

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP



305M310T2475

6

Turbulência Eletrostática e Magnética em Tokamaks

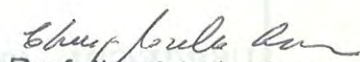


Raul Murete de Castro

Tese submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Banca Examinadora:

Profa. Dra. Maria Virginia Alves (INPE)
Prof. Dr. Mario Ueda (INPE)
Prof. Dr. Munemasa Machida (UNICAMP)
Prof. Dr. Ricardo M.O. Galvão (USP)
Profa. Dra. Maria Vittoria A.P. Heller (USP)


Prof. Iberê Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação



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

Co-orientador: **Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas**

São Paulo

1996

530.444
C355+

D
ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Castro, Raul Murete de
Turbulência Eletrostática e Magnética em Tokamaks.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Aplicada

Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Profa. Dra. Maria Vitória A. P. Heller

Unitermos: 1. Sondas Eletrostáticas e Magnéticas;
3. Turbulência; 3. Análise Espectral; 4. Características
da Borda do Plasma; 5. Campos Magnéticos Helicoidais
Ressonantes.

USP/IF/SBI - 40/96

Aos meus pais e amigos

Agradecimentos

Gostaria de agradecer à todas as pessoas que me ajudaram, direta ou indiretamente, a desenvolver este trabalho, começando pela minha orientadora, a professora Dra. 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 Ruy P. da Silva pelo interesse demonstrado por este trabalho, em particular, o primeiro pelos esclarecimentos de algumas dúvidas a respeito do desenvolvimento teórico de alguns aspectos da tese e o segundo pela ajuda na construção e teste dos circuitos eletrônicos.

Dentre as pessoas que estiveram envolvidas na construção de todo o sistema de diagnóstico, duas foram as que mais se destacaram, os técnicos Ablício P. dos Reis, que construiu e com o qual realizei os diversos testes com os circuitos eletrônicos, e Francisco Tadeu Degasperi, com quem projetei e construí o conjunto das sondas, sempre acolhendo as suas idéias sobre a melhor forma de vedação do conjunto.

Ao Wanderley P. de Sá agradeço a implantação e manutenção da sala de computação e dos programas, sem os quais seria impossível realizar este trabalho.

À Ing H. Tan pelas dicas esclarecedoras sobre alguns aspectos da tese.

Ao Juan I. Elisondo pelas conversas sempre frutíferas a respeito dos diagnósticos utilizados no laboratório.

Ao Edson K. Sanada por manter o tokamak em funcionamento e por me ensinar a operá-lo.

Aos colegas de sala, Mauro S.T. de Araújo, Kenya A. de Oliveira e Zoezer A. Brasília pelo convívio sempre agradável durante estes anos, juntamente com os demais

Pós-Graduandos do grupo, com os quais tive uma constante troca de informações. Creio que isto é que motiva o trabalho em um ambiente universitário, ou seja, a vontade de aprender e o prazer de ensinar.

Quero agradecer também à simpatia e gentileza das secretárias do departamento, Sylvia e Lia, e do laboratório, a Sra. Eleonora V.D. Lo Duca, que sempre me tratou tão bem.

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

Resumo

Neste trabalho foi realizado um estudo experimental da turbulência e do transporte de partículas e energia induzido por flutuações na borda do plasma do tokamak TBR-1. Para isto, foi utilizado um conjunto de sondas eletrostáticas (incluindo uma sonda tripla de resposta rápida) e magnéticas, especialmente construído para este fim. Técnicas de análise espectral foram aplicadas aos dados e permitiram verificar a influência das flutuações da temperatura nos parâmetros de transporte. Os resultados mostram que o nível relativo das flutuações da temperatura é da ordem de 10 % e os da densidade e do potencial variam de ~ 10 a ~ 30 %. As flutuações eletrostáticas possuem faixas largas de frequência e números de onda, o que caracteriza a borda do plasma como um meio turbulento. Estas flutuações se propagam no sentido da deriva diamagnética dos íons. A correção das flutuações das grandezas do plasma utilizando as flutuações da temperatura causou mudanças significativas nos transportes de partículas e energia induzidos por flutuações, nas posições mais internas da borda do plasma. O tempo de confinamento de partículas, calculado a partir deste transporte, está na faixa de ~ 1 a $\sim 1,5$ ms, que é da mesma ordem do tempo de confinamento obtido por outros métodos, indicando assim que o transporte induzido por flutuações pode ser considerado como o principal processo de perda de partículas na borda do plasma. Utilizando perturbações magnéticas externas, verificamos que a temperatura e a densidade diminuem e há alterações significativas nas características das flutuações eletrostáticas e magnéticas. Os transportes de partículas e de energia também são afetados, diminuindo nas posições mais internas da borda do plasma. Estes efeitos mostram que a borda do plasma torna-se um meio menos turbulento e que estas perturbações são um meio efetivo de controle do transporte nesta região.

Abstract

In this work we report an experimental study of the turbulence and the particle and energy transport due to fluctuations in the plasma edge of the TBR-1 tokamak. For this study a special set of electrostatic probes (including one fast response triple probe) and magnetic probes have been constructed. The triple probe permitted measurements of temperature fluctuations. Spectral analysis techniques were applied to the data and permitted to verify the influence of temperature fluctuations on the transport parameters. Our results indicate that the relative level of temperature fluctuations is $\sim 10\%$ and the relative levels of density and potential fluctuations are in the range from $\sim 10\%$ to $\sim 30\%$. The electrostatic fluctuations are broadband in frequencies and wave numbers indicating that plasma edge is a turbulent medium. These fluctuations propagate in the ion diamagnetic drift direction. If temperature fluctuations are taken into account, significant modifications in the calculated transport parameters are obtained mainly in the inner positions of plasma edge. The particle confinement time, calculated from the transport corrected by the temperature fluctuations, is in the range from ~ 1 to ~ 1.5 ms. These values are comparable with those calculated by using other methods, indicating that transport induced by fluctuations is the main process of particle loss in the TBR-1 plasma edge. Controlled electrical currents circulating in helical windings were used to produce magnetic perturbations. These perturbations produce a decrease in the plasma mean density and temperature, and a significant alteration in the electrostatic and magnetic fluctuations. The transport parameters are also affected, decreasing at the inner positions of the plasma edge. The effect of these magnetic fields shows that these perturbations are an effective mean to control the transport in this region.

Índice

1	Introdução	1
2	Transporte Induzido por Flutuações e Diagnósticos	7
2.1	Conceitos Básicos de Análise Espectral	7
2.1.1	A Função Espectral $S(k, f)$	9
2.2	Transporte de Partículas	12
2.3	Transporte de Energia	18
2.4	Sondas Eletrostáticas Como Diagnóstico do Plasma	20
2.4.1	Sonda Tripla	25
2.5	Flutuações das Grandezas do Plasma	29
2.5.1	Flutuações Eletrostáticas	29
2.5.2	Flutuações Magnéticas	31
3	Arranjo Experimental	33
3.1	Tokamaks	33
3.1.1	O Tokamak TBR-1	34
3.2	Diagnóstico com Sondas Eletrostáticas e Magnéticas	36

4	Influência das Flutuações da Temperatura na Turbulência e Transporte	53
4.1	Processamento dos Sinais para Análise	54
4.2	Nível Relativo das Flutuações e Perfis de Equilíbrio	55
4.3	Análise Espectral das Flutuações Eletrostáticas	60
4.3.1	Espectro em Frequência e Número de Onda	75
4.4	Análise das Flutuações Magnéticas	82
5	Influência das Perturbações Magnéticas Sobre a Turbulência	91
5.1	Influência Sobre os Perfis de Equilíbrio	93
5.2	Influência Sobre a Turbulência e Transporte	96
5.3	Influência das PMRs nos Espectros das Flutuações Magnéticas	106
6	Discussão, Conclusões e Desenvolvimento Futuro	111
6.1	Discussão	111
6.2	Conclusões	117
6.3	Desenvolvimento Futuro	118
A	Relação Entre o Sinal do Espectro de Transporte e o Sentido do Fluxo de Partículas	121
	Referências	127

Capítulo 1

Introdução

Uma das condições necessárias para se obter energia através da fusão nuclear em um tokamak é a de que o tempo de confinamento do plasma deve ser tal que a quantidade de energia produzida seja maior que a energia perdida pelo plasma [Ca-92]. O confinamento do plasma em tokamaks é determinado pelo transporte radial de partículas e de energia através das linhas do campo magnético ou superfícies de fluxo. Este transporte é considerado anômalo, pois possui um nível maior do que o previsto pela teoria de transporte neoclássica (teoria de transporte colisional clássica calculada considerando a geometria toroidal do tokamak) [Li-85, Wo-90]. O transporte anômalo tem sido geralmente atribuído à turbulência microscópica do plasma, ou seja, turbulência com escalas espaciais muito menores que o raio do plasma. Flutuações nos campos elétrico e magnético causam flutuações na velocidade e na posição radial das partículas, e isto dá origem ao transporte de partículas e energia através do campo magnético de confinamento [Li-85].

Existem fortes evidências de que a borda do plasma aquecido Ohmicamente exhibe turbulência caracterizada por grandes flutuações eletrostáticas de densidade e de potencial [Le-84, Ri-84, Ri-89], e que as flutuações eletrostáticas microscópicas são responsáveis por uma parte significativa do transporte [Ro-87, Ri-89].

A medida das flutuações e processos de transporte na região central da coluna de plasma é mais difícil do que na borda devido às altas temperaturas presentes nesta região. Conseqüentemente, o perfil experimental das flutuações e do transporte na região central está pouco desenvolvido, assim como as informações necessárias para correlacionar o

transporte com as flutuações.

As mudanças que ocorrem na turbulência e no transporte na borda podem afetar significativamente o confinamento total do plasma produzido em tokamaks. Recentes pesquisas sobre a criação de um campo elétrico radial intenso na borda do plasma têm sido realizadas e recebido especial atenção devido ao seu efeito no confinamento do plasma [Li-91, We-92]. O campo elétrico radial induz um fluxo de partículas na direção poloidal na borda do plasma, e este efeito tem sido considerado como o responsável pela transição do regime conhecido como modo L para um regime de melhor confinamento do plasma conhecido como modo H. Evidências experimentais mostram que nesta transição ocorre uma diminuição da turbulência e surge uma barreira de transporte de partículas na borda do plasma [Li-91, Ne-92].

