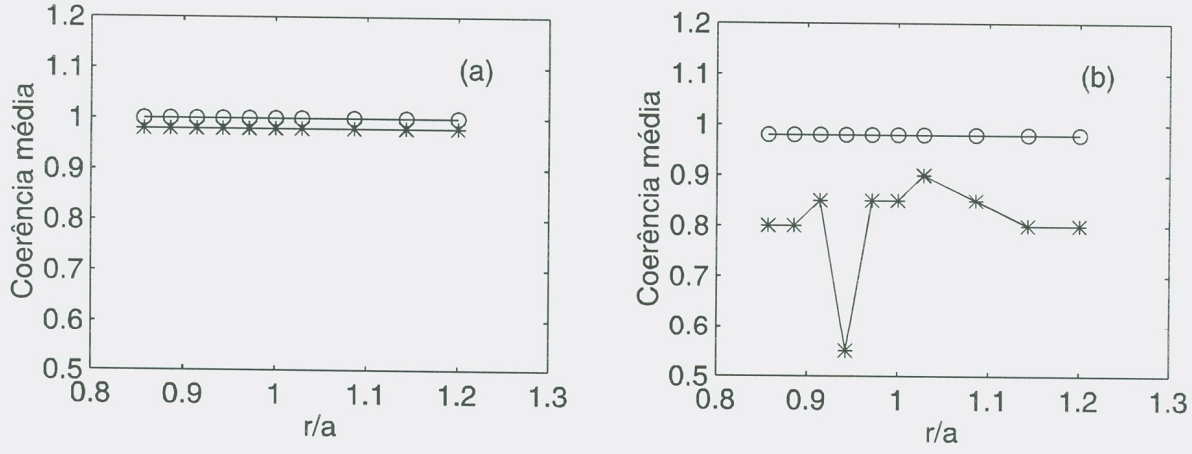

Fig 4.7 - Coerência linear média para as flutuações do potencial de plasma em função da posição radial, para campos magnéticos de 0,04 T (*) e 1,00 T (o) (a). Coerência linear entre flutuações do potencial de plasma e corrente de saturação dos íons em função da posição radial para 0,04 T (*) e 1,00 T (o) (b).

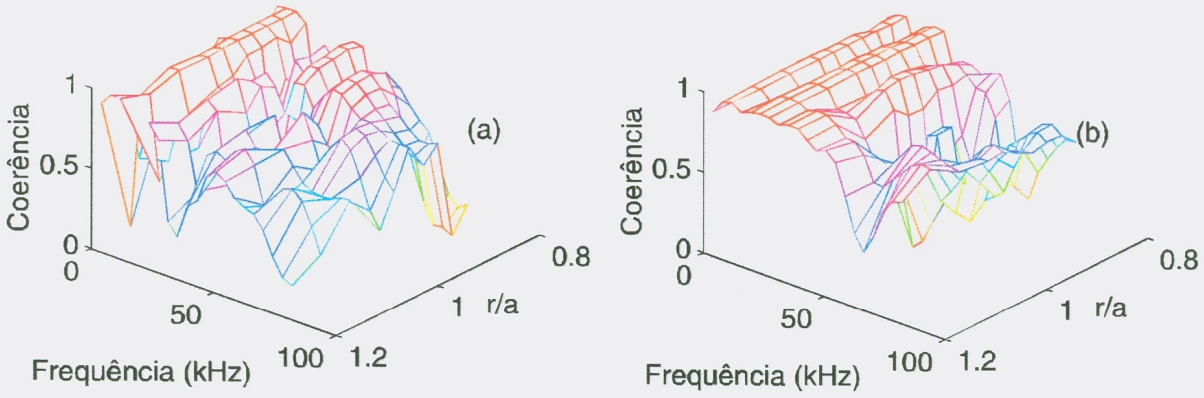

Fig 4.8 - Espectro de coerência cruzada entre flutuações do potencial de plasma e da corrente de saturação dos íons em função da posição radial, para campo magnético de 0,04 T (a) e campo magnético de 1,00 T (b).

O ângulo de fase entre as flutuações da densidade e do potencial é de aproximadamente $\pi/2$ para as flutuações medidas com o campo de 1,00 T. No caso do campo magnético mais baixo o ângulo de fase é cerca de $\pi/6$.

Calculamos para as duas sondas que medem flutuações de potencial a função espectral $S^{w}(k,f)$, para todas as posições medidas e para os dois campos aplicados. As Figs 4.9 (a) e (b) mostram as curvas de nível da função $S^{w}(k,f)$ para B=0,04 T e duas posições radiais r/a=0,85 e r/a=1,09 respectivamente onde vemos a localização bem definida da potência em número de onda e freqüência. As Fig 4.9 (c) e (d) mostram as mesmas posições, porém para o campo magnético de 1,00 T. Há um claro deslocamento do valor do número de onda além de um espalhamento da potência espectral para freqüências maiores.

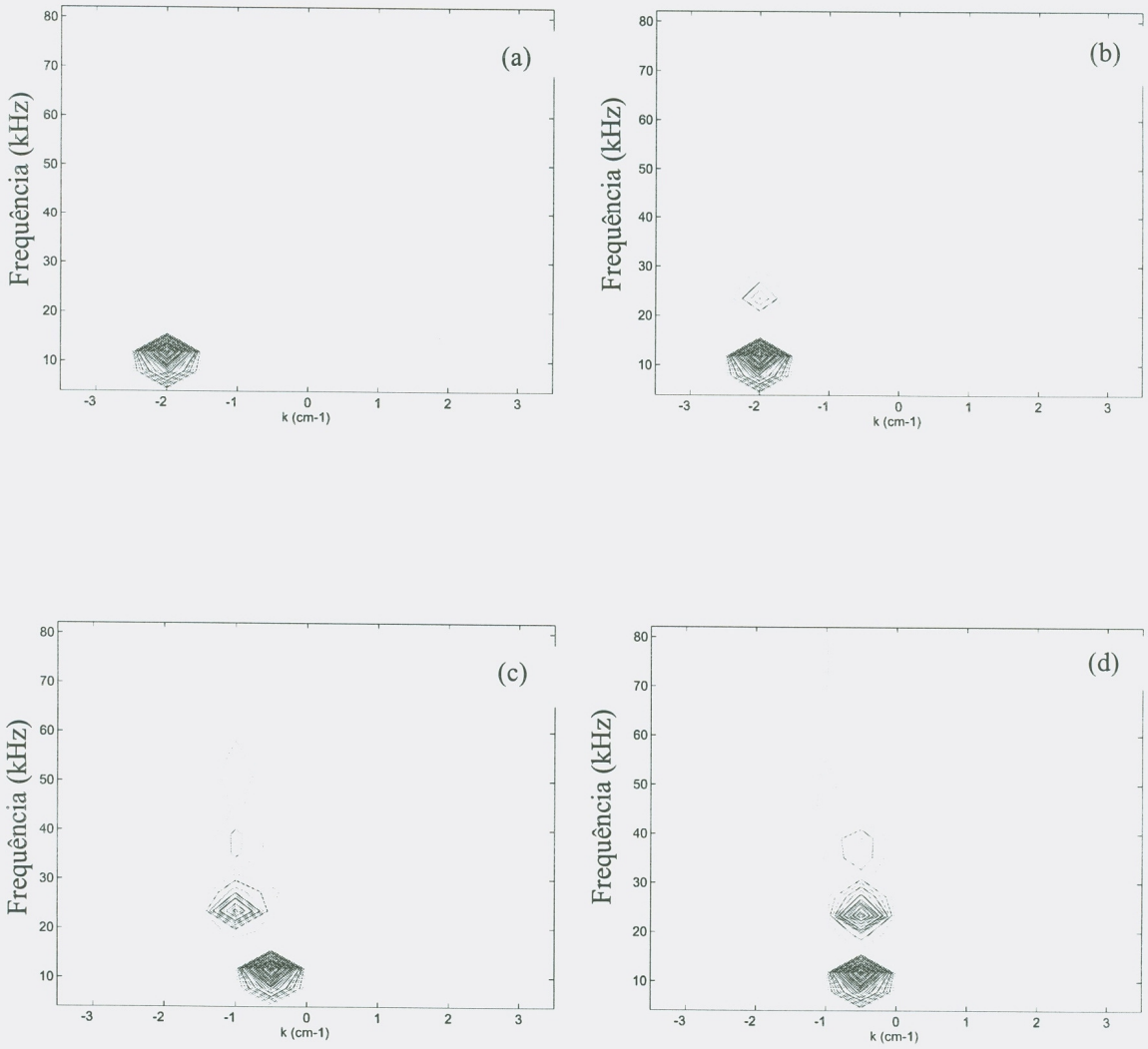

Fig 4.9 – Curvas de nível da potência espectral em função da freqüência e número de onda para as flutuações do potencial, 0,04 T, r/a=0,85 (a) e r/a=1,09 (b). O mesmo para 1,00 T, r/a=0,85 (c) e r/a=1,09 (d).

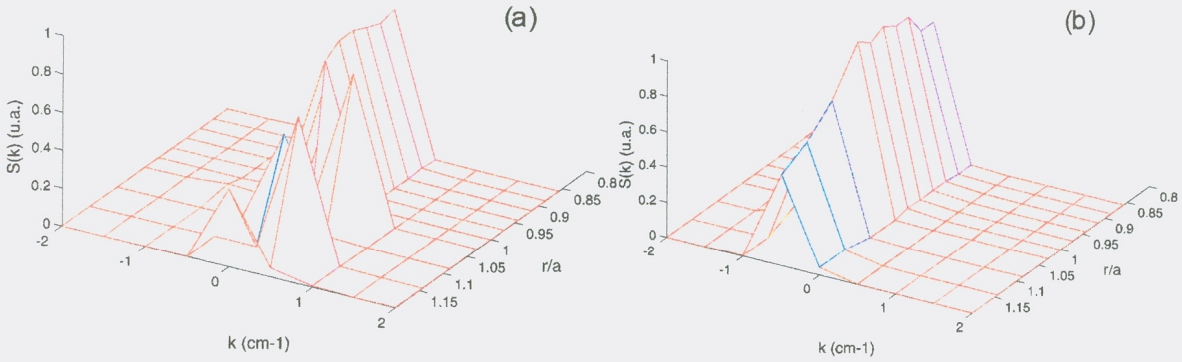

Fig 4.10 – Potência espectral em função do número de onda e posição radial, para flutuações do potencial, para campo magnético de 0,04 T (a) e 1,00 T (b).