A determinação do transporte radial de partículas induzido por flutuações é feita através da correlação entre as flutuações da densidade (\tilde{n}) e da velocidade radial das partículas carregadas do plasma (\tilde{v}_r) [Po-74]. Como a flutuação da velocidade radial é consequência da deriva $\tilde{E}_\theta \times \vec{B}_\varphi$, onde \tilde{E}_θ é a flutuação do campo elétrico poloidal e B_φ é o campo magnético de confinamento do plasma, então o transporte de partículas é determinado através da correlação entre as flutuações da densidade e do campo elétrico poloidal. Tem sido observado em diversos tokamaks [Ts-92b, Wo-90, Va-93] que a correlação entre estas flutuações resulta em um transporte de partículas significativo para fora do plasma. No tokamak TEXT, uma comparação feita entre o transporte global de partículas e o transporte de partículas induzido por flutuações na borda do plasma [Ro-87] mostrou que este último é o principal responsável pela perda de partículas. As flutuações magnéticas também contribuem para o transporte de partículas. Entretanto, medidas realizadas em tokamaks mostram que este transporte é muito pequeno quando comparado ao transporte de partículas induzido pelas flutuações eletrostáticas e, portanto, pode ser desprezado.

A determinação do fluxo de energia induzido pelas flutuações eletrostáticas é feita através da correlação entre as flutuações do campo elétrico e as flutuações da densidade e da temperatura [Li-85]. Medidas realizadas nos tokamaks Caltech [Li-86] e TEXT [Ri-89] mostram que uma parte significativa da energia total perdida pelo plasma é devido às flutuações eletrostáticas (o efeito das flutuações magnéticas no fluxo de energia também foi considerado desprezível).

A medida das flutuações das grandezas do plasma também é importante para obter comparações entre os resultados experimentais e a previsão dos modelos teóricos, o que permite tentar identificar os mecanismos que produzem a turbulência e o transporte.

Tanto a medida dos perfis de equilíbrio das grandezas do plasma como de suas flutuações requer o uso de técnicas que forneçam boa resolução temporal e espacial. Um dos diagnósticos mais utilizados em tokamaks para medir estas grandezas, na região da borda do plasma, é a sonda de Langmuir (sonda eletrostática). Esta sonda é composta de um eletrodo metálico inserido no plasma, no qual aplica-se uma tensão, e cuja corrente medida fornece informações sobre as grandezas do plasma, tais como densidade, potencial, temperatura e suas respectivas flutuações. Tipos diferentes de arranjos de sondas eletrostáticas, no que diz respeito ao número de eletrodos e à maneira como eles são conectados, têm sido desenvolvidos para adequar o diagnóstico às várias aplicações e às condições do plasma. No tokamak TBR-1 estas sondas são utilizadas para medir os perfis de equilíbrio da densidade, do potencial e da temperatura do plasma [Si-89a] e as flutuações do potencial e da densidade [Sá-87, Cr-87, Ca-91a].

As flutuações da temperatura dos elétrons têm sido medidas por tipos diferentes de arranjos de sondas: a sonda eletrostática simples [Li-86, Ba-92, Fe-94], a sonda dupla [Li-89, Va-91] e a sonda tripla [Ch-65, Ji-91, Ts-92a]. O arranjo tecnicamente mais simples de implementar e com melhor resolução temporal é o da sonda tripla. No nosso trabalho utilizamos uma sonda tripla modificada [Ji-91, Ca-96], com quatro eletrodos, para a correção da diferença de fase das flutuações nos potenciais medidos [Ts-92a], causada pela separação entre os eletrodos da sonda.

As medidas das flutuações da temperatura realizadas em alguns tokamaks [Li-86, Ca-91b, Hi-92, Li-92, Ca-96] indicam que estas flutuações podem introduzir alterações significativas na estimativa das flutuações da densidade e do potencial do plasma, e, conseqüentemente, não devem ser desconsideradas no cálculo do fluxo de partículas induzido pelas flutuações eletrostáticas, como foi feito em trabalhos anteriores [Le-84, Ca-93, Rh-93, Va-93, He-95]. Um dos objetivos do nosso trabalho foi o de analisar a influência da correção das flutuações da temperatura sobre as características da turbulência na borda do plasma e também sobre as grandezas do plasma relacionadas ao transporte [Ca-96].

As flutuações magnéticas são medidas utilizando-se bobinas (sondas) magnéticas

colocadas dentro da câmara do tokamak, mas não em contato direto com o plasma, pois isto causaria a destruição destas bobinas.

Para realizar as medidas das flutuações eletrostáticas e magnéticas necessárias para o estudo da turbulência e transporte na borda do plasma do tokamak TBR-1, foi construído um conjunto de sondas composto por nove sondas eletrostáticas e quatro sondas magnéticas. Quatro sondas eletrostáticas foram utilizadas na configuração da sonda tripla modificada, outras quatro formam um conjunto em que duas mediram as flutuações do potencial flutuante e outras duas foram conectadas para medir as flutuações da densidade, ambas em diferentes posições poloidais. Uma sonda simples foi utilizada para medir o perfil de equilíbrio do potencial flutuante. Para a medida das flutuações magnéticas, foram construídas quatro sondas (bobinas) magnéticas dispostas em dois conjuntos com duas sondas cada. Cada um destes conjuntos permitiu a medida das flutuações do campo magnético na direção radial e na direção poloidal. Embora as flutuações magnéticas não tenham influência significativa no transporte de partículas e energia na borda do plasma, estas medidas foram realizadas para verificarmos a estrutura destas flutuações em termos de amplitude, frequência e números de onda, e também para investigarmos as correlações com as flutuações eletrostáticas da densidade, do potencial e da temperatura, para determinar as possíveis contribuições das flutuações magnéticas nas flutuações eletrostáticas. O estudo destas correlações pode contribuir para desenvolver uma melhor compreensão da turbulência na borda do plasma.

Verificamos que a borda do plasma do tokamak TBR-1 é um meio turbulento, caracterizado por grandes níveis de flutuações da densidade e do potencial, com uma larga banda de frequências e números de onda. A correção destas flutuações utilizando as flutuações da temperatura se mostrou imprescindível, principalmente na determinação do transporte de partículas induzido por flutuações, que confirmamos ser o principal processo de perda de partículas na região da borda do plasma.

A borda do plasma desempenha um papel importante no controle de impurezas e nas características do confinamento do plasma. A criação de uma configuração de campo magnético caótica é um dos meios efetivos para modificar esta região [Fe-88, Ka-75]. Esta configuração pode ser obtida através da aplicação de perturbações magnéticas externas [Mc-90, Gr-90, He-95], como uma forma de controlar a difusão de partículas e energia. No tokamak TBR-1 já foram realizadas experiências empregando perturbações

magnéticas ressonantes [Be-86, Ri-92, He-95, Ar-96a]. Neste trabalho investigamos o efeito destas perturbações sobre algumas propriedades das grandezas do plasma [Ca-97], sobre o transporte de partículas e energia e sobre a estrutura das flutuações eletrostáticas e magnéticas. As perturbações magnéticas externas são criadas por espiras colocadas ao redor do vaso do tokamak [Ar-93]. A atuação destas perturbações faz com que sejam criadas ilhas magnéticas e regiões caóticas de campo magnético devido à superposição destas ilhas [Fe-88]. Utilizamos as ressonâncias criadas pela configuração $m = 4/n = 1$ (arranjo no qual as espiras dão quatro voltas na direção toroidal e uma na direção poloidal) que atuam na borda do plasma. Constatamos que a atuação destas perturbações diminui o nível da turbulência na borda, atuando no sentido de diminuir os transportes de partículas e energia induzidos por flutuações.

A tese está organizada da seguinte maneira: no capítulo 2 descrevemos os conceitos básicos para o cálculo do transporte de partículas e energia e a base teórica do funcionamento dos diagnósticos utilizados neste trabalho. No capítulo 3 apresentamos o arranjo experimental utilizado nas medidas, no capítulo 4 apresentamos uma análise da influência das flutuações da temperatura na determinação da turbulência e transporte. No capítulo 5 abordamos os resultados do efeito das perturbações magnéticas externas sobre a turbulência e transporte de partículas e energia. No capítulo 6 discutimos as conclusões e comparamos os resultados obtidos com as previsões dos modelos teóricos.

Capítulo 2

Transporte Induzido por Flutuações e Diagnósticos

Para determinarmos os fluxos de partículas e energia induzidos pelas flutuações devemos obter o espectro de transporte de partículas e de energia. Para isto, utilizamos as técnicas de análise espectral, via transformada de Fourier, dos sinais das flutuações para a determinação dos auto-espectros de potência, dos espectros de potência cruzados, dos espectros de fase e dos espectros de coerência entre os sinais. Neste capítulo abordamos os conceitos básicos que levam à determinação do transporte. Na continuação apresentamos uma introdução sobre os aspectos relativos à fundamentação teórica dos diagnósticos utilizados.

2.1 Conceitos Básicos de Análise Espectral

Neste item introduziremos alguns conceitos básicos, que serão utilizados no decorrer da tese, sobre a análise espectral dos sinais das flutuações medidas no plasma [Po-90].

Se $x(t)$ e $y(t)$ são sinais de oscilações contínuos no tempo e de duração indeterminada, então a transformada contínua de Fourier destes sinais será dada por:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad e \quad Y(f) = \int_{-\infty}^{\infty} y(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad 2.1(1)$$

A função espectral que fornece informações sobre as frequências predominantes nas oscilações é o auto-espectro de potência, dado por [Po-90]:

$$S_{xx}(f) = E[X^*(f)X(f)] = E[|X(f)|^2] \quad 2.1(2a)$$

e

$$S_{yy}(f) = E[Y^*(f)Y(f)] = E[|Y(f)|^2] \quad , \quad 2.1(2b)$$

onde a letra E indica o valor esperado da grandeza, e $X^*(f)$ é o complexo conjugado de $X(f)$. Entre todas as frequências presentes nas oscilações, as predominantes são identificadas como sendo aquelas onde o auto-espectro apresenta picos de potência.