Para visualizar estes efeitos ao longo de toda a região medida construimos a Fig 4.10 (a) e (b), onde temos a potência espectral $S^{w}(k)$ em função do número de onda e posição. Observamos um comportamento mais regular para todas as posições e mesmo número de onda para o campo de 1,00 T. A análise espectral linear aplicada às flutuações medidas mostra que com o aumento do campo magnético toroidal, são observados espectros de freqüência mais largos, portanto, componentes espectrais maiores que as injetadas no plasma são excitadas e os números de onda são deslocados

Capítulo 5

Interações não lineares com transformadas de *Wavelet*

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 extende 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 espectrais 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 permitem distinguir com eficiência os modos lineares dos modos quadráticos [Ts-93].

Os métodos tradicionais se baseiam em geral em técnicas de correlação, funções de distribuição de probabilidade e análises espectrais, todas estas envolvendo médias em tempos longos. A técnica de bicoerência com *wavelet* [Mi-95,97], utilizada neste capítulo, detecta o acoplamento de fase para dados de curto intervalo de tempo, permitindo portanto, analisar eventos de vida curta, pulsos e intermitências.

A bicoerência tradicional que se fundamenta na análise de Fourier detecta o acoplamento de fase entre oscilações. A bicoêrencia 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 biespectros e bicoerência utilizando transformada de *wavelet*. Calculamos também os biespectros e bicoerências para as grandezas medidas com a finalidade de obter informações sobre a turbulência na borda do plasma do tokamak TCABR.

5.2 - Bicoerência com transformadas de *wavelet*

Podemos analisar as interações não lineares através do cálculo das funções espectrais de maior ordem. Utilizando a análise de Fourier pudemos calcular os biespectros 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 não estacionários, pois para calcular os biespectros 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 detetar esses acoplamentos de fase, como no caso do biespectro 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 [Mi-95, 97, Jh-97].

A interação quadrática entre as escalas a_1, a_2 e a no domínio do tempo é representada pelo biespectro de *wavelet* : [Mi-95]

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

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:

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}\,, \tag{5-2}$$

desde que transformada de *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 frequências $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$.

Já vimos que na região de freqüência a transformada de *wavelet* é um sinal filtrado, com filtro $\psi_a(t-\tau)$. Consequentemente, o sinal do produto triplo do integrando da equação (5-1) depende das fases do sinal transformado com *wavelet* no domínio espectral de Fourier. 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. $B(f_1,f_2)$ 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 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 autobiespectro podemos definir o biespectro cruzado entre dois sinais $x(t)$ e $y(t)$ como:

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

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

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

O espectro de bicoerência é um biespectro 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:

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

Na equação (5-4), já substituimos as escalas a, diretamente pelas frequencias, 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) 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 a 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, usando transformada de Fourier [Ts-93] exceto no seguinte: 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, 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 dados não estacionários.

A bicoerência cruzada é o biespectro cruzado normalizado e de maneira análoga à autobicoerência é dado por:

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

O espectro de bicoerência pode ser graficado no espaço correspondente de frequências (f_1, f_2) [veja Apêndice E para simetria do biespectro]. As freqüência 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 frequencias 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 $(-f_1, -f_2)$. Onde f_m é a maior freqüência admissível para a *wavelet* utilizada, 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:

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

onde s é o número de elementos da soma.

De forma semelhante a bicoerência total é definida com

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

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 de *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. Eles 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 de 0 a 1 MHz para dados selecionados para oito intervalos de tempo sucessivos de 1,02 ms.

Para caracterizar a confiabilidade de 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 a média. No nosso caso, porém, a média é feita para termos consecutivos dos integrandos nas equações (5-1) e (5-4) [Mi-95]. O número de componentes independentes de *wavelet* pode ser aproximado por n/a onde n é o número de pontos para a média a é o parâmetro de escala. Para tripletos de escala a_1, a_2 e $|a_1+a_2|$, o erro é aproximadamente igual a $M(a)/n$, onde $M(a)=\max(a_1, a_2, |a_1+a_2|)$ é o máximo dos tripletos de escala .

Considerando as frequências, o limite superior do erro estatístico é dado por: [Mi-95]

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

onde min(----) indica o valor mínimo da freqüência do tripleto considerado. O erro portanto, depende da freqüência. Para escalas grandes (baixas frequencias) , 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 - Acoplamentos quadráticos.

Para o cálculo dos acoplamentos quadráticos analisamos os dados das flutuações do potêncial do plasma e corrente de saturação de íons na região da borda do tokamak TCABR, para duas posições r/a = 0,85 e r/a = 1,00 e para os campos magnéticos aplicados de 0,04 T e 1,00 T. Para examinar o comportamento temporal das flutuações, dividimos os dados em oito intervalos consecutivos de 1024 pontos, ou seja, para intervalos de tempo de 1,02 ms, obtivemos a autobicoerência e a soma da bicoerência para cada um destes intervalos, assim como a bicoerência total. Como já foi citado, a nossa freqüência de amostragem é 1 MHz, as bicoerências são então calculadas com uma cela de frequência de 3,9 kHz.

No nosso caso, a região delimitada por $0 < f_1 < 80$ kHz e -80 kHz $< f_2 < 0$ é a região de diferenças de interações e a região delimitada por $0 < f_1 < 80$ kHz e $0 < f_2 < 80$ kHz é a região das interações somadas.

Para flutuações medidas para o campo magnético de 0,04 T, observamos acoplamento quadrático entre frequências baixas. No caso do campo de 1,00 T temos acoplamentos não lineares entre frequências baixas e frequências mais altas, embora persista o acoplamento quadrático entre frequências baixas como obtido para o campo magnético menor.

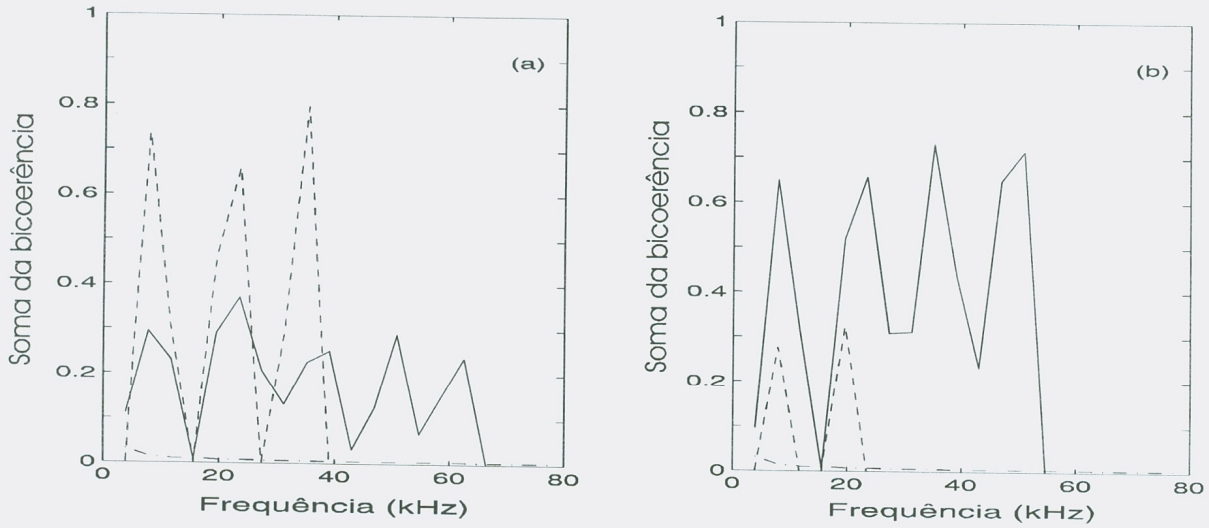

Fig 5-1 Soma da bicoerência para flutuações de corrente de saturação dos íons para campos magnéticos de 0,04 T (- - -) e 1,00 T (—) e intervalo de tempo de 1,02 ms (a). Soma da bicoerência para flutuações do potêncial do plasma para os mesmos campos magnéticos e intervalo de tempo (b). A linha ponto-traço corresponde ao erro estatístico para a grade de frequência escolhida

Na Fig 5-1a temos a superposição da soma da autobicoerência para corrente de saturação de íons, foi escolhido o terceiro intervalo de tempo e a posição mais interna no plasma, r/a = 0,85, e campos magnéticos 0.04 T (---) e 1,00 T (—) respectivamente. Os outros intervalos de tempo apresentam o mesmo comportamento. Na figura observa-se claramente o acoplamento quadrático em freqüência baixas para 0,04 T. A linha ponto-traço corresponde ao erro estatístico. A fig 5-1 (b) mostra o mesmo para as flutuações de potêncial. O comportamento da soma da bicoerência é o mesmo para as flutuações da corrente de saturação dos íons e do potêncial, vemos o aparecimento de componentes de frequencias maiores para campo de 1,00 T. Observamos que, para as flutuações do potêncial, os acoplamentos quadráticos são mais pronunciados para 1,00 T. Se

comparamos estes gráficos, com os correspondentes superposições de espectros lineares, para a mesma posição e intervalo de tempo da Fig 4-1 do capítulo anterior o aparecimento do acoplamento quadrático a frequências mais altas surge consistentemente com o aumento da potência nas mesmas regiões de frequência para campo de 1,00 T.

Para observar a existência de intermitência para as flutuações medidas, calculamos a bicoerência total para os oito intervalos de tempo escolhidos.