O espectro de potência cruzado entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$ é dado por:

$$S_{xy}(f) = E[X^*(f)Y(f)] \quad , \quad 2.1(3)$$

que também pode ser escrito na forma:

$$S_{xy}(f) = |S_{xy}(f)| e^{i\theta_{xy}(f)} \quad , \quad 2.1(4)$$

pois o espectro de potência cruzado é uma quantidade complexa. Nesta expressão, $|S_{xy}(f)|$ é o espectro de amplitude cruzado e $\theta_{xy}(f)$ é o espectro de fase cruzado, que é igual à diferença de fase:

$$\theta_{xy}(f) = \theta_{\bar{y}}(f) - \theta_{\bar{x}}(f) \quad , \quad 2.1(5)$$

onde $\theta_{\bar{y}}(f)$ e $\theta_{\bar{x}}(f)$ são, respectivamente, as fases das transformadas contínuas de Fourier $Y(f)$ e $X(f)$. O espectro de fase fornece uma medida direta das características das oscilações, pois através dele podemos determinar o vetor de onda $\vec{k}(f)$:

$$\theta_{xy}(f) = \vec{k}(f) \cdot \Delta\vec{r} \quad , \quad 2.1(6)$$

onde Δr é a distância entre os pontos em que as oscilações são medidas. Desta forma, através do espectro de fase, é possível determinar a componente do vetor de onda na direção de Δr .

Os picos no espectro de amplitude cruzado identificam quais as frequências presentes em $x(t)$ que também estão em $y(t)$, ou seja, se o auto-espectro $S_{xx}(f)$ tiver picos nas frequências f_1 e f_2 e uma potência baixa para as outras frequências, e o auto-espectro $S_{yy}(f)$ também tiver as mesmas frequências, então o espectro de amplitude cruzada também terá picos em f_1 e em f_2 . Entretanto, se a frequência predominante em $x(t)$ for somente f_1 e em $y(t)$ for somente f_2 , então o espectro de amplitude cruzado também terá picos (de menor amplitude que os anteriores) em f_1 e f_2 . Para distinguirmos estes dois casos é que calculamos o espectro de coerência entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$, dado por:

$$\Upsilon_{xy}(f) = \frac{|S_{xy}(f)|}{[S_{xx}(f) S_{yy}(f)]^{1/2}} \quad , \quad 2.1(7)$$

Este espectro de coerência indica o grau de similaridade entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$ em função da frequência. Se $\Upsilon_{xy}(f) = 1$, então os sinais são perfeitamente coerentes, se $0 < \Upsilon_{xy}(f) < 1$, os sinais são parcialmente coerentes, e se $\Upsilon_{xy}(f) = 0$, os sinais são ditos completamente incoerentes.

Assim, no nosso exemplo descrito acima, se o valor da coerência for próximo de 1 em f_1 e f_2 , estas duas frequências estão presentes em $x(t)$ e $y(t)$. Entretanto, se a coerência for próxima de zero em f_1 e f_2 , significa que cada uma destas frequências está presente em apenas um dos sinais.

2.1.1 A Função Espectral $S(k, f)$

Uma maneira de descrever as propriedades dispersivas dos meios turbulentos é definir uma quantidade estatística $S(k, f)$ que fornece a distribuição da potência espectral em função da frequência e do número de onda [Be-82]. A técnica utilizada para a estimativa desta função espectral é baseada no conhecimento de que em um meio turbulento a potência espectral em uma faixa de frequência entre f e $f + \Delta f$ pode ser amplamente distribuída em números de onda. Para averiguarmos esta relação entre os números de onda e as frequências, os sinais das flutuações (da densidade, do potencial ou magnéticas) $x_1(t)$ e $x_2(t)$, medidos por duas sondas em posições espaciais diferentes, separadas por uma distância Δr , são divididos em M intervalos adjacentes com N pontos cada um. Para o primeiro intervalo ($M1$) dos dois sinais, calculamos os auto-espectros $S_{11}^{M1}(f)$ e $S_{22}^{M1}(f)$,

a média destes espectros, representada por $\bar{S}^{M1}(f)$, e o número de onda $k(f)$ através da relação 2.1(6).

Desta maneira, para uma dada freqüência $f = f_i$ teremos um número de onda dado por $k^{M1}(f_i) = \theta_{12}(f_i) / \Delta r$, e uma potência espectral $\bar{S}^{M1}(f_i)$. Devido à natureza turbulenta do meio, o exame do próximo intervalo (M2) dos dois sinais poderá produzir uma estimativa diferente da potência espectral $\bar{S}^{M2}(f_i)$ e do número de onda $k^{M2}(f_i)$. Refazendo este procedimento para todos os M intervalos e também para todas as freqüências, teremos como resultado a determinação dos elementos de duas matrizes: os elementos da matriz dos auto-espectros de potência \bar{S}_{ij} e os elementos da matriz dos números de onda k_{ij} , cada qual com N/2 linhas (devido ao espectro de potência ser simétrico em relação ao ponto N/2, conforme será visto no item 2.2) e M colunas, referentes aos M intervalos considerados.

Como o espectro de fase cruzado possui valores no intervalo $-\pi < \theta_{12}(f) \leq \pi$, então os elementos k_{ij} têm valores no intervalo $-\frac{\pi}{\Delta r} < k_{ij}(f) \leq \frac{\pi}{\Delta r}$. Desta forma, o procedimento utilizado para a obtenção dos elementos da matriz $S_{ij}(k, f_1)$ (para uma freqüência fixa $f = f_1$) é o de escolher uma faixa Δk , e somar todas as potências para os números de onda entre $-\frac{\pi}{\Delta r}$ e $-\frac{\pi}{\Delta r} + \Delta k$, obtendo o valor $S_{11}(k_1, f_1)$, depois fazer a mesma soma para os números de onda entre $-\frac{\pi}{\Delta r} + \Delta k$ e $-\frac{\pi}{\Delta r} + 2 \Delta k$, obtendo o valor $S_{12}(k_2, f_1)$, e assim sucessivamente até a faixa entre $\frac{\pi}{\Delta r} - \Delta k$ e $\frac{\pi}{\Delta r}$, obtendo o valor $S_{1n}(k_n, f_1)$. Os elementos da matriz $S_{ij}(k, f)$ são obtidos refazendo o procedimento anterior para todas as freqüências f.

Como em um meio turbulento não existe uma relação determinística entre as freqüências e os números de onda, então utiliza-se a função espectral $S(k, f)$ para determinar a velocidade de fase média das flutuações através da expressão [Le-84]:

$$\bar{v}_f = \sum_{k,f} \left(\frac{2\pi f}{k} \right) s(k, f) \quad \text{onde} \quad s(k, f) = \frac{S(k, f)}{\sum_{k,f} S(k, f)} \quad . \quad 2.1.1(1)$$

Podemos notar que as componentes das flutuações com maior potência espectral são as que mais contribuem na determinação da velocidade de fase média.

Outra quantidade que também pode ser determinada através do espectro $S(k, f)$ é

a relação de dispersão estatística $\bar{k}(f)$ das flutuações e sua largura espectral $\sigma_k(f)$, dados por [Le-84]:

$$\bar{k}(f) = \sum_k k(f) s(k|f) \quad \text{e} \quad 2.1.1(2)$$

$$\sigma_k(f) = \left[\left(\sum_k k^2(f) s(k|f) \right) - \bar{k}^2(f) \right]^{1/2}, \quad 2.1.1(3)$$

onde

$$s(k|f) = \frac{s(k, f)}{\sum_k s(k, f)}.$$

Interpretamos $\bar{k}(f)$ como uma indicação do comportamento médio da dispersão das flutuações e $\sigma_k(f)$ como o alargamento desta dispersão devido à natureza turbulenta das flutuações. Quantidades análogas também podem ser calculadas em função do número de onda:

$$\bar{f}(k) = \sum_f f s(f|k) \quad \text{e} \quad 2.1.1(4)$$

$$\sigma_f(k) = \left[\left(\sum_f f^2(k) s(f|k) \right) - \bar{f}^2(k) \right]^{1/2}, \quad 2.1.1(5)$$

onde

$$s(f|k) = \frac{s(k, f)}{\sum_f s(k, f)}.$$

Para aplicar a técnica de correlação entre medidas de flutuações em dois pontos, que permite a determinação da função espectral $S(k, f)$, a maior freqüência presente nos sinais deve ser menor que a freqüência de Nyquist ($f_N = f_s/2$, onde f_s é a freqüência de amostragem dos sinais), para evitar o efeito de “aliasing” em freqüência (feito em que a potência espectral das freqüências maiores que a freqüência de Nyquist se somam às freqüências mais baixas do espectro), e também o maior número de onda presente nos sinais deve ser menor que $k_{max} = \frac{\pi}{\Delta r}$, para evitar o efeito de “aliasing” espacial [Po-90].

2.2 Transporte de Partículas

O transporte de partículas, na direção radial, induzido por flutuações, é calculado pela fórmula [Po-74]:

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{v}} = \langle \tilde{n}(t) \tilde{v}_r(t) \rangle , \quad 2.2(1)$$

onde $\langle \dots \rangle$ representa o valor médio em um intervalo de tempo. Esse transporte ocorre quando existe uma correlação entre as flutuações da densidade do plasma (\tilde{n}) e as flutuações da velocidade radial das partículas (\tilde{v}_r).

A flutuação da velocidade radial considerada predominante é a flutuação da velocidade de deriva devido à flutuação do campo elétrico poloidal¹, dada por [Ch-74]:

$$\tilde{v}_r = \frac{\tilde{E}_\theta \times \vec{B}_\varphi}{B_\varphi^2} , \quad 2.2(2)$$

ou

$$\tilde{v}_r = \frac{\tilde{E}_\theta}{B_\varphi} . \quad 2.2(3)$$

onde B_φ é o campo magnético toroidal. A figura II.1 mostra um corte da câmara do tokamak com o sistema de coordenadas toroidais.

Substituindo a expressão 2.2(3) em 2.2(1) teremos que o transporte será dado pela correlação entre as flutuações da densidade e do campo elétrico poloidal:

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}} = \frac{\langle \tilde{n}(t) \tilde{E}_\theta(t) \rangle}{B_\varphi} . \quad 2.2(4)$$

Para a determinação das flutuações do campo elétrico na direção poloidal supomos que estas flutuações são consequência das flutuações do potencial elétrico ($\tilde{\phi}$), medidas em duas posições poloidais, ou seja, $\tilde{E}_\theta = -\nabla\tilde{\phi} = -\Delta\tilde{\phi}/\Delta r$ (Δr : distância entre as duas posições).