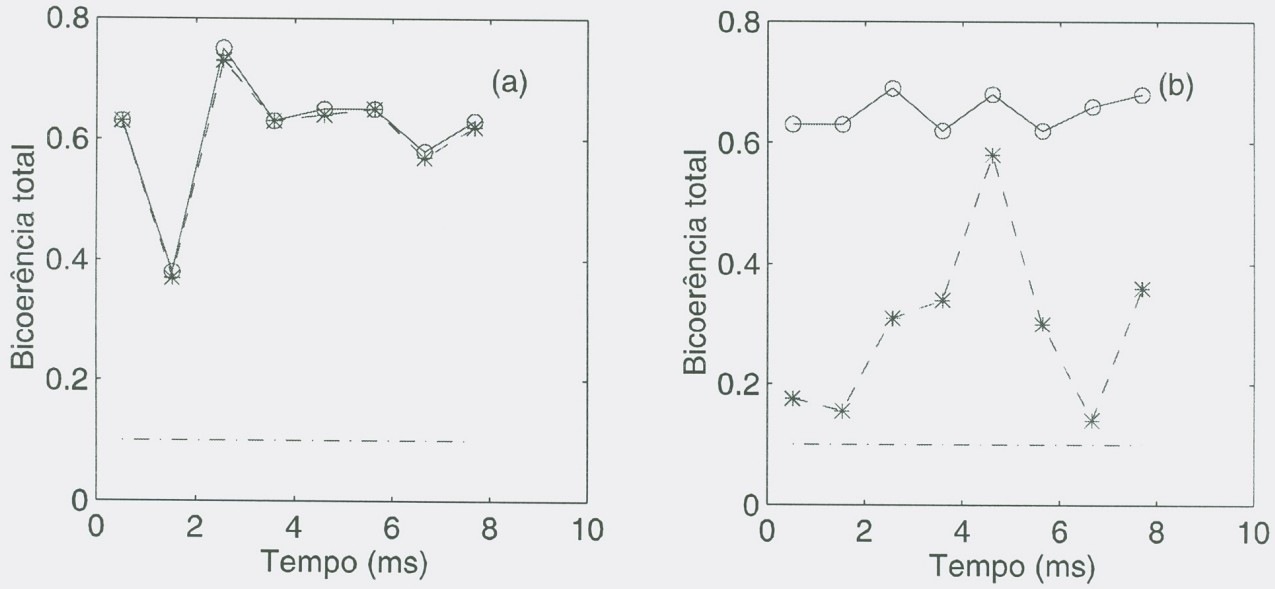

*Fig 5-2 Bicoerência total em função do tempo para as flutuações de corrente da saturação dos íons para campos magnéticos de 0,04 T (- - - , *) e 1,00 T (— , o) (a). O mesmo para flutuações do potêncial de plasma (b). A linha traço-ponto corresponde ao erro estatístico máximo.*

Na Fig. 5-2 (a) temos a superposição da bicoerência total para flutuações da corrente de saturação dos íons para dois campos magnéticos em função do tempo para a posição mais interna do plasma r/a = 0,85 cm. A figura 5-2 (b) mostra a bicoerência total para as flutuações de potêncial para os dois campos. Neste caso há uma dependência temporal acentuada para o campo magnético mais baixo. A linha tracejada corresponde ao erro estatistico máximo que pode ser cometido. Para a corrente de saturação de íons o comportamento da bicoerência total é o mesmo para os dois campos aplicados, mostrando dependência temporal apenas para os primeiros intervalos de tempo e sugerindo uma maior

turbulência destas flutuações. Para o potêncial o comportamento é totalmente diferente para os dois campos. Acentuada dependência temporal para o campo magnético baixo e acoplamentos quadráticos estáveis para todos os intervalos de tempo estudados, para o campo magnético de 1,00 T.

Para estudarmos a influência do campo magnético de 1,00 T em posições diferentes do plasma, calculamos as bicoerências totais para as duas flutuações medidas em duas posições radiais.

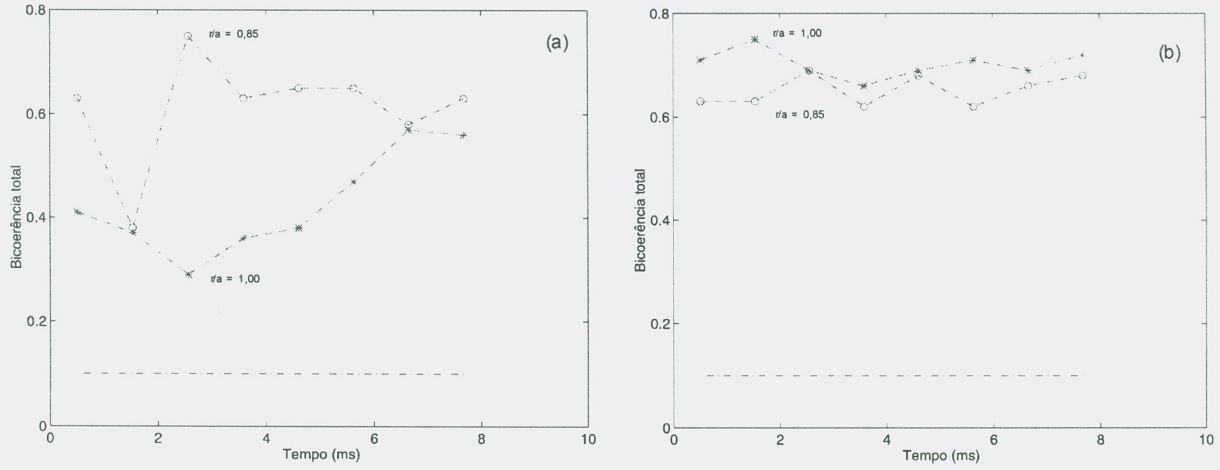

Fig. 5-3 Bicoerência total para a corrente de saturação dos íons para campo magnético constante de 1,00 T, para medidas em duas posições diferentes no interior da borda do plasma r/a = 0,85 (o) e r/a = 1,00 (*) (a). O mesmo para flutuações do potêncial de plasma (b). A linha traço-ponto corresponde ao erro estatístico máximo.

A Fig 5-3 (a) mostra a superposição da bicoerência total para corrente de saturação de íons e campo magnético de 1,00 T para r/a = 0,85 e para r/a = 1,00. A Fig. 5-3 (b) mostra o mesmo para flutuação de potêncial. Na figura a linha pontilhada corresponde ao

erro estatístico máximo. Para corrente de saturação dos íons os acoplamentos quadráticos são maiores e mais dependentes do tempo para as posições mais internas do plasma. Para as flutuações do potêncial, diminui a variação no tempo e apresenta valores do acoplamento quadrático semelhantes, tanto para posições internas quanto no limitador.

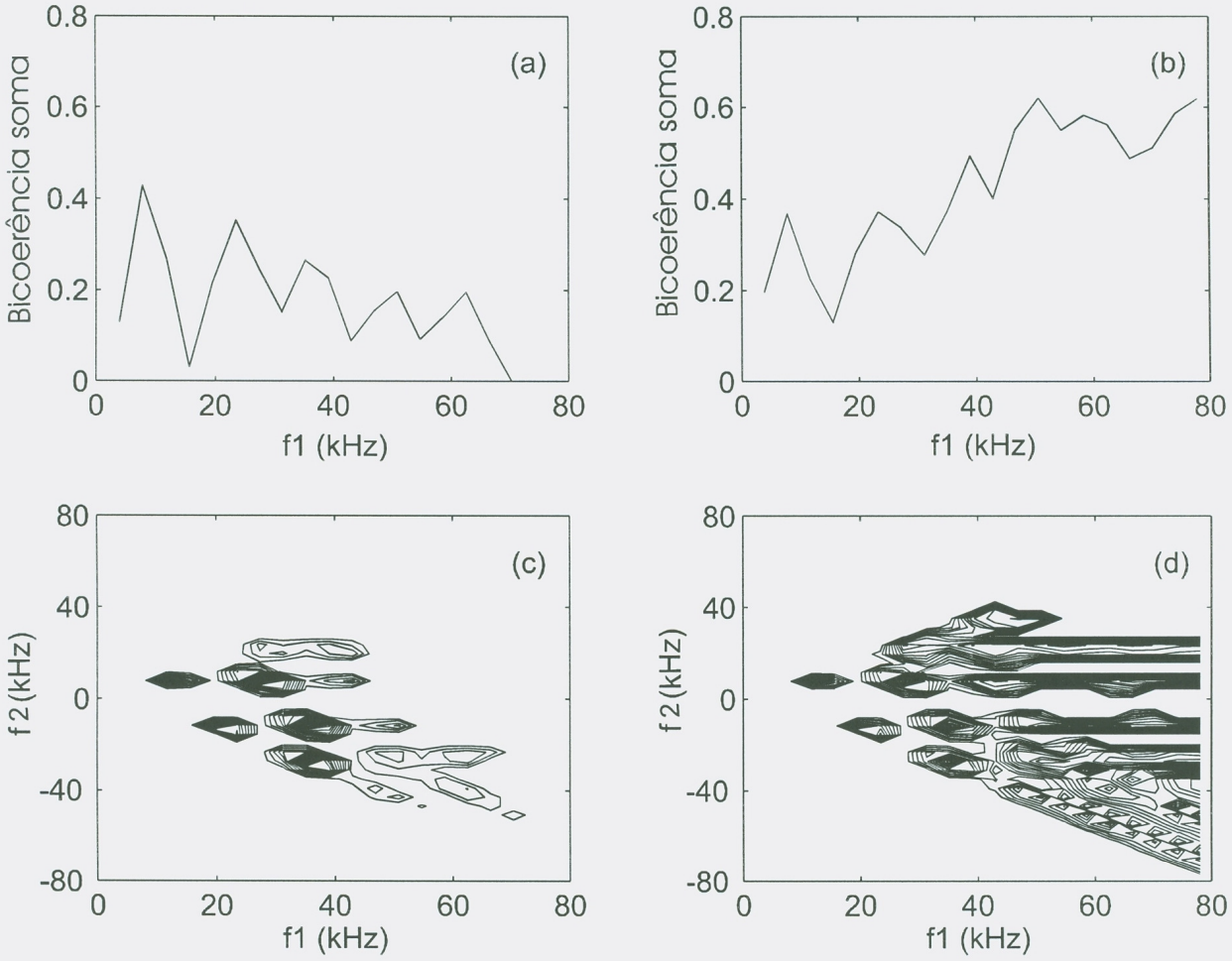

Fig. 5-4 Soma da bicoerência para corrente de saturação de íons, para uma mesma posição r/a = 1,00, campo magnético de 1,00 T, para os intervalos de tempo ≅ (2,04 – 3,06 ms) e (7,17 – 8,19 ms), (a) e (b) respectivamente. As figuras (c) e (d) são as curvas de nível da bicoerência para as mesmas flutuações e intervalos de tempo citados.

As frequências mais altas são responsáveis pelo aumento da bicoerência. Isto pode ser observado nas Figs 5-4 (a) e (b) onde temos a soma da bicoerência da corrente de saturação de íons para r/a = 1,00 e campo magnético de 1,00 T e para intervalos de tempo (2,04 – 3,06 ms) e (7,17 – 8,19 ms) . Para o intervalo de tempo (7,17 – 8,19 ms) , o

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3288

incremento do acoplamento quadrático é devido essencialmente a frequências maiores do que 40 kHz. As Figs 5-4 (c) e (d) correspondem às curvas de nível para as bicoerências dos intervalos de tempo citados. Como se pode observar a figura (d) mostra a influência das frequências mais altas no acoplamento quadrático. O erro estatístico é o mesmo para todos os gráficos de soma da bicoerência uma vez que depende da grade de frequência escolhida para o cálculo e é igual ao mostrado nas Figs 5-1 (a) e (b).

Para estimar a influência do campo magnético, calculamos para a corrente de saturação de íons, na mesma posição e campo magnético de 0,04 T, a soma da bicoerência para os mesmos intervalos de tempo (2,04 – 3,06 ms) e (7,17 – 8,19 ms). A Fig 5-5 mostra as somas das bicoerências (a) e (b) e curvas de nível das bicoerências (c) e (d), para o campo magnético e intervalos de tempo citados.

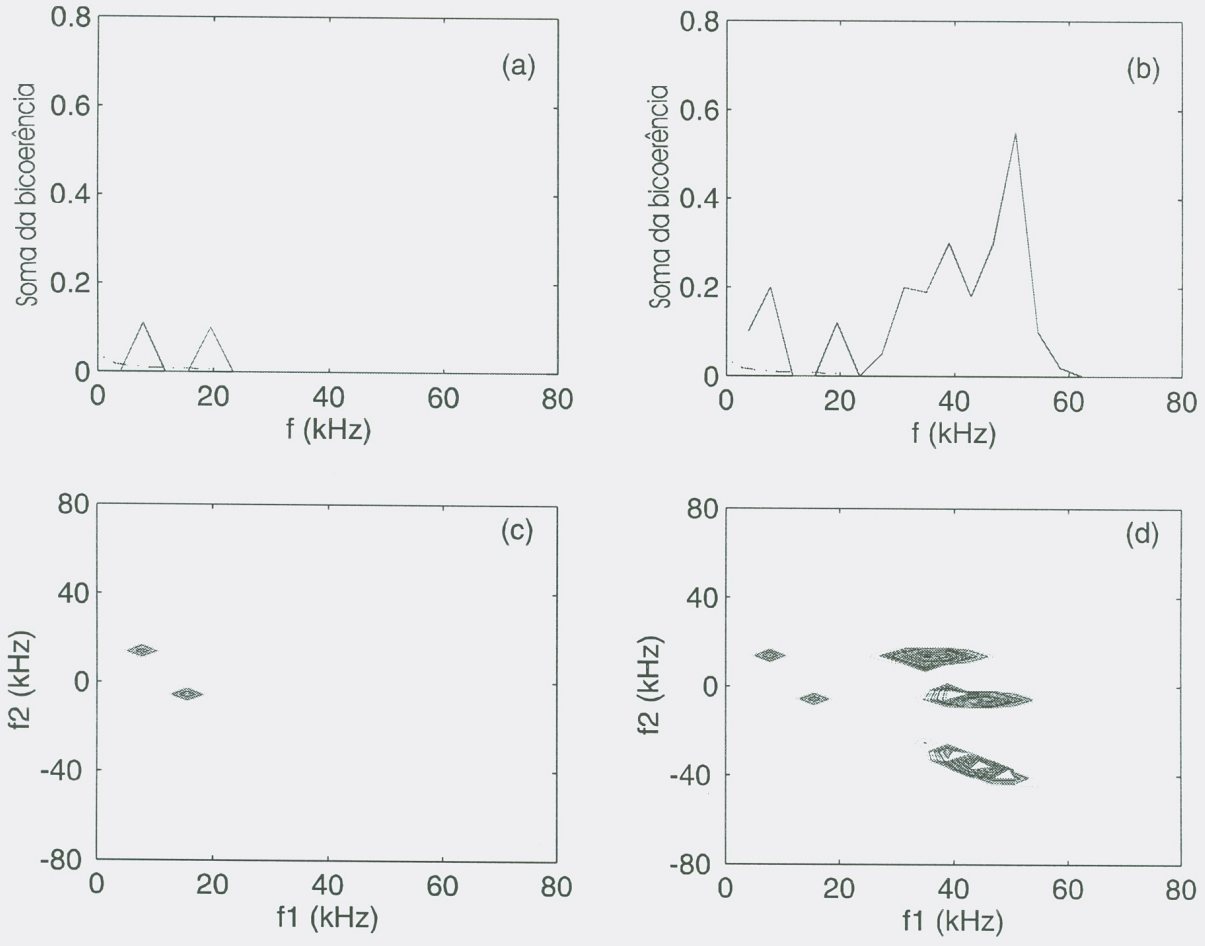

Fig 5-5 Soma da bicoerência para corrente de saturação de íons, para uma mesma posição r/a = 1,00, campo magnético de 0,04 T, para os intervalos de tempo ≅ (2,04 – 3,06 ms) e (7,17 – 8,19 ms), (a) e (b) respectivamente. As figuras (c) e (d) são as curvas de nível da bicoerência para as mesmas flutuações e intervalos de tempo citados. As linhas pontilhadas en (a) e(b) correspondem ao erro estatístico da soma da bicoerência.

Embora para o caso do último intervalo de tempo Fig. 5-5 (b) e (d) tenhamos acoplamentos para frequências maiores o efeito é muito menor que para o campo de 1,00 T, o que indica a introdução de turbulência pela aplicação de um campo magnético mais intenso.

Para ver o grau de correlação entre flutuações de potêncial e de corrente de saturação de íons calculamos a bicoerência total cruzada para estes dados, novamente para as mesmas posições e para os dois campos magnéticos. A bicoerência cruzada é maior para posição mais internas do plasma.

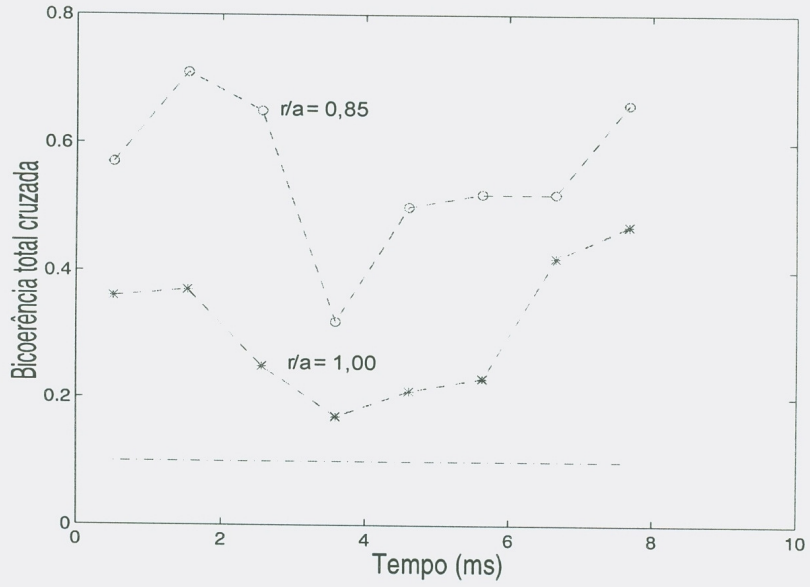

Fig. 5-6 Bicoerência total cruzada entre flutuações de potêncial e corrente de saturação dos íons para r/a = 0,85 (o) e r/a = 1,00 (*) para o campo magnético de 0,04 T. A linha pontinhada corresponde ao erro estatístico máximo.

Na figura 5-6 mostramos a bicoerência cruzada total para r/a = 0,85 (o) e r/a = 1,00 para 0,04 T. Nota-se uma dependência temporal pronunciada para as duas posições, mas acoplamentos quadráticos maiores para posições mais internas à borda do plasma.

Na figura 5-4 mostramos que, para um determinado sinal, as frequências mais altas são responsáveis pelo aumento da bicoerência. Para ver se este efeito aparece também em dois sinais de natureza diferente, mostramos na fig 5-7 (a) e (b) a bicoerência soma para os sinais de potência e corrente de saturação de íons, intervalos de tempo (2,04 - 3,06 ms) e (7,17 - 8,19 ms) respectivamente e r/a = 0,85. As figuras 5-7 (c) e (d) mostram as curvas de nível para a bicoerência. Os picos da soma da bicoerência podem ser identificados nestas figuras. No caso do cruzamento de sinais a influência das frequências mais altas não é tão pronunciada como no caso dos acoplamentos quadráticos entre modos de um mesmo sinal.

Os cálculos feitos mostram que para o campo magnético de 1,00 T há acoplamentos não lineares pronunciados para ambas posições. Os modos estão em frequências baixas e médias. Os acoplamentos são mais intensos na região de diferença de frequências.

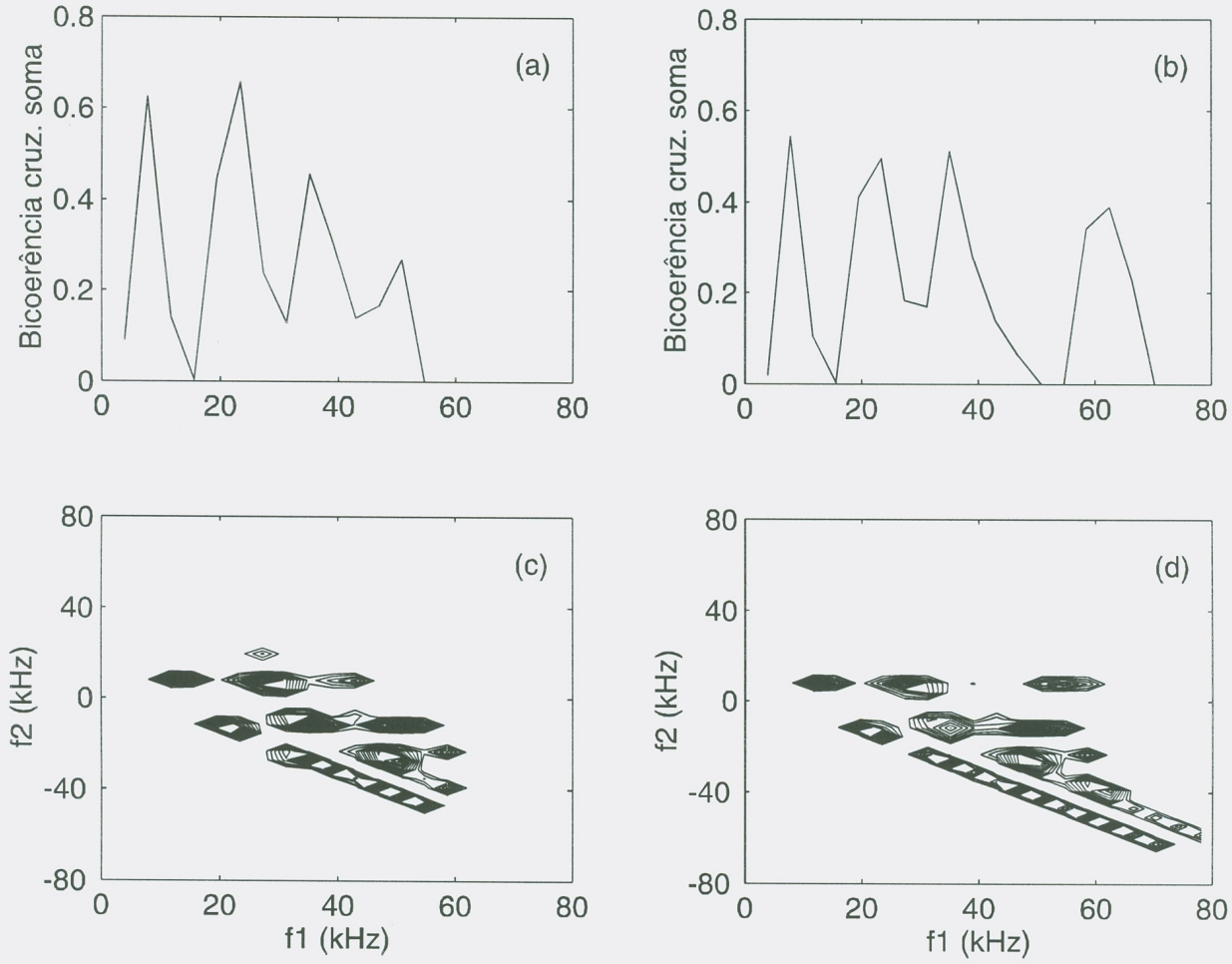

Fig. 5-7 Soma da bicoerência cruzada entre as flutuações do potêncial de plasma e a corrente de saturação dos íons com campo magnético de 1,00 T, r/a = 0,85, para intervalo de tempo ≅ (2,04 - 3,06 ms) e (7,17 - 8,19 ms), (a) e (b), respectivamente. Curvas de nível da bicoerência cruzada para os mesmos intervalos de tempo, (c) e (d).