¹A flutuação da velocidade radial devido à flutuação do campo elétrico toroidal ($\tilde{E}_\varphi \times \vec{B}_\theta$) é considerada desprezível pois $k_\varphi \ll k_\theta$ (número de onda das flutuações do potencial) e, portanto, $\tilde{E}_\varphi \ll \tilde{E}_\theta$ [Ri-89].

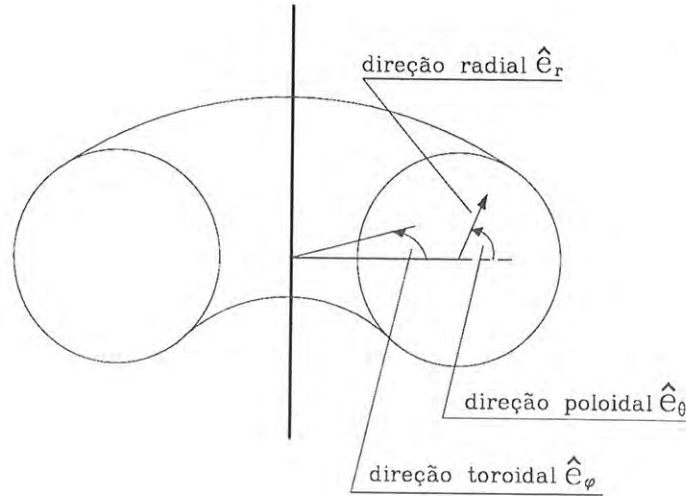


Fig. II.1 Sistema de coordenadas toroidais.

Considerando que as flutuações da densidade e do campo elétrico se comportam como processos randômicos com valor esperado (valor médio) igual a zero, podemos utilizar a função de correlação cruzada entre estas flutuações $R_{nE}(\tau)$ para determinar o transporte $\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}}$ [Po-74, Po-90, Ca-91a]:

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}} = \frac{1}{B_\varphi} \langle \tilde{n}(t) \tilde{E}_\theta(t) \rangle = \frac{1}{B_\varphi} R_{nE}(\tau = 0) \quad ,$$

onde

$$R_{nE}(\tau) = \langle \tilde{n}(t) \tilde{E}_\theta(t + \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} S_{nE}(f) e^{-2\pi f \tau} df \quad .$$

Portanto,

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}} = \frac{1}{B_\varphi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{nE}(f) df \quad , \quad 2.2(5)$$

onde $S_{nE}(f)$ é o espectro de potência cruzado entre as flutuações da densidade e do campo elétrico.

Esta forma de calcular o transporte de partículas, utilizando a análise espectral, pode ser aplicada tanto para flutuações turbulentas (com uma banda larga de frequências)

quanto para flutuações mais coerentes [Po-90], e nos permite determinar as faixas de frequência do espectro que mais contribuem para o transporte induzido por flutuações. A análise feita em frequência nos fornece informações sobre as características das flutuações medidas.

Considerando que o espectro de potência é uma quantidade complexa cuja parte real é uma função par e a parte imaginária é uma função ímpar, a expressão para o fluxo de partículas torna-se:

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}} = \frac{2}{B_\varphi} \operatorname{Re} \left[\int_0^\infty S_{nE}(f) df \right] ,$$

que pode ser reescrita na forma:

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}} = \int_0^\infty Tr(f) df , \quad 2.2(6)$$

onde

$$Tr(f) = \frac{2}{B_\varphi} \operatorname{Re} [S_{nE}(f)] = \frac{2}{B_\varphi} \operatorname{Re} \{ E [N^*(f) E_\theta(f)] \} \quad 2.2(7)$$

é conhecido como espectro de transporte, pois tem dimensão de partículas por unidade de área por unidade de tempo e por unidade de frequência. Nesta equação $N(f)$ e $E_\theta(f)$ são as transformadas de Fourier das flutuações da densidade e do campo elétrico.

Sabendo que a relação entre as flutuações do potencial e do campo elétrico é dada por $\tilde{E}_\theta = -\nabla\tilde{\phi}$, e utilizando a transformada inversa de Fourier das flutuações do potencial, podemos deduzir que $E_\theta(f) = -i k_\theta(f) \Phi(f)$ [Po-74, Ca-91a], onde $\Phi(f)$ é a transformada de Fourier das flutuações do potencial. Assim, a expressão 2.2(7) torna-se:

$$\begin{aligned} Tr(f) &= -\frac{2}{B_\varphi} \operatorname{Re} \{ E [i k_\theta(f) N^*(f) \Phi(f)] \} \\ &= \frac{2}{B_\varphi} k_\theta(f) \operatorname{Im} \{ E [N^*(f) \Phi(f)] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{2}{B_\varphi} k_\theta(f) \operatorname{Im}\{S_{n\phi}(f)\} \\
&= \frac{2}{B_\varphi} k_\theta(f) \operatorname{Im}\{|S_{n\phi}(f)| e^{i\theta_{n\phi}(f)}\} \quad ,
\end{aligned}$$

ou seja,

$$Tr(f) = \frac{2}{B_\varphi} k_\theta(f) |S_{n\phi}(f)| \operatorname{sen}[\theta_{n\phi}(f)] \quad . \quad 2.2(8)$$

Nesta expressão, $|S_{n\phi}(f)|$ é o espectro de amplitude cruzado e $\theta_{n\phi}(f)$ é o espectro de fase entre as flutuações de densidade e do potencial, dado por:

$$\theta_{n\phi}(f) = \theta_{\tilde{\phi}}(f) - \theta_{\tilde{n}}(f) \quad , \quad 2.2(9)$$

e $k_\theta(f)$ é o espectro dos números de onda das flutuações do potencial na direção poloidal, calculado pela expressão 2.1(6):

$$k_\theta(f) = \frac{\theta_{\tilde{\phi}_2}(f) - \theta_{\tilde{\phi}_1}(f)}{\Delta r} \quad , \quad 2.2(10)$$

onde $\tilde{\phi}_1$ e $\tilde{\phi}_2$ são as flutuações do potencial medidas em dois pontos espaciais diferentes na direção poloidal.

Observando a expressão 2.2(8) notamos que o espectro de transporte é uma quantidade real e que pode ser positivo ou negativo dependendo do sinal de $k_\theta(f)$ e de $\theta_{n\phi}(f)$. Este sinal está relacionado com o sentido do fluxo das partículas na direção radial, sendo que, na convenção utilizada neste trabalho, o sinal positivo indica um transporte para fora do plasma e o sinal negativo indica um transporte para dentro do plasma. No apêndice A descrevemos como as flutuações da densidade e da velocidade radial se relacionam para termos um fluxo radial para fora ou para dentro do plasma, e como, a partir desta análise e da convenção adotada para a determinação das defasagens $\theta_{\phi_1\phi_2}$ e $\theta_{n\phi}$, deduzimos a relação entre o sinal do espectro de transporte e o sentido do fluxo de partículas considerando as medidas das flutuações do potencial.

A formulação utilizada para a determinação do espectro de transporte basea-se na transformada de Fourier de sinais contínuos no tempo e de duração indeterminada. Entretanto, nas experiências em que os sinais medidos são digitalizados, ou seja, sinais discretos no tempo e com duração finita, devemos fazer a análise espectral destes sinais

utilizando a transformada discreta de Fourier de sinais com períodos de tempo finitos, dada por [Po-90]:

$$X[l] = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-i2\pi nl/N} \quad l = 0, 1, \dots, N-1, \quad 2.2(11)$$

onde $x[n]$ é o sinal digitalizado em um período $T = Nt_s$, N é o número de pontos do sinal e t_s é o tempo de amostragem.

A expressão do auto-espectro de potência utilizando a transformada discreta de Fourier é dada por:

$$S_{xx}[l] = E\{X^*[l]X[l]\} .$$

Para determinar o valor esperado do auto-espectro, indicado pela letra E, utilizamos a média de uma seqüência de espectros calculados para uma série de M realizações $x^{(k)}[n]$, onde $k = 1, 2, \dots, M$. Para a k -ésima realização o auto-espectro será dado por:

$$S_{xx}^{(k)}[l] = X^{(k)*}[l]X^{(k)}[l] = |X^{(k)}[l]|^2, \quad 2.2(12)$$

e o valor esperado do auto-espectro de potência ($\hat{S}_{xx}[l]$) será dado por:

$$\hat{S}_{xx}[l] = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M S_{xx}^{(k)}[l] . \quad 2.2(13)$$

Considerando a transformada discreta de Fourier (expressão 2.2(11)) pode-se mostrar que:

$$X[l] = X^*[N-l] \quad \implies \quad |X[l]|^2 = |X[N-l]|^2 .$$

Isto significa que o auto-espectro de potência é simétrico com relação ao ponto $N/2$, e poderá ser reescrito da forma:

$$S_{xx}^{(k)}[l] = 2|X^{(k)}[l]|^2 \quad l = 1, 2, \dots, N/2 \quad 2.2(14)$$

Uma maneira de determinar a qualidade do estimador do auto-espectro (expressão 2.2(14)) é através do cálculo da sua variância, dada por [Po-90]:

$$\sigma^2\{\hat{S}_{xx}\} = \frac{1}{M} \hat{S}_{xx}^2[l] \quad . \quad 2.2(15)$$

A variância do estimador diminui com o aumento do número de realizações M , portanto, quanto mais realizações forem feitas melhor será a estimativa do auto-espectro.

O mesmo procedimento é utilizado para a determinação do valor esperado do espectro cruzado ($\hat{S}_{xy}[l]$) entre os sinais discretos $x[n]$ e $y[n]$:

$$S_{xy}^{(k)}[l] = 2 X^{(k)*}[l] Y^{(k)}[l] \quad l = 1, 2, \dots, N/2 \quad 2.2(16)$$

e

$$\hat{S}_{xy}[l] = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M S_{xy}^{(k)}[l] \quad , \quad 2.2(17)$$

que também pode ser escrito na forma:

$$\hat{S}_{xy}[l] = |\hat{S}_{xy}[l]| e^{i\theta_{xy}[l]} \quad . \quad 2.2(18)$$

O espectro de coerência entre os sinais discretos $x[n]$ e $y[n]$ será dado por:

$$\Upsilon_{xy}[l] = \frac{|\hat{S}_{xy}[l]|}{(\hat{S}_{xx}[l] \hat{S}_{yy}[l])^{1/2}} \quad . \quad 2.2(19)$$

A variância do espectro cruzado e da coerência entre os sinais $x[n]$ e $y[n]$ são dados, respectivamente, por:

$$\sigma^2\{\hat{S}_{xy}\} = \frac{1}{M} \hat{S}_{xx}[l] \hat{S}_{yy}[l] (1 - \Upsilon_{xy}^2[l]) \quad 2.2(20)$$

e

$$\sigma^2\{\Upsilon_{xy}[l]\} = \frac{1}{M} (1 - \Upsilon_{xy}^2[l]) \quad 2.2(21)$$

Podemos observar que estas variâncias além de serem inversamente proporcionais ao número de realizações também dependem do grau de coerência entre os sinais $x[n]$ e $y[n]$, de tal forma que quanto maior for esta coerência menor será a variância e, como consequência, melhor será a estimativa destas funções espectrais.

O espectro de transporte implementado via transformada discreta de Fourier é deduzido a partir do espectro de transporte das flutuações contínuas no tempo [Po-90], e é dado por:

$$Tr[l] = \frac{2}{B_\varphi} k_\theta[l] \text{Im}\{E[N^*[l]\Phi[l]]\} \quad , \quad 2.2(22)$$

onde $N[l]$ e $\Phi[l]$ são, respectivamente, as transformadas discretas das flutuações da densidade e do potencial e $k_\theta[l]$ é o espectro dos números de onda das flutuações do potencial na direção poloidal.

A estimativa do valor esperado (E) na expressão 2.2(22) também é feita considerando a média de uma seqüência de espectros. Assim, para a determinação do espectro de transporte, consideremos M realizações, com N pontos cada, das flutuações da densidade e do potencial, calculamos o espectro de transporte para cada uma destas M realizações ($Tr^{(k)}[l]$ onde $k = 1, \dots, M$) e, por fim, determinamos o espectro de transporte médio:

$$\hat{Tr}[l] = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M Tr^{(k)}[l] \quad . \quad 2.2(23)$$

Desta forma, o fluxo total de partículas induzido pelas flutuações será calculado pela expressão:

$$\Gamma_{\bar{n}\bar{E}} = \int_0^\infty Tr(f) df = \sum_{l=1}^{N/2} \hat{Tr}[l] \quad . \quad 2.2(24)$$

2.3 Transporte de Energia

A contribuição das flutuações eletrostáticas ao fluxo de energia dos elétrons também pode ser calculada, e depende da correlação entre as flutuações da velocidade radial $\tilde{v}_r = \tilde{E}_\theta / B_\varphi$ e as flutuações da pressão \tilde{p} [Li-86, Wo-90, Ro-92]:

$$Q_e = \frac{5}{2} \langle \tilde{p} \tilde{v}_r \rangle = \frac{5}{2B_\varphi} \langle \tilde{p} \tilde{E}_\theta \rangle \quad , \quad 2.3(1)$$

onde $\tilde{p} = \langle \tilde{n} K_B T_e + n K_B \tilde{T}_e \rangle$, K_B é a constante de Boltzmann e T_e e \tilde{T}_e são, respectivamente, a temperatura dos elétrons e suas flutuações. O fluxo total de energia é freqüentemente separado em um fluxo por convecção, q_{conv} , e um fluxo por condução, q_{cond} , dados por:

$$q_{conv} = \frac{5}{2B_\varphi} K_B T_e \langle \tilde{n} \tilde{E}_\theta \rangle \quad 2.3(2a)$$

e

$$q_{cond} = \frac{5}{2B_\varphi} n K_B \langle \tilde{T}_e \tilde{E}_\theta \rangle \quad 2.3(2b)$$

Podemos notar que o fluxo de energia por convecção é diretamente proporcional ao fluxo de partículas induzido por flutuações, e que o fluxo de energia por condução depende da correlação entre as flutuações do campo elétrico e da temperatura dos elétrons. Neste trabalho, as flutuações da temperatura foram medidas com a utilização de um diagnóstico conhecido como sonda tripla, que será apresentado no item 2.4.1. Assim, poderemos calcular estes fluxos a partir das medidas efetuadas neste trabalho.

Analisando o termo $\langle \tilde{T}_e \tilde{E}_\theta \rangle$ do fluxo de energia por condução, verificamos que podemos desenvolvê-lo de maneira análoga ao termo $\langle \tilde{n} \tilde{E}_\theta \rangle$, através da função de correlação cruzada $R_{T_e E_\theta}(\tau = 0)$, de onde deduzimos o espectro do fluxo de energia por condução, dado por:

$$Q_{cond}(f) = \frac{2}{B_\varphi} k_\theta(f) \text{Im}\{E[T_e^*(f) \Phi(f)]\} \quad , \quad 2.3(3a)$$

de onde calculamos o fluxo de energia por condução:

$$q_{cond} = \frac{5nK_B}{2} \int_0^\infty Q_{cond}(f) df \quad . \quad 2.3(3b)$$

Na expressão 2.3(3a), $k_\theta(f)$ é o espectro dos números de onda das flutuações do potencial, $T_e(f)$ e $\Phi(f)$ são, respectivamente, as transformadas de Fourier das flutuações da temperatura e do potencial.

Como os sinais das flutuações são amostrados discretamente no tempo e de duração finita, então os fluxos de energia por convecção e por condução, implementados via transformada discreta de Fourier, serão dados por:

$$q_{conv} = \frac{5}{2} K_B T_e \sum_{l=1}^{N/2} \hat{T}r[l] \quad , \quad 2.3(4)$$

onde $\hat{T}r[l]$ é dado pela expressão 2.2(23), e

$$q_{cond} = \frac{5}{2} n K_B \sum_{l=1}^{N/2} \hat{Q}_{cond}[l] \quad , \quad 2.3(5)$$

onde

$$\hat{Q}_{cond}[l] = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M Q_{cond}^{(k)}[l] \quad , \quad 2.3(6)$$

com $Q_{cond}^{(k)}[l]$ dado por:

$$Q_{cond}^{(k)}[l] = \frac{2}{B_\varphi} k_\theta^{(k)}[l] \text{Im}\{T e^{(k)*}[l] \Phi^{(k)}[l]\} \quad . \quad 2.3(7)$$

Também neste caso consideramos M realizações das flutuações da temperatura e do potencial para a determinação de $Q_{cond}^{(k)}[l]$, com $k = 1, \dots, M$, de $\hat{Q}_{cond}[l]$ e, por fim, do fluxo de energia por condução (q_{cond}).

2.4 Sondas Eletrostáticas Como Diagnóstico do Plasma

As sondas eletrostáticas, ou sondas de Langmuir, têm sido amplamente utilizadas em tokamaks para a medida de densidade, temperatura dos elétrons e potencial flutuante na borda do plasma. Em sua forma mais simples, uma sonda eletrostática é um eletrodo condutor colocado em contato com o plasma. Devido à sua maior mobilidade, os elétrons irão fluir muito mais rapidamente na direção do eletrodo do que os íons, tornando-o negativo com relação ao potencial do plasma. Este acúmulo de cargas negativas na superfície

do 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 de plasma. Esta região possui uma espessura de alguns comprimentos de Debye [Ch-74] 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 permanece válida, mas onde existe um campo elétrico que acelera os íons na direção do eletrodo de tal forma que estes adquiram uma velocidade mínima, a partir da qual os íons são capazes de penetrar na região da bainha. Esta velocidade mínima foi primeiro determinada por Bohm [Bo-49], que a deduziu considerando a temperatura dos íons igual a zero. Uma generalização deste critério, feita por Stangeby [St-82], considerando que a temperatura dos íons é diferente de zero, concluiu que esta velocidade mínima é dada por:

$$C_s = \sqrt{\frac{K_B(T_i + T_e)}{m_i}} \quad , \quad 2.4(1)$$

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

Desta forma, se uma sonda, em contato com o plasma, for polarizada muito negativamente com relação ao recipiente no qual o plasma está contido (que deve ser 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]:

$$I_{si} = n e A f(T_i/T_e) C_s \quad , \quad 2.4(2)$$

onde n é a densidade do plasma distante da sonda, e A é a área do eletrodo. A função $f(T_i/T_e)$ foi introduzida por Stangeby [St-82] para considerar a influência da temperatura dos íons na corrente de saturação dos íons, já que existem evidências que $T_i \geq T_e$ na borda do plasma produzido em tokamaks [St-83, St-85], como também foi verificado na borda do plasma do tokamak TBR-1 [Si-91]. Neste tokamak, as medidas mostraram que $T_i \sim 2T_e$, sendo que para estes valores de temperatura teremos $f(T_i/T_e) \sim 0,7$ [St-82, Si-89a].

Outra questão a ser definida é a área efetiva da sonda em contato com o plasma, pois sabemos que a sonda está envolvida pela bainha de plasma. Esta área efetiva depende

também do valor do campo magnético toroidal B_φ (campo magnético de confinamento do plasma no tokamak), 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, conhecido como raio de Larmor, é dado por [Ch-74]:

$$r_L^{e,i} = \frac{m_{e,i} v_\perp^{e,i}}{e B_\varphi} \quad \text{onde} \quad v_\perp^{e,i} = \sqrt{\frac{K_B T_{e,i}}{m_{e,i}}} . \quad 2.4(3)$$

Para determinar a importância dos efeitos do campo magnético na resposta da sonda, devemos comparar a dimensão da sonda (s) com o raio de Larmor dos elétrons e dos íons [St-89]:

Campo magnético fraco	$s \ll r_L^{e,i}$
Campo magnético moderado	$r_L^e < s < r_L^i$
Campo magnético forte	$s \gg r_L^{e,i}$

Na borda do plasma produzido em tokamaks teremos sempre situações de campo magnético moderado ou forte. Se tivermos uma situação em que a dimensão da sonda é muito maior que o raio de Larmor dos íons, (condição de campo magnético forte) então o fluxo dos íons em direção à sonda atingirá somente a secção transversal da sonda perpendicular ao campo magnético toroidal. Entretanto, em tokamaks de pequeno porte, como o TBR-1, temos geralmente uma condição de campo magnético moderado ($s < r_L^i$), o que significa que os íons podem atingir a superfície da sonda em qualquer parte.