Os resultados obtidos mostram interações não lineares relevantes para ambos tipos de flutuações. Os acoplamentos não lineares são significativos perto das harmônicas da frequência geradora, e também para acoplamentos entre a frequência geradora e ondas de frequência não harmônica. A bicoerência total para diferentes intervalos de tempo, evidência de intermitência turbulenta em ambas flutuações. O cruzamento das flutuações mostra que existe uma correlação não linear entre os dois tipos de sinais.

Capítulo 6

Conclusões e desenvolvimento futuro

Nesta dissertação é enfatizado o aspecto instrumental do trabalho desenvolvido. Por outro lado, esse trabalho se insere em um projeto mais longo sobre a turbulência do plasma no tokamak TCABR. Mesmo assim, uma vez que o sistema desenvolvido está funcionando satisfatoriamente, foi possível investigar o surgimento da turbulência num plasma confinado, no TCABR, para preionização.

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

O sistema mecânico do conjunto das sondas pode ser movimentado com velocidades de varredura radiais suficientemente rápidas (em comparação com a duração dos pulsos da máquina), permitindo, em uma única descarga, medidas em diferentes posições radiais. Esse sistema foi desenhado para condições de alto vácuo e atinge rapidamente pressões abaixo de 10^{-4} Pa. Foram também tomados cuidados especiais para evitar a contaminação com impurezas devido à interação plasma-sonda. Além disso, foi desenvolvido um dispositivo separado de vácuo, envolvendo o conjunto das sondas, para que esse conjunto possa ser removido, para eventuais reparos e posterior reinstalação, sem afetar o vácuo principal do tokamak.

Os circuitos eletrônicos necessários para as medidas foram adaptados, testados e calibrados de maneira a compatibilizar o sistema de diagnóstico desenvolvido ao sistema de aquisição de dados. Os programas computacionais para a análise dos dados foram adaptados de trabalhos anteriores [He-99].

Nesta dissertação investigamos um plasma criado por um oscilador de rádiofreqüência, usado para a preionização do plasma no TCABR. Esse plasma era confinado por um campo magnético na direção toroidal. Na experiência descrita usamos duas intensidades para esse campo.

Com o diagnóstico desenvolvido medimos os perfis radiais da temperatura e da densidade eletrônicas e do potêncial do plasma, para $0,85 < r/a < 1,20$, na borda do plasma (região mais interna) e na sombra do limitador (região mais externa). Esses perfis dependem da intensidade do campo magnético confinante. Para o campo magnético menos intenso observamos perfis aproximadamente uniformes. Entretanto, para o campo magnético mais intenso, observamos gradientes radiais acentuados para a temperatura, densidade e potêncial do plasma na região da sombra do limitador e um perfil aproximadamente uniforme apenas na borda do plasma. Portanto, para o campo magnético mais intenso o confinamento é melhor, com densidades e temperaturas mais altas na borda do plasma e uma queda acentuada na sombra do limitador.

Para o campo magnético menos intenso, mesmo sendo os perfis radiais aproximadamente uniformes, notamos que as temperaturas e densidades são maiores na borda do plasma próxima ao limitador. Isso poderia ser devido à produção de impurezas causadas pelo contato do plasma com o limitador ou pela absorção da energia da onda por ele.

Simultaneamente às medidas descritas acima, medimos também, para as duas intensidades do campo magnético confinante, as flutuações do potêncial e da densidade eletrônicas na mesma região das medidas sobre o equilíbrio. Assim, pudemos analisar os perfis radiais das amplitudes das flutuações e os seus espectros de potência.

Os espectros calculados também dependem do campo magnético. Para o campo magnético menos intenso, o perfil do nível relativo da flutuação da densidade é aproximadamente uniforme ($\frac{\tilde{n}}{n} \approx 0,1$). Entretanto, para a flutuação do potêncial esse nível é uniforme apenas na borda do plasma ($\frac{e\tilde{V}}{k_B Te} \approx 0,6$) e decresce na sombra do limitador. As amplitude das oscilações são ainda maiores para o campo magnético mais intenso; além disso essas amplitudes aumentam na sombra do limitador (conforme observado em outros tokamaks [Ca-96]).

Os espectros de freqüência dessas flutuações são largos e indicam a presença de turbulência. A potência está concentrada nas freqüências menores, até 40 kHz, e decresce acentuadamente com a freqüência para valores maiores. Esses espectros dependem do campo magnético confinante e indicam a presença da turbulência no plasma. De fato, para o campo magnético mais intenso há um claro aumento da potência espectral e uma diminuição na queda da potência com a freqüência, o que evidência o aumento da turbulência.

Assim, observamos que o aumento do campo magnético melhora o confinamento, mas o decorrente gradiente de densidade na borda do plasma estabelece a condição necessária ao aumento das amplitudes das oscilações, conforme previsto teoricamente para as ondas de deriva. O ângulo de fase, $\pi/2$, entre as flutuações de densidade e do potêncial é previsto teoricamente (e observado) para as ondas de deriva [Wo-90]. Por outro lado, independente da intensidade do campo magnético, as flutuações observadas contrariam a condição de adiabaticidade ($\frac{\tilde{n}}{n} \approx \frac{e\tilde{V}}{k_B Te}$), admitida em vários modelos teóricos propostos sobre o surgimento da turbulência no plasma associada à instabilidade das ondas de deriva [Wo-90].

Os espectros variam com o tempo para o campo magnético mais intenso. 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 [Mi-95, 97]. Essa variação temporal tem sido observada em outros tokamaks [He-99] e constitui um indício de intermitência na turbulência observada. Isso poderia indicar uma transição no tipo de confinamento do plasma, conforme as transiçoes intermitentes observadas no surgimento da turbulência em fluidos [Fer-94].

Apesar da turbulência temos coêrencia linear alta mesmo para freqüências mais altas, isto indica um regime de turbulência fraca, mesmo para o campo magnético mais intenso. Estes resultados sugerem que, se tivessemos condições de aumentar a intensidade do campo, poderiamos obter plasmas ainda mais turbulentos. Observações similares foram feitas no tubo de descarga toroidal Thorello, para um plasma de densidade e temperatura baixas [Ric-97]. Nesse trabalho, foi observado o aumento da turbulência com o campo magnético.

Além dos resultados já descritos neste trabalho, analisamos também os acoplamentos não lineares nas flutuações medidas. Para as medidas com campo magnético menos intenso, observamos acoplamentos quadráticos apenas entre oscilações com freqüências baixas. Entretanto, para o campo magnético mais intenso, há acoplamentos quadráticos

também 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. Pelo acoplamento observado, a energia recebida do oscilador de rádio freqüência e propagando-se no plasma com freqüências menores, próximas da freqüência do oscilador, seria transferida às oscilações com freqüências mais altas. Os acoplamentos observados variam no tempo o que confirma os indícios de intermitência mencionados anteriormente.

Importante para a futura interpretação teórica dessa turbulência é o acoplamento quadrático observado entre as flutuações da densidade e do potêncial. Nesses espectros de bicoerência cruzada são observadas estruturas na distribuição de potência. Essas estruturas são apresentadas na referência [Mi-95, Jh-97] em associação à propagação de estruturas coerentes no plasma.

Os resultados obtidos reforçam o fato de que mesmo as sondas eletrostáticas sendo usadas como diagnósticos de rotina, na física de plasmas, elas ainda fornecem informações, sobre os parâmetros do plasma, importantes do ponto de vista teórico e experimental.

O equipamento de diagnóstico desenvolvido será 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 o projeto de pesquisa a ser desenvolvido nesse tokamak. Recentemente foi proposto um mecanismo teórico para a atenuação da turbulência do plasma do tokamak através da injeção de ondas de rádio, na região de Alfvén [Tsy-98]. As ondas de Alfvén induziriam, num intervalo radial limitado, uma componente radial do campo elétrico com grande cizalhamento radial e fluxo de velocidade na direção poloidal. Com isso, ocorreria o surgimento de pequenos vórtices, que reduziriam a intensidade das oscilações turbulentas e diminuiriam o transporte anômalo na região de absorção das ondas. Esse mecanismo estabilizador poderia ser usado como uma forma de controlar o transporte e melhorar o confinamento do plasma. A dependência não linear do transporte com a freqüência da onda injetada, prevista na referência [Tsy-98], poderá também ser verificada diretamente dos dados medidos com o nosso sistema de sondas.

Pretendemos ainda desenvolver uma sonda de íons, capaz de medir a densidade e a temperatura dos íons, complementando as informações sobre os elétrons que podem se obtidas com o sistema já desenvolvido. Essas sondas complementarão os diagnósticos utilizados para verificar a melhora do confinamento do plasma sob a ação de ondas de Alfvén.

Referências

[As-95] N. Asakura, S. Tsuji-lio, Y. Ikeda, Y. Neyatani, and M. Seki, Rev. Sci. Instrum. **66**, 5428 (1995).

[Be-82] J. M. Beall, Y. C. Kim and E. J. Powers, Journal of Applied Phys. **53**, 3933 (1982).

[Br-97] N. Bretz, Rev. Sci. Instrum. **68**, 2927 (1997).

[Ca-96] R. M. Castro, M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, R. P. da Silva, Z. A. Brasilio, I. C. Nascimento, Phys. Plasmas **3**, 971 (1996).

[Cam-96] S. J. Camargo, B. D. Scott and D. Biskamp, Phys. Plasmas **3**, 3912 (1996).