Quanto à influência da bainha de plasma na área efetiva da sonda, alguns autores [Pr-82] admitiram que, para valores do campo magnético toroidal tais que as dimensões da sonda são comparáveis ao raio de Larmor dos íons (r_L^i), a área da sonda deve incluir uma “envoltória” de coleta de íons com largura $\sim r_L^i$. Um cálculo de Monte Carlo da coleta de íons por uma sonda cilíndrica, feita por Stangeby [St-84], sustenta a proposta anterior, mas como o próprio autor indica, não leva em consideração nenhum campo elétrico que possa ser criado pelo excesso de coleta de íons. Como não dispomos de um cálculo auto-consistente [Va-91], iremos considerar a área efetiva da sonda como sendo a própria área da sonda.

Com a definição da área da sonda poderemos então determinar a densidade do plasma a partir da corrente de saturação de íons:

$$n = \frac{I_{si}}{0,7 e A C_s} \quad . \quad 2.4(4)$$

Se a tensão aplicada for aumentada linearmente, então a corrente coletada, que era predominantemente devido ao fluxo dos íons, passa a ser consequência também do fluxo dos 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 com 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 devido somente ao fluxo dos elétrons, e é conhecida como corrente de saturação dos elétrons (I_{se}) dada por [St-82]:

$$I_{se} = \frac{1}{4} n e A \bar{c}_e \quad , \quad 2.4(5)$$

onde $\bar{c}_e = \sqrt{\frac{8K_B T_e}{\pi m_e}}$ é a velocidade térmica média dos elétrons próxima da bainha.

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]:

$$I_s = I_{se} \exp[e(V_s - \phi_p)/K_B T_e] \quad . \quad 2.4(6)$$

A figura II.2 mostra a forma típica da corrente na sonda em função da tensão, conhecida como curva característica da sonda simples. Nesta figura observamos a região da corrente de saturação dos íons I_{si} e a dos elétrons I_{se} e o potencial flutuante ϕ_f . O potencial do plasma, ϕ_p , também mostrado na figura, não é claramente definido a partir da curva característica, porém está próximo ao potencial no qual a corrente de saturação dos elétrons é atingida.

Como no potencial flutuante a corrente dos íons é igual à corrente dos elétrons, se igualarmos as expressões 2.4(6) e 2.4(2), fazendo $V_s = \phi_f$, obtemos uma relação entre o potencial flutuante e o potencial do plasma [St-90]:

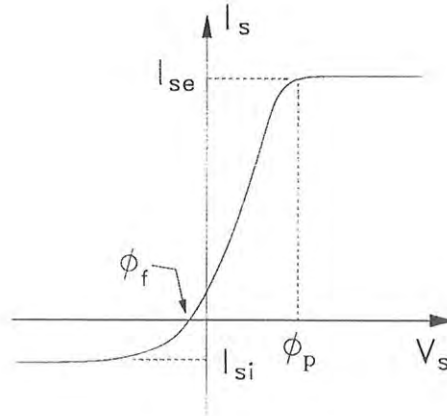


Fig. II.2 Curva característica da sonda simples.

$$\phi_p \cong \phi_f - \frac{1}{2} \frac{K_B T_e}{e} \ln \left[2\pi \frac{m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right] . \quad 2.4(7a)$$

Para um plasma de hidrogênio e supondo que $T_i = 2T_e$, conforme observado no TBR-1 [Si-91], obtemos:

$$\phi_p \cong \phi_f + 2,3 \frac{K_B T_e}{e} . \quad 2.4(7b)$$

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]:

$$I_s = I_{si}(1 - \exp[e(V_s - \phi_f)/K_B T_e]) \quad , \quad V_s < \phi_p . \quad 2.4(8)$$

O ajuste da expressão acima aos pontos experimentais da corrente na sonda em função da tensão aplicada (figura II.3) fornece, simultaneamente, a temperatura dos elétrons, a corrente de saturação de íons (com a qual podemos determinar a densidade do plasma) e o potencial flutuante (com o qual determinamos o potencial do plasma).

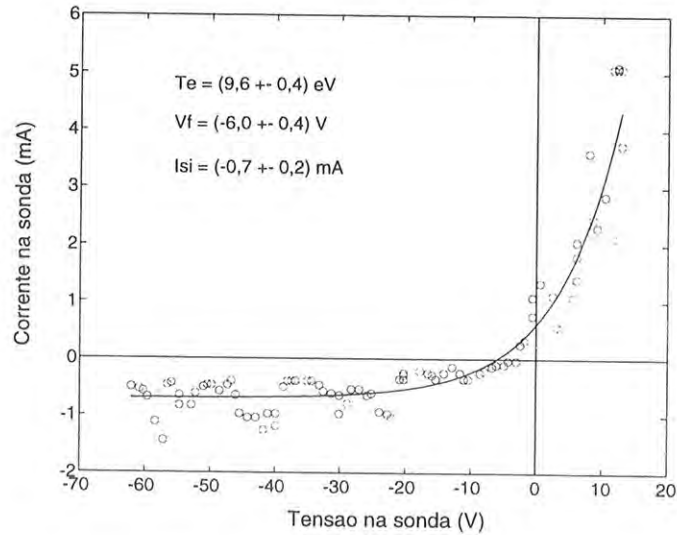


Fig. II.3 Curva característica da sonda simples ajustada aos dados de corrente na sonda em função da tensão, obtidos no tokamak TBR-1, para $r = 8,5$ cm.

2.4.1 Sonda Tripla

A sonda tripla é um arranjo no qual três eletrodos são inseridos no plasma, um para medir o potencial flutuante e os outros dois submetidos a uma diferença de potencial constante, V , de maneira que entre estes dois eletrodos e o plasma circule uma corrente elétrica [Ch-65, Ka-77, Ma-86]. Se a tensão aplicada for suficientemente alta, então a corrente que circula nos eletrodos será a corrente de saturação de íons I_{si} . A figura II.4 mostra a configuração da sonda tripla padrão.

Considerando a expressão da corrente na sonda em função da tensão aplicada (2.4(8)) poderemos escrever a expressão da corrente nos três eletrodos:

$$\text{Sonda 1:} \quad I_1 = I_{si}(1 - \exp[e(V_1 - \phi_f)/K_B T_e]) \quad 2.4.1(a)$$

$$\text{Sonda 2:} \quad I_2 = I_{si}(1 - \exp[e(V_2 - \phi_f)/K_B T_e]) \quad 2.4.1(b)$$

$$\text{Sonda 3:} \quad -I_3 = I_{si}(1 - \exp[e(V_3 - \phi_f)/K_B T_e]) \quad 2.4.1(c)$$

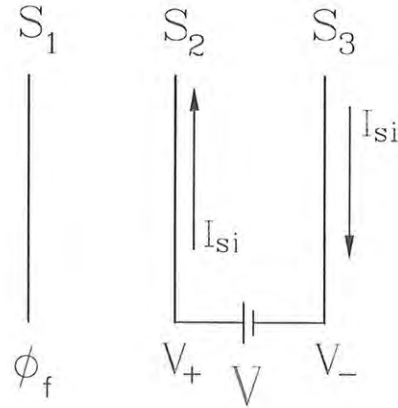


Fig. 11.4 Sonda tripla padrão.

onde V_1 , V_2 e V_3 e I_1 , I_2 e I_3 são, respectivamente, as tensões e as correntes nas sondas S_1 , S_2 e S_3 .

Para deduzirmos expressão da temperatura dos elétrons em função das tensões nas sondas devemos combinar as equações acima da forma:

$$-\frac{I_1 - I_2}{I_2 + I_3} = \frac{I_{si}(1 - \exp[e(V_1 - \phi_f)/K_B T_e]) - I_{si}(1 - \exp[e(V_2 - \phi_f)/K_B T_e])}{-I_{si}(1 - \exp[e(V_2 - \phi_f)/K_B T_e]) + I_{si}(1 - \exp[e(V_3 - \phi_f)/K_B T_e])}$$

Sabendo que no potencial flutuante a corrente na sonda é nula, portanto $I_1 = 0$, e que as correntes nas sondas S_2 e S_3 são iguais, então a expressão acima torna-se:

$$\frac{1}{2} = \frac{\exp[e(V_2 - \phi_f)/K_B T_e] - \exp[e(V_1 - \phi_f)/K_B T_e]}{\exp[e(V_2 - \phi_f)/K_B T_e] - \exp[e(V_3 - \phi_f)/K_B T_e]}$$

ou seja,

$$\frac{1}{2} = \frac{1 - \exp[-e(V_2 - V_1)/K_B T_e]}{1 - \exp[-e(V_2 - V_3)/K_B T_e]}, \quad 2.4.1(2)$$

onde $V_2 - V_3$ é a diferença de potencial aplicada entre as sondas S_2 e S_3 . Se esta tensão for tal que [Ch-65] :

$$V_2 - V_3 \geq 3 \frac{K_B T_e}{e} \quad , \quad 2.4.1(3)$$

então a exponencial no denominador da expressão 2.4.1(2) será muito menor que 1 e poderá ser desprezada. Assim, teremos que:

$$\frac{1}{2} = 1 - \exp[-e(V_2 - V_1)/K_B T_e] \quad .$$

Sabendo que V_2 é o potencial no eletrodo positivo (V_+) e que V_1 é o potencial flutuante (ϕ_f), então a temperatura dos elétrons será dada por:

$$K_B T_e = \frac{e(V_+ - \phi_f)}{\ln(2)} \quad . \quad 2.4.1(4)$$

Portanto, com a sonda tripla, é possível medir simultaneamente a temperatura dos elétrons, a corrente de saturação de íons, da qual determina-se a densidade do plasma, e o potencial flutuante, do qual obtem-se o potencial do plasma.

Como a sonda tripla não requer nenhuma varredura na tensão aplicada, como ocorre na sonda simples, então a resolução temporal das grandezas do plasma medidas por este método está limitada apenas pelo tempo de resposta da própria sonda, enquanto que a resolução temporal da sonda simples depende do período de varredura da tensão. Por outro lado, a sonda simples tem uma melhor resolução espacial que a sonda tripla, já que esta possui três eletrodos separados por uma distância d finita. A separação entre os eletrodos da sonda tripla é aceitável para medidas de perfis de equilíbrio (perfis médios) já que os três eletrodos são dispostos na mesma posição radial. Entretanto, para flutuações com pequenos comprimentos de onda, a separação dos eletrodos introduz uma defasagem kd entre o sinal do potencial flutuante na posição da sonda S_1 e o potencial flutuante que deveria ser medido na posição da sonda S_2 , onde é medido o potencial V_+ . Para corrigir esta defasagem, o arranjo da sonda tripla é modificado adicionando-se mais uma sonda da maneira apresentada na figura II.5, onde os quatro eletrodos estão equidistantes uns dos outros.

Neste novo arranjo da sonda tripla dois eletrodos medem o potencial flutuante em posições simétricas ao eletrodo onde é medido o potencial V_+ . Assim, se o potencial

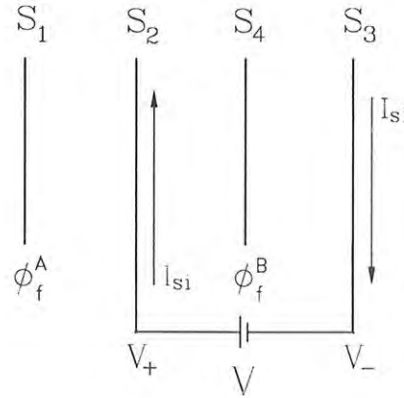


Fig. II.5 Sonda tripla com quatro eletrodos.

flutuante na posição do eletrodo V_+ é ϕ_f^C , então os potenciais ϕ_f^A e ϕ_f^B poderão ser expressos por [Ts-92a]:

$$\phi_f^A = \phi_f^C e^{ikd} \quad \text{e} \quad \phi_f^B = \phi_f^C e^{-ikd} \quad ,$$

onde kd é a defasagem de ϕ_f^A e ϕ_f^B com relação a ϕ_f^C . Se fizermos a média destes dois potenciais chegaremos a conclusão que:

$$\phi_f^M = \frac{\phi_f^A + \phi_f^B}{2} = \phi_f^C \left(\frac{e^{ikd} + e^{-ikd}}{2} \right) = \phi_f^C \cos(kd) \approx \phi_f^C \left(1 - \frac{(kd)^2}{2} \right) \quad ,$$

ou seja, o potencial médio ϕ_f^M reduz a defasagem para a segunda ordem em kd , melhorando a resolução espacial com relação à sonda tripla padrão.

Com isto, a temperatura dos elétrons deverá ser calculada considerando o potencial flutuante médio:

$$K_B T_e = \frac{e(V_+ - \phi_f^M)}{\ln(2)} \quad . \quad 2.4.1(5)$$

2.5 Flutuações das Grandezas do Plasma

Conforme já mencionado, para a determinação do espectro de transporte são necessárias as medidas das flutuações do potencial em duas posições poloidais distintas e das flutuações da densidade em uma única posição. Neste item mostraremos como estas flutuações serão obtidas a partir da medida das flutuações do potencial flutuante, da corrente de saturação de íons e da temperatura. Descreveremos também o método de medida das flutuações magnéticas com a utilização das sondas magnéticas.

2.5.1 Flutuações Eletrostáticas

Pode-se supor que qualquer grandeza (g) medida do plasma é composta de um valor de equilíbrio (valor médio) g° mais uma parte flutuante \tilde{g} , ou seja, $g = g^\circ + \tilde{g}$.

No caso da determinação da parte flutuante da densidade em função das flutuações da corrente de saturação de íons e das flutuações da temperatura, fazemos uma expansão da expressão da corrente de saturação de íons (2.4(2)) em torno dos valores médios n° e T_e° , e separamos a parte média I_{si}° da parte flutuante \tilde{I}_{si} , ou seja:

$$I_{si}(n, T_e) = I_{si}(n^\circ, T_e^\circ) + \left. \frac{\partial I_{si}}{\partial n} \right|_{n=n^\circ, T_e=T_e^\circ} (n - n^\circ) + \left. \frac{\partial I_{si}}{\partial T_e} \right|_{n=n^\circ, T_e=T_e^\circ} (T_e - T_e^\circ) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 I_{si}}{\partial n^2} \right|_{n=n^\circ, T_e=T_e^\circ} (n - n^\circ)^2 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 I_{si}}{\partial T_e^2} \right|_{n=n^\circ, T_e=T_e^\circ} (T_e - T_e^\circ)^2 + \dots$$

Sabendo que $n = n^\circ + \tilde{n}$, $T_e = T_e^\circ + \tilde{T}_e$ e $I_{si} = I_{si}^\circ + \tilde{I}_{si}$, então a parte média da corrente de saturação de íons será dada por $I_{si}^\circ = I_{si}(n^\circ, T_e^\circ)$ e sua parte flutuante por:

$$\tilde{I}_{si} = \left. \frac{\partial I_{si}}{\partial n} \right|_{n=n^\circ, T_e=T_e^\circ} (\tilde{n}) + \left. \frac{\partial I_{si}}{\partial T_e} \right|_{n=n^\circ, T_e=T_e^\circ} (\tilde{T}_e) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 I_{si}}{\partial n^2} \right|_{n=n^\circ, T_e=T_e^\circ} (\tilde{n})^2 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 I_{si}}{\partial T_e^2} \right|_{n=n^\circ, T_e=T_e^\circ} (\tilde{T}_e)^2 + \dots$$

Utilizando a expressão 2.4(2), concluímos que a parte média da corrente de saturação de íons é dada por:

$$I_{si}^o = \kappa n^o \sqrt{T_e^o} \quad , \quad 2.5.1(1)$$

onde κ é uma constante, e que a parte flutuante é dada por:

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{si} &= \kappa (T_e^o)^{1/2} \tilde{n} + \frac{1}{2} \kappa n^o (T_e^o)^{-1/2} \tilde{T}_e - \frac{1}{8} \kappa n^o (T_e^o)^{-3/2} (\tilde{T}_e)^2 \\ &= \kappa n^o (T_e^o)^{1/2} \frac{\tilde{n}}{n^o} + \frac{1}{2} \kappa n^o (T_e^o)^{1/2} \frac{\tilde{T}_e}{T_e^o} - \frac{1}{8} \kappa n^o (T_e^o)^{1/2} \left(\frac{\tilde{T}_e}{T_e^o} \right)^2 . \end{aligned}$$

Assim,

$$\tilde{I}_{si} = I_{si}^o \frac{\tilde{n}}{n^o} + \frac{1}{2} I_{si}^o \frac{\tilde{T}_e}{T_e^o} - \frac{1}{8} I_{si}^o \left(\frac{\tilde{T}_e}{T_e^o} \right)^2$$

e, finalmente,

$$\frac{\tilde{n}}{n^o} = \frac{\tilde{I}_{si}}{I_{si}^o} - \frac{1}{2} \frac{\tilde{T}_e}{T_e^o} + \frac{1}{8} \left(\frac{\tilde{T}_e}{T_e^o} \right)^2 \quad . \quad 2.5.1(2)$$

Portanto, concluímos que para a determinação das flutuações da densidade (\tilde{n}) é necessário medir o valor médio e as flutuações da corrente de saturação de íons e da temperatura dos elétrons.

Se fizermos esta mesma análise para o potencial do plasma (expressão 2.4(7b)), chegaremos a conclusão que:

$$\phi_p^o = \phi_f^o + 2,3 \frac{K_B T_e^o}{e} \quad 2.5.1(3a)$$

e

$$\tilde{\phi}_p = \tilde{\phi}_f + 2,3 \frac{K_B \tilde{T}_e}{e} \quad , \quad 2.5.1(3b)$$

de onde concluímos que é necessário medir as flutuações do potencial flutuante e da temperatura para a determinação das flutuações do potencial do plasma.

No estudo das flutuações na borda do plasma considera-se, de modo geral, que as flutuações da temperatura são desprezíveis [Le-84, Rh-89, Jh-93]. Neste caso as flutuações da densidade e do potencial do plasma serão dadas, respectivamente, por:

$$\tilde{n} = \frac{\tilde{I}_{si}}{\kappa \sqrt{T_e^o}} \quad 2.5.1(4)$$

e

$$\tilde{\phi}_p = \tilde{\phi}_f \quad 2.5.1(5)$$

Um dos propósitos deste trabalho é analisar a influência das flutuações da temperatura na turbulência e transporte medidos na borda do plasma. Com este intuito, utilizaremos a análise espectral, desenvolvida nos itens anteriores, nas flutuações da densidade e do potencial corrigidas pelas flutuações da temperatura (2.5.1(2) e 2.5.1(3b)) e sem estas correções (2.5.1(4) e 2.5.1(5)).

2.5.2 Flutuações Magnéticas

Para a medida das flutuações magnéticas foram utilizadas bobinas (sondas) magnéticas. Construímos dois conjuntos de bobinas, cada qual com duas bobinas, uma para medir flutuações magnéticas na direção poloidal e outra para medir estas flutuações na direção radial. No capítulo 3 mostraremos o arranjo no qual as bobinas magnéticas e as sondas eletrostáticas foram dispostas dentro da câmara do tokamak TBR-1.

A tensão induzida nos terminais de uma bobina (V_b) devido à variação do fluxo magnético que passa através da bobina é dada por:

$$V_b = N \frac{d\beta}{dt} \quad \text{onde} \quad \beta = \int_{\text{área}} \vec{B} \cdot \vec{da} \quad ,$$

N é o número de espiras da bobina e \vec{da} é um vetor unitário que sai da superfície da bobina e aponta para fora da mesma. Se este vetor \vec{da} for paralelo às linhas de campo magnético, então teremos que:

$$\beta = \int_{\text{área}} \vec{B} \cdot \vec{da} = \int_{\text{área}} B da = B A_b \quad .$$

Desta forma, a tensão induzida nos terminais da bobina será dada por:

$$V_b = N A_b \frac{dB}{dt} \equiv N A_b \dot{B} \quad , \quad 2.5.2(1)$$

onde o produto $N A_b$ é conhecido como área efetiva da bobina.

Se medirmos apenas a parte flutuante da tensão induzida V_b , então as flutuações de \dot{B} serão determinadas por:

$$\dot{B} = \frac{\tilde{V}_b}{N A_b} \quad . \quad 2.5.2(2)$$

Assim, se o vetor \vec{da} for paralelo ao fluxo do campo magnético poloidal, serão medidas as flutuações magnéticas poloidais, e se for paralelo ao fluxo do campo magnético radial, serão medidas as flutuações magnéticas radiais.