[Ca-97] R. M. Castro, M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, R. P. da Silva, Z. A. Brasilio, I. C. Nascimento, Phys. Plasmas **4**, 329 (1997).

[Ch-74] F. F. Chen, *Introdution to Plasma Phys.*, Plenum Press, N.Y. (1974).

[Ch-75] F. F. Chen, R. H. Huddleston and S. Leonarê, *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic, New York, (1975).

[Ch-92] C. Chui: *An Introdution to Wavelets*, Academic, New York, (1992).

[El-97] A. G. Elfimov, R. O. Galvão, I. C. Nascimento and G. Amarante Segundo, Plasma Phys. and Controlled Fusion, **39**, 1551 (1997).

[Fe-98] A. A. Ferreira, M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, F. T. Degasperi, Proceedings do 5° Encontro Brasileiro de Física de Plasmas, Lindoia, São Paulo, 213 (1998).

[Fe-99] A. A. Ferreira, M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, F. T. Degasperi, *Electrostatic probe vacuum system for TCABR tokamak,* aceito para publicação na Rev. Bras. de Aplicações de Vácuo.

[Fer-94] N. Fielder-Ferrara, C. P. C. do Prado, *Caos, uma introdução*, Ed. Edgard Blücher, (1994).

[He-99] M. V. A. P. Heller, Z. A. Brasilio, I. L. Caldas, J. Stockel, J. Petrizilka, Phys. Plasmas **6**, 846 (1999).

[Jh-96] R. Jha and Y. C. Saxena, Phys. Plasmas **3**, 2979 (1996).

[Jh-97] R. Jha, S. K. Mattoo, and Y. C. Saxena, Phys. Plasmas **4**, 2982 (1997).

[Le-84] T. Levinson, J. M. Beall, E. J. Powers and R. D. Bengtson, Nuclear Fusion **24**, 527 (1984).

[Li-85] P.C. Liewer, Nuclear Fusion **25**, 543 (1985).

[Ma-94] G. F. Matthews, Plasma Phys. and Controlled Fusion, **36**, 1595 (1994).

[Mi-95] B. Ph. Van Milligen, E. Sánches, T. Estrada, C. Hidalgo, B. Brañas, B. Carreras and L.Garcia, Phys. Plasmas **2**, 3017 (1995).

[Mi-97] B. Ph. Van Milligen, C. Hidalgo, E. Sánches, M. A. Pedrosa, R. Balbín, I. García-Cortés and G. R. Tynan, Rev. Sci. Instrum. **68**, 967 (1997).

[Po-90] E.J. Powers, *Polyspectral Analysis and its Applications*, University of Texas at Austin (1990).

[Ri-89] Ch. P. Ritz e outros, Phys. Rev. Lett. **62**, 1844 (1989).

[Ric-97] C. Riccardi, D. Xuantong, M. Salierno, L. Gamberale and M. Fontanesi, Phys. Plasmas, **4**, 3749, (1997).

[Sa-97] S. Santoso, E. J. Powers, R. Bengtson and A. Ouroua, Rev. Sci. Instrum. **68**, 898 (1997).

[Si-89] R. P. da Silva, *Transporte de partículas e Energia no Plasma do Tokamak TBR-1: Diagnósticos e Estudo Experimental*, Tese de Doutoramento, IFUSP (1989).

[St-82] P. C. Stangeby, Journal of Phys. D, Applied Phys. **15**, 1007 (1982).

[St-89] P. C. Stangeby, Vol. 2 of Plasma-Materials Interpretations, Chapter 5, Academic Press (1989).

[St-90] P. C. Stangeby and G. M. McCraken, Review Paper, Nuclear Fusion **30**, 1225 (1990).

[Ts-93] H. Y. Tsui, K. Rypdal, Ch. P. Ritz, and A. J. Wootton, Phys. Rev. Lett. **70**, 2565 (1993).

[Tsy-98] V. S. Tsypin, R. M. O. Galvão, I. C. Nascimento, A. G. Elfimov, M. Tendler, C. A. de Azevedo and A. S. de Assis, Phys. Rev. Lett., **16**, 3403 (1998).

[Va-91] G. Vayakis, *Anomalous Transport in the Tokamak Edge*, Ph. D. Thesis, Department of Engineering Science, Parks Road, Oxford (1991).

[Wa-93] F. Wagner and V. Stroh, Plasma Physics Controlled Fusion **35**, 1321 (1993).

[Wo-90] A. J. Wootton, B. A. Carreras e outros, Phys. Fluids B **2**, 2879 (1990).

Apêndice A

Detalhes mecânicos da estrutura das sondas

Este "copo" foi desenvolvido com dimensões que permitam, no futuro, utilizá-lo para outros tipos de configurações de diagnóstico. Na Fig A1(a) temos o "copo" e na (b) a base de aço onde estão colocadas as sondas.

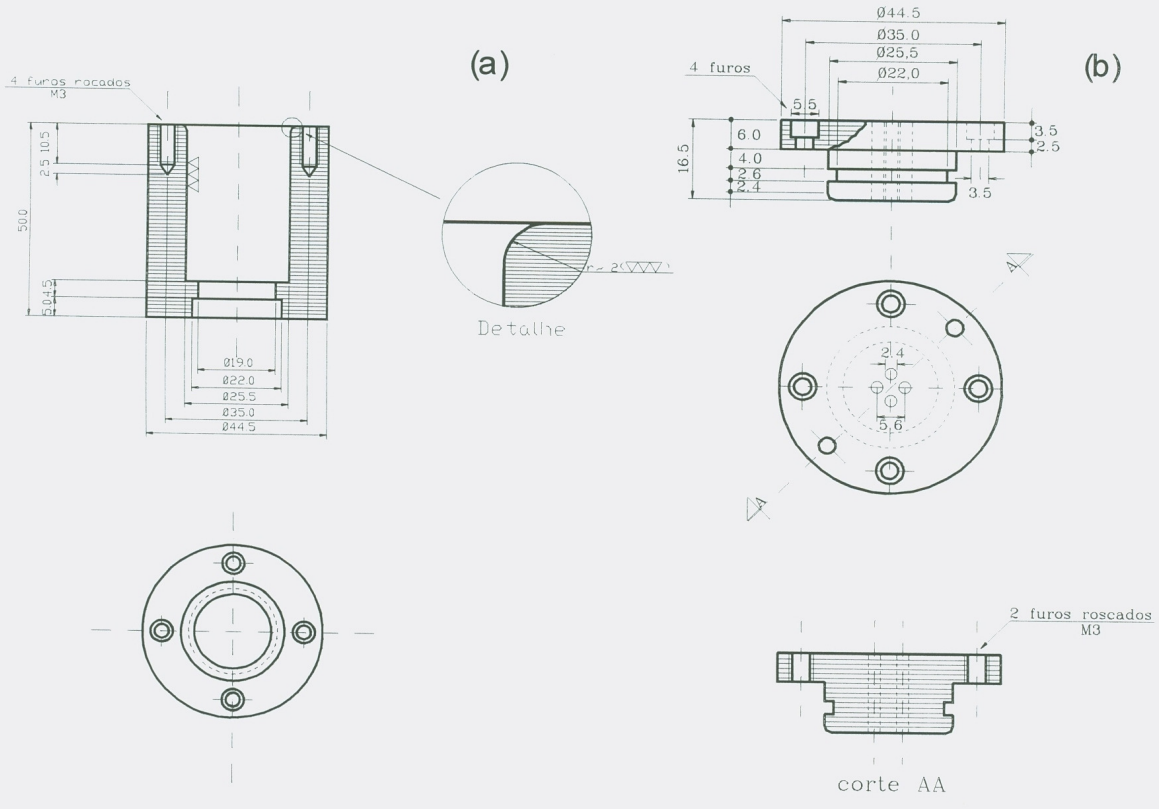

Fig A1 - "Copo" de sustentação das sondas (a). Base de aço para colagem das sondas (b).

Apêndice B

Listagem do programa *Moviment* para controle e movimentação da sonda eletrostática

O programa *Moviment* foi desenvolvido para controlar a interface do sistema mecânico da sonda com o micro-computador PC-AT dedicado ao controle desta.

Ele foi escrito em *Quick Basic 4.2*, o que nos permite gerar um executável que pode ser usado com o DOS.

O programa é dividido basicamente em oito telas de visualização, na primeira é apresentado o nome do programa, os nomes do programador e do orientador e o ano em que foi escrito. Na tela seguinte, temos algumas instruções importantes e necessárias em relação ao funcionamento e utilidade do programa. Na terceira tela é apresentado o "status" do sistema, onde é possível saber se tudo está ligado e funcionando corretamente, bem como saber se a válvula gaveta está aberta ou fechada. O menu principal é apresentado na quarta tela onde pode-se escolher entre (V)erificar a posição atual da sonda, (P)osicionar a sonda em um determinado local, (M)ovimentar a sonda durante uma descarga do Tokamak, (C)alibrar o pulso que controla a velocidade da sonda e (S)air do programa.

Se a opção (V) for escolhida o programa informará a posição atual da sonda.

Se a opção (P) for escolhida vai aparecer a quinta tela onde pode-se escolher a posição e a velocidade desejada e acompanhar o andamento da movimentação.

Se a opção (M) for escolhida o programa vai pedir quanto deseja andar e com qual velocidade.

Finalmente, se a opção (C) for escolhida o programa informará o que deve ser feito para calibrar o pulso de controle de velocidade da sonda.

```
REM Programa de gerenciamento do sistema de movimentação da sonda de
Langmuir.
REM Definições
OUT &H37A, 11
CLS
SCREEN 12
REM Início da subrotina "A"
REM Moldura e fundo de tela.
LINE (0, 0)-(639, 460), 15, B
PAINT (1, 1), 1, 15
LINE (10, 10)-(629, 450), 9, B
PAINT (11, 11), 0, 9
```

```
LINE (20, 20)-(619, 440), 15, B
PAINT (21, 21), 0, 15
LINE (30, 30)-(609, 430), 9, B
PAINT (31, 31), 1, 9
LINE (40, 40)-(599, 420), 9, B
PAINT (41, 41), 0, 9
LINE (40, 40)-(599, 420), 15, B
REM Fim da subrotina "A"
REM Tela de apresentação.
COLOR 4
LOCATE 7, 12
PRINT "Software de movimentação da Sonda Eletrostática (Langmuir)"
COLOR 14
LOCATE 14, 19
PRINT "Autor e Programador :- André Alves Ferreira"
LOCATE 15, 18
PRINT "Sob orientação de :- M. Vittória A. P. Heller"
COLOR 2
LOCATE 21, 35
PRINT "TCABR - 1998"
COLOR 15
LOCATE 28, 28
PRINT "Pressione a barra de espaço!"
REM Loop de espera.
DO
LOOP UNTIL INKEY$ = " "
REM Tela de instruções do software.
CLS
PRINT " Este software foi desenvolvido para testar o sistema e efetuar
movimentações com a sonda de Langmuir."
PRINT " Nas próximas telas serão apresentados o status do sistema,
onde é possível saber se tudo está ligado e se a válvula gaveta está
aberta ou fechada. As cores em que se encontram os escritos referem-
se a periculosidade da falha, portanto o que está escrito em
VERMELHO deve ser corrigido imediatamente."
PRINT " Após esta tela vem o menu inicial onde, é possível
escolher entre posicionar a sonda para fazer uma medida ESTÁTICA (p),
posicionar a sonda e esperar um sinal de referência para uma medida
DINÂMICA (m), verificar a POSIÇÃO ATUAL DA SONDA (v), CALIBRAR a
largura do pulso (c) ou ainda ABORTAR O PROGRAMA (s)."
PRINT
PRINT " As letras acima devem sem minúsculas para que o programa as
entenda!"
PRINT
PRINT " Todas as medidas apresentadas são feitas em relação ao
centro da coluna de plasma e em milímetros."
PRINT
PRINT " Caso seja extremamente necessário abortar o programa pode-se
utilizar as teclas [Ctrl+Break] ou [Ctrl+C]."
PRINT
LOCATE 28, 26
PRINT "Pressione a barra de espaço!"
DO
LOOP UNTIL INKEY$ = " "
REM Rotina de status do sistema
CLS
Subrotina "A"
COLOR 15
LOCATE 6, 31
LINE (205, 65)-(400, 110), 15, B
```

```
PRINT "STATUS DO SISTEMA"
LOCATE 28, 28
PRINT "Pressione a barra de espaço!"
DO
110 OUT &H379, &HFF
LS = INP(&H379)
v = ((LS - 7) / 8)
IF v = 0 THEN LOCATE 15, 15: COLOR 2: PRINT "Válvula aberta e sistema
de referência ligado.    "
IF v = 1 THEN LOCATE 15, 15: COLOR 14: PRINT "Válvula aberta e sistema
de referência desligado."
IF v = 16 THEN LOCATE 15, 15: COLOR 4: BEEP: PRINT "Válvula fechada e
sistem de referência ligado.    "
IF v = 17 THEN LOCATE 15, 15: COLOR 4: BEEP: PRINT "Válvula fechada e
sistema de referência desligado."
LOOP UNTIL INKEY$ = " "
REM Rotina de menu inicial.
10 CLS
Subrotina "A"
COLOR 15
LOCATE 6, 31
LINE (205, 65)-(400, 110), 15, B
PRINT "  MENU INICIAL    "
LOCATE 11, 10
PRINT "Para posicionar a sonda tecle (p)."
LOCATE 13, 10
PRINT "Para fazer movimentação durante o pulso tecle (m)."
LOCATE 15, 10
PRINT "Para verificar a posição da sonda, tecle (v)."
LOCATE 17, 10
PRINT "Para calibrar a largura do pulso, tecle (c)."
LOCATE 19, 10
PRINT "Para sair do programa (s)."
LOCATE 23, 10
INPUT "Qual a opção desejada"; M$
IF M$ = "p" THEN GOTO 17
IF M$ = "v" THEN GOTO 300
IF M$ = "m" THEN GOTO 1700
IF M$ = "c" THEN GOTO 100000
IF M$ = "s" THEN END
GOTO 10
REM Rotina de posicionamento da sonda.
17 CLS
Subrotina "A"
COLOR 15
18 LOCATE 6, 17
INPUT " Deseja entrar (e) ou sair (s) com a sonda?"; l$
LOCATE 14, 15
INPUT " Qual a duração do pulso (em ms)? [DEFAULT = 100]"; ts
IF ts = 0 THEN ts = 100
LOCATE 22, 29
INPUT " Qual a distância (em mm)?"; ds
p = (ds / 1.2)
IF cr = 0 THEN cr = 1.8
tp = INT((ts * 100) / cr)
IF l$ = "e" THEN GOTO 20
IF l$ = "s" THEN GOTO 30
REM Rotina de direcionamento da sonda.
20 CLS
OUT &H37A, 3
```

```
GOTO 100
END
30 CLS
OUT &H37A, 9
GOTO 200
END
REM Rotina de movimentação da sonda.
100 CLS
FOR d = 1 TO p: OUT &H37A, 3
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
OUT &H37A, 7
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
NEXT d
OUT &H37A, 11
GOTO 250
END
200 CLS
FOR d = 1 TO p: OUT &H37A, 9
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
OUT &H37A, 29
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
NEXT d
OUT &H37A, 11
GOTO 250
END
REM Rotina de retorno.
250 CLS
Subrotina "A"
COLOR 15
LOCATE 15, 20
INPUT "Deseja efetuar outra movimentação (s,n)?"; s$
IF s$ = "s" THEN GOTO 10
IF s$ = "n" THEN END
REM Rotina de localização da sonda.
300 CLS
Subrotina "A"
COLOR 15
DO
OUT &H378, &HFF
LS = INP(&H378)
Valor = ((4.8 / 256) * LS)
LOCATE 28, 30
PRINT "Pressione ESC para voltar!"
LINE (265, 222)-(365, 240), 0, B
PAINT (270, 230), 0, 0
LOCATE 15, 35
PRINT Valor
FOR A = 0 TO 1000: NEXT A
LOCATE 15, 35
PRINT "           "
FOR A = 0 TO 1000: NEXT A
LOOP UNTIL INKEY$ = CHR$(27)
GOTO 10
END
REM Rotina de espera do sinal de ref. para movimentação da sonda
1700 CLS
Subrotina "A"
COLOR 15
1800 LOCATE 6, 17
INPUT " Deseja entrar (e) ou sair (s) com a sonda?"; l$
```

```
LOCATE 14, 15
INPUT " Qual a duração do pulso (em ms)? [DEFAULT = 10]"; ts
IF ts = 0 THEN ts = 10
LOCATE 22, 19
INPUT " Qual a distância (em mm)? [DEFAULT = 5]"; ds
IF ds = 0 THEN ds = 5
p = (ds / 1.2)
IF cr = 0 THEN cr = 1.8
tp = INT((ts * 100) / cr)
IF l$ = "e" THEN GOTO 2000
IF l$ = "s" THEN GOTO 3000
2000 CLS
Subrotina "A"
PRINT "Pressione ESC para voltar!"
COLOR 4
LOCATE 15, 15
PRINT "PROGRAMA ESPERANDO SINAL DE REFERÊNCIA PARA MOVIMENTAÇÃO!"
OUT &H37A, 3
DO
OUT &H37A, 11
OUT &H379, &HFF
LS = INP(&H379)
v = (LS - 7) / 8
IF v = 1 THEN GOTO 10000
LOOP UNTIL INKEY$ = CHR$(27)
COLOR 15
GOTO 10
END
3000 CLS
Subrotina "A"
PRINT "Pressione ESC para voltar!"
DO
COLOR 4
LOCATE 15, 15
PRINT "PROGRAMA ESPERANDO SINAL DE REFERÊNCIA PARA MOVIMENTAÇÃO"
OUT &H37A, 9
500 OUT &H37A, 11
OUT &H379, &HFF
LS = INP(&H379)
v = (LS - 7) / 8
IF v = 1 THEN GOTO 20000
LOOP UNTIL INKEY$ = CHR$(27)
COLOR 15
GOTO 10
END
REM Rotina de movimentação da sonda.
10000 CLS
FOR d = 1 TO p: OUT &H37A, 3
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
OUT &H37A, 7
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
NEXT d
OUT &H37A, 11
GOTO 25000
END
20000 CLS
FOR d = 1 TO p: OUT &H37A, 9
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
OUT &H37A, 29
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
```

```
NEXT d
OUT &H37A, 11
GOTO 25000
END
REM Rotina de retorno.
25000 CLS
Subrotina "A"
COLOR 15
LOCATE 15, 20
INPUT "Deseja efetuar outra movimentação (s,n)"; s$
IF s$ = "s" THEN GOTO 10
IF s$ = "n" THEN END
END
REM Rotina de calibração do pulso.
100000 CLS
Subrotina "A"
COLOR 15
LOCATE 28, 28
PRINT "Pressione a barra de espaço!"
LOCATE 10, 8
PRINT "   Para calibrar a largura do pulso, basta conectar a ponta do"
LOCATE 11, 8
PRINT "   osciloscópio na saída traseira da caixa da interface."
LOCATE 13, 8
PRINT "   A saída , em nível TTL."
LOCATE 15, 8
PRINT "    Esta interface depende de um clock que , gerado pelo micro
e"
LOCATE 16, 8
PRINT "   , diferente para cada processador."
DO
LOOP UNTIL INKEY$ = " "
170000 CLS
Subrotina "A"
COLOR 15
LOCATE 10, 16
PRINT "Este programa está  definido para um PC 486/66MHz."
LOCATE 15, 27
PRINT "O valor defalt , 1.8."
LOCATE 14, 14
INPUT "Entre com o valor da correção do tempo do pulso."; cr
IF cr = 0 THEN cr = 1.8
LOCATE 19, 15
INPUT "Entre com a largura do pulso. [DEFAULT = 100]"; ts
IF ts = 0 THEN ts = 100
tp = INT((ts * 100) / cr)
REM Rotina de movimentação da sonda.
CLS
LOCATE 15, 27
PRINT "Pressione a barra de espaço!"
DO
OUT &H37A, 63
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
OUT &H37A, 11
FOR w = 1 TO tp: NEXT w
LOOP UNTIL INKEY$ = " "
OUT &H37A, 11
GOTO 10
END
```

Apêndice C

Teste de velocidade e tempo de resposta do sistema de movimentação da sonda

Para determinar a velocidade de movimentação do sistema construimos um sistema composto por um acoplador óptico (transmissor, receptor) que é chaveado pelos dentes da engrenagem. Quando o dente passa pelo acoplador este emite um sinal que é medido pelo osciloscópio. Analisando este sinal podemos calcular a velocidade de sistema, uma vez que dispomos do espaço percorrido.

Tabela 1- Calibração do motor de movimentação da sonda. São apresentados dados referentes ao tempo gasto para a sonda percorrer 6,28 mm.

Primeira movimentação Tempo (ms)	Segunda movimentação Tempo (ms)	Terceira movimentação Tempo (ms)
27	25	29
30	29	30
30	31	30
30	32	33
31	32	29

Média dos tempos $\Rightarrow$ 30,26 ms.

Tabela 2 - medidas dos espaços percorridos pela sonda.

Medida a partir de um ponto fixo. (mm)	Diferença entre duas movimentações. (mm)
93,6	--------
99,9	6,3
106,3	6,4
112,5	6,2
118,8	6,3
125,0	6,2

Média dos espaços $\Rightarrow$ 6,28 mm.
Velocidade $\Rightarrow$ 6,28 mm / 30,26 ms = 0,21 m/s.
Em média 1,05 m em 5 s.

Supondo uma descarga de 100 ms, (modo tokamak) podemos percorrer um espaço de 21×10^{-3} m, que corresponde a quatro posições radiais, separadas por 5×10^{-3} m.

Além de determinar a velocidade do motor precisamos também determinar o tempo de resposta do sistema para saber, em relação ao começo da descarga, quando devemos movimentá-lo. Para isso construimos um sistema composto por um contato elétrico entre um ponto fixo da sonda e um ponto móvel da mesma. Em quanto a sonda está parada este contato está fechado, portanto o osciloscópio está medindo um sinal. Como o osciloscópio é disparado pelo sinal de partida, o tempo entre a sinal do disparo e o sinal do contato é o tempo de resposta deste sistema.

O valor médio obtido para o tempo de resposta foi $\cong$ 137 ms.

Apêndice D

Calibração dos circuitos utilizados no sistema

Para medirmos as flutuações de grandezas do plasma, os circuitos devem "cortar" o sinal médio, que é de baixa freqüência, e devem passar apenas as oscilações de alta freqüência. Entretanto, as oscilações de alta freqüência não devem ultrapassar a freqüência de Nyquist, definida como sendo a metade da freqüência de amostragem com que os sinais são digitalizados. Para a aquisição das medidas vamos utilizar digitalizadores tipo VME com freqüência de amostragem de 1MHz e com tensão máxima de entrada de 5 volts pico-a-pico. Portanto, os circuitos devem "cortar" as oscilações de freqüência acima de 500 kHz e também possuir um ganho adequado para que o sinal de saída não ultrapasse a tensão máxima de entrada do digitalizador.

O termo "corte", citado acima, significa que as oscilações com freqüências acima ou abaixo das desejadas devam ter amplitude zero. Entretanto, da forma com que os circuitos foram construídos (com filtros passivos), eles não atuam fazendo um corte propriamente dito, os circuitos fazem com que a amplitude do sinal de entrada diminua com a variação da freqüência quando esta se aproxima da freqüência de corte e permaneça inalterada longe desta freqüência. Adotamos um critério no qual a freqüência de corte passa a ser aquela em que a amplitude do sinal de saida dos circuitos seja 70% da amplitude do sinal de entrada.

Os testes com os circuitos que fazem as medidas de flutuações eletrostáticas (de potencial flutuante e de corrente de saturação de Íons) foram feitos colocando-se uma onda senoidal na entrada dos circuitos (com a utilização de um gerador de ondas) e verificando o decaimento da amplitude do sinal de saída dos circuitos (no osciloscópio)

com a variação da freqüência do sinal de entrada. Nestes testes consideramos 100% da amplitude do sinal de saída em 30 kHz, que é uma freqüência onde a amplitude do sinal de entrada não é alterada.

A Fig D1 mostra os circuitos utilizados para determinação das flutuações da corrente de saturação de íons (a) e do potencial flutuante (b).

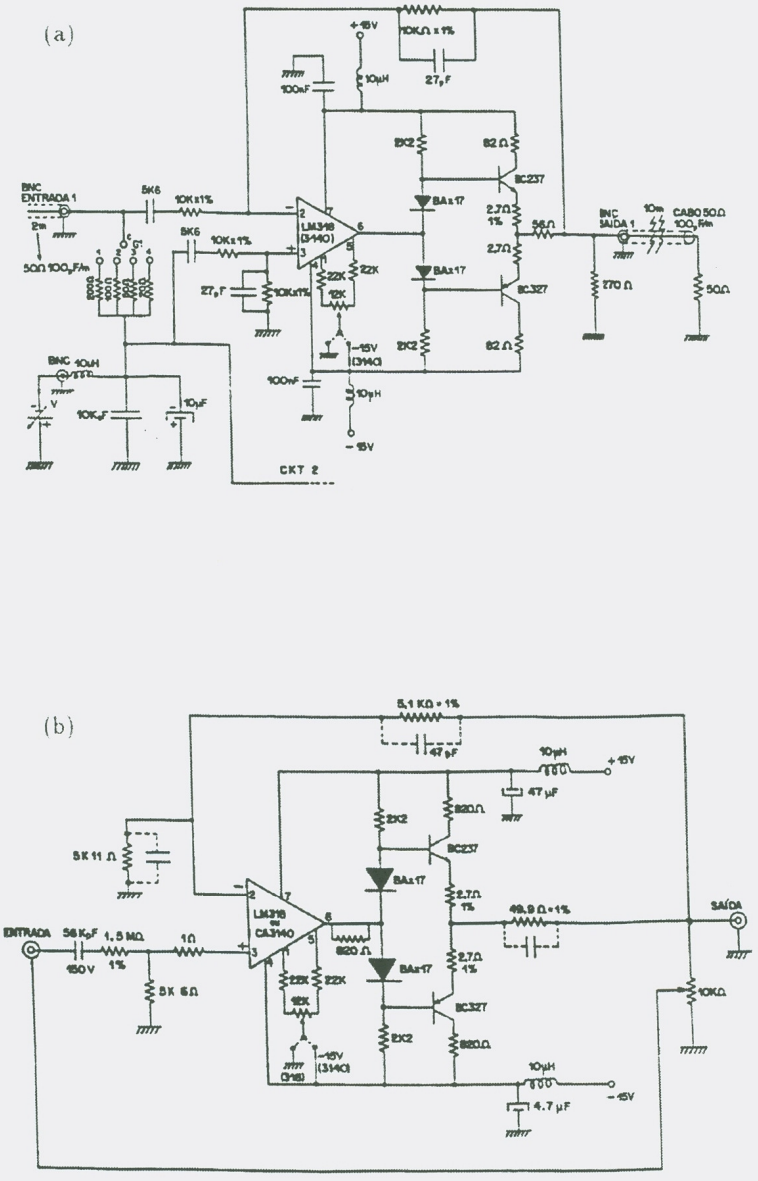

Fig D1 – Circuito para medida de flutuações da corrente de saturação dos íons (a), circuito para medida de flutuações do potencial flutuante (b).

A seguir damos um exemplo, Fig D2, da curva de calibração de um dos circuitos de potencial flutuante. Os resultados para os outros circuitos são equivalentes.

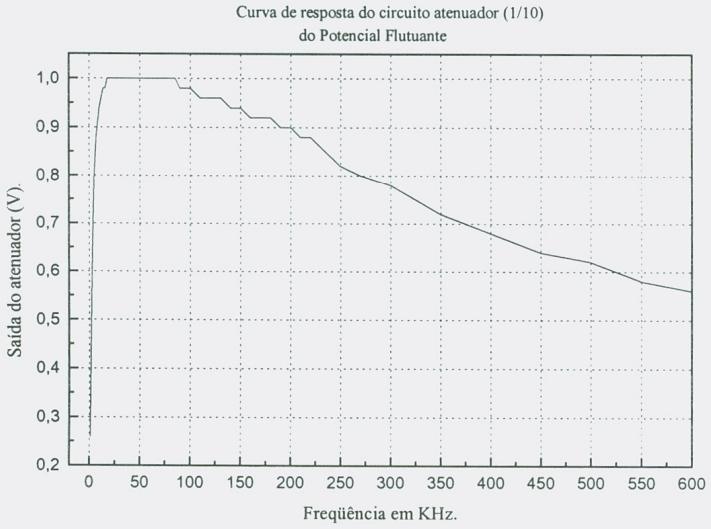

Fig D2 – Curva de calibração referente ao circuito da Fig D1(b).

Nesta curva de resposta do circuito para medidas de flutuações de potencial observamos uma resposta, em amplitude, satisfatória para 10 kHz $< f <$ 100 kHz, que foi a região estudada na nossa experiência.

Apêndice E

Relacão de simetria do biespectro

Em princípio o autobiespectro é definido sobre todo o plano f_1, f_2. Porém, não é necessário calcular o autobiespectro sobre todo o plano, pois ele possui vários tipos de simetria, especialmente quando $x(t)$ é real [Po-90]. 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:

$$B_{xxx}(-f_1,-f_2) = B_{xxx}(f_1,f_2)\,. \tag{5A-1}$$

Como resultado desta relação de simetria se conhecem os valores do autobiespectro 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:

$$B_{xxx}(f_2,f_1) = B_{xxx}(f_1,f_2)\,. \tag{5A-2}$$

Esta relação indica que uma linha de 45° no primeiro octante é também uma linha de simetria, pois, se calcularmos o biespectro no octante marcado com $\sum$ na fig 5A.1, podemos determinar os valores do biespectro no octante imediatamente acima desta linha.

Relação de simetria III:

$$B_{xxx}(-f_2,-f_1) = B^*_{xxx}(f_1,f_2)\,. \tag{5A-3}$$

Por esta relação a linha de -45° também é uma linha de simetria. Assim, é necessário calcular o autobiespectro nos octantes marcados com $\sum$ e Δ, na fig.5A.1.

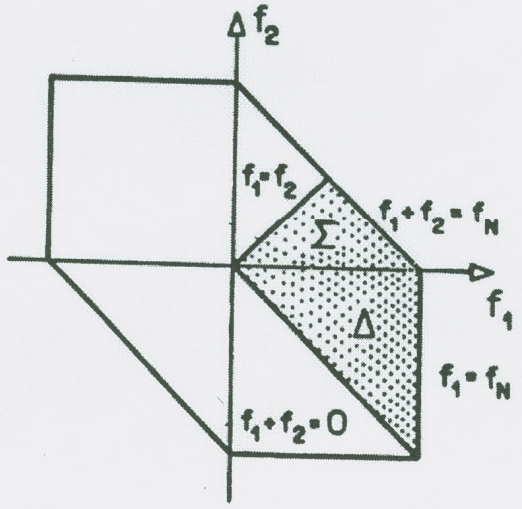

Fig 5A.1 – Regiões simétricas para o cálculo das quantidades biespectrais. Somente as regiões sombreadas são graficadas.

O octante $\sum$ é conhecido como região de soma de freqüências e o octante Δ é conhecido como região de diferença de freqüências.

Para o autobiespectro além dessas três propriedades existe uma adicional.

Relação de simetria IV:

$$B_{xxx}(f_1,-f_2)=B^{*}_{xxx}(f_1-f_2,f_2)\,. \tag{5A-4}$$

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

$$0 \le f_2 \le \frac{f_N}{2} \qquad \text{e} \qquad f_2 \le f_1 \le f_N - f_2\,, \tag{5A-5}$$

onde f_N é a freqüência de Nyquist.

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