Capítulo 3

Arranjo Experimental

Neste capítulo descrevemos o diagnóstico montado para a medida dos valores médios e flutuantes das grandezas que caracterizam a borda do plasma do tokamak TBR-1, um tokamak de pequeno porte em operação no laboratório de física de plasmas do Instituto de Física da USP [Na-81, Na-93].

3.1 Tokamaks

Em um tokamak o plasma é produzido em uma câmara toroidal e confinado dentro desta câmara através da superposição do campo magnético toroidal, criado pela corrente elétrica que passa por espiras colocadas ao redor da câmara, e do campo magnético poloidal, produzido pela corrente elétrica que flui através do plasma. A corrente do plasma é criada por um campo elétrico gerado, na direção toroidal, pela variação do fluxo magnético produzido pela corrente no primário de um transformador Ohmico, onde o plasma é o secundário do transformador. Espiras adequadamente posicionadas no tokamak produzem campos magnéticos verticais para o controle da posição e formato da coluna de plasma. A figura III.1 mostra o esquema básico de uma máquina tokamak¹.

A superposição das linhas dos campos magnético toroidal e poloidal origina uma configuração de linhas de campo helicoidais cuja helicidade (em uma aproximação cilíndrica,

¹Obtido no endereço: <http://mtws01.rmki.kfki.hu/> da rede "internet".

ou de razão-de-aspecto grande) é descrita pelo fator de segurança q , dado por:

$$q(r) = \frac{r B_\varphi}{R B_\theta} \quad .$$

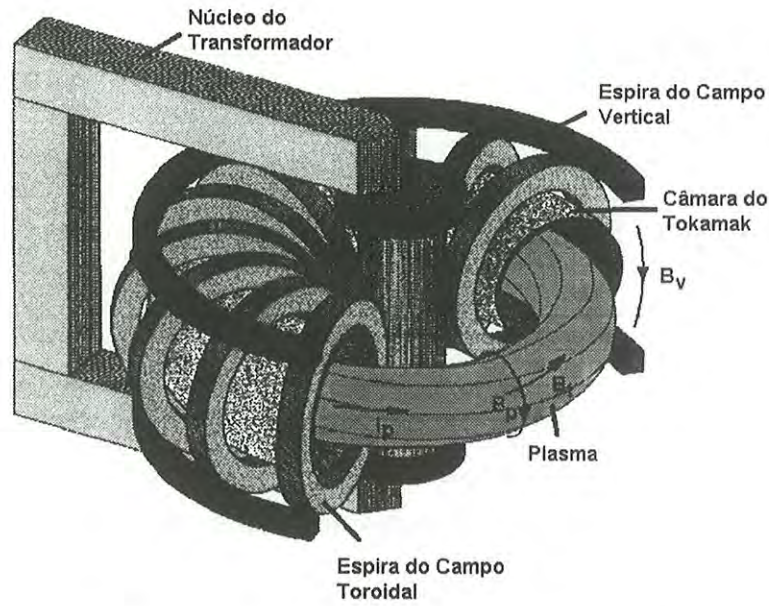


Fig. III.1 Desenho esquemático de um tokamak.

Nas superfícies de fluxo magnético conhecidas como superfícies racionais, uma linha de campo helicoidal retorna ao mesmo ponto depois de descrever m voltas na direção toroidal e n voltas na direção poloidal. Quando isto ocorre o fator de segurança é um número racional, dado por $q = m/n$.

O aquecimento do plasma ocorre por meio da dissipação de calor provocada pela passagem da corrente elétrica pelo plasma.

Informações mais detalhadas sobre o tokamak podem ser obtidas nas referências [Ar-72] e [Ka-92].

3.1.1 O Tokamak TBR-1

O TBR-1 é um tokamak de pequeno porte, com uma câmara de secção transversal circular, feita de aço inoxidável e com dezoito janelas de acesso ao plasma. Esta câmara

é formada de duas metades isoladas eletricamente para evitar correntes induzidas pelo campo elétrico criado pelo transformador Ôhmico. O raio do plasma é delimitado por um limitador poloidal metálico em forma de anel com 8 cm de raio, 2,5 cm de largura e 0,75 cm de espessura, colocado na junção das duas metades da câmara.

Todos os campos magnéticos presentes no TBR-1 são produzidos por correntes elétricas geradas pela descarga de bancos de capacitores nas espiras do tokamak, em uma ordem apropriada para a criação e manutenção da corrente de plasma e durante o intervalo de tempo característico da configuração dos bancos de capacitores. A tabela III.1 mostra as características principais do tokamak TBR-1 e do plasma produzido neste tokamak e a figura III.2 mostra os perfis temporais dos sinais que caracterizam o pulso de plasma. Nestas figuras observamos que o perfil da corrente de plasma (fig. III.2a) possui um patamar de $\sim 9,5$ kA, durante um período de ~ 4 ms, que é mantido por uma tensão de enlace com valores ≤ 2 V (fig. III.2b). As figuras III.2c e III.2d mostram os perfis da posição da coluna de plasma na direção horizontal e vertical e a figura III.2e mostra o perfil da emissão de Raios-X de alta energia produzidos pela colisão dos elétrons fugitivos com o limitador.

Raio maior	R	0,30 m
Raio do vaso	a_v	0,11 m
Raio do plasma	a	0,08 m
Campo toroidal	B_φ	$\sim 0,4$ T
Corrente de plasma	I_p	6 - 12 kA
Duração da corrente	τ_I	8 - 12 ms
Densidade no centro da coluna de plasma [El-96]	$n(0)$	$\sim 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
Densidade na borda*	$n(a)$	$\sim 2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Temperatura dos elétrons no centro da coluna de plasma [Ol-94]	$T_e(0)$	~ 150 eV
Temperatura dos elétrons na borda*	$T_e(a)$	~ 10 eV

* medidas neste trabalho

Tabela III.1 Principais características do plasma e do tokamak TBR-1.

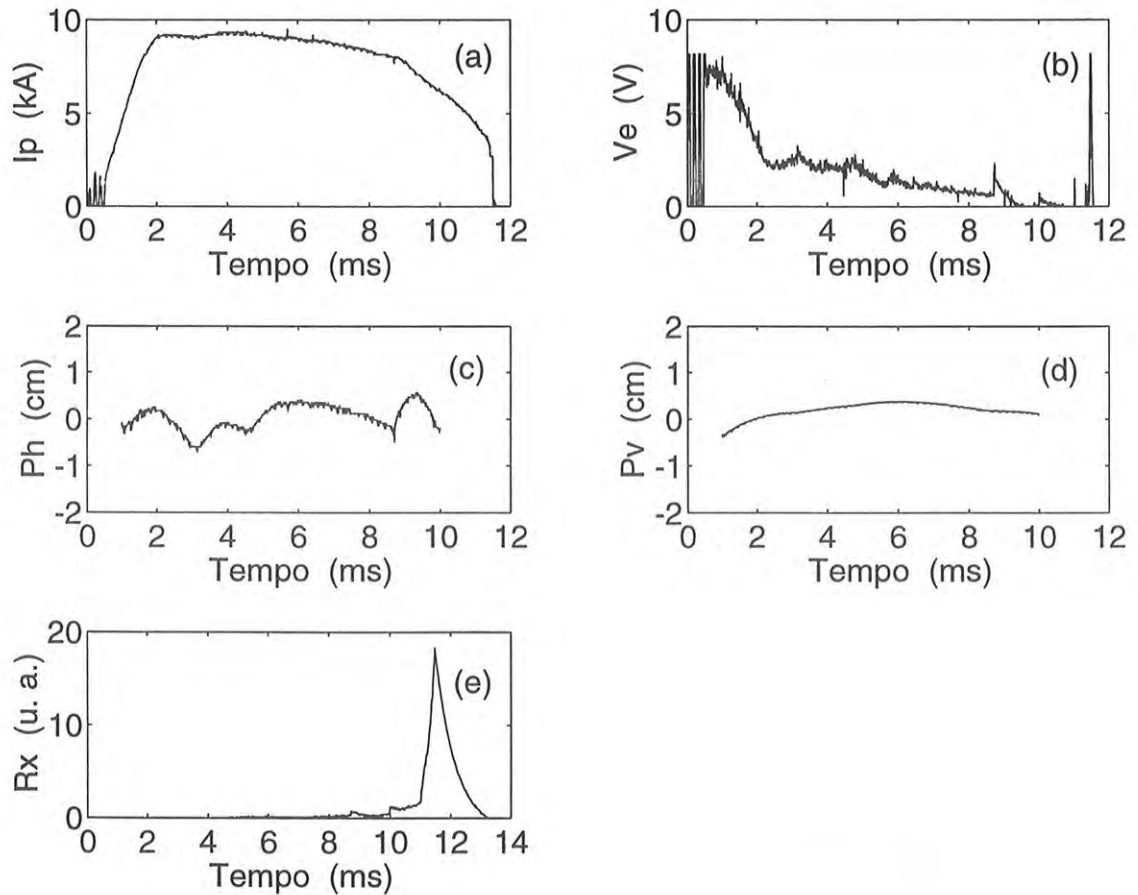


Fig. III.2 Perfis temporais dos sinais que caracterizam o pulso de plasma do tokamak TBR-1: Corrente de Plasma (a), Tensão de enlace (b), Posição horizontal da coluna de plasma (c), Posição vertical da coluna de plasma (d) e Raios-X de alta energia (e).

3.2 Diagnóstico com Sondas Eletrostáticas e Magnéticas

As sondas eletrostáticas foram construídas com um fio de tungstênio de 0,75 mm de diâmetro colocado dentro de um tubo capilar de cerâmica, estendendo-se 2 mm para fora deste tubo.

Para que fosse possível realizar todas as medidas descritas nos itens anteriores, foram utilizadas nove sondas eletrostáticas dispostas no arranjo mostrado na figura III.3.

Estas nove sondas foram dispostas em dois conjuntos (um com três e o outro com seis sondas) que estão deslocados entre si na direção toroidal (\hat{e}_φ), para evitar que uma sonda ficasse na sombra da outra, já que a direção toroidal no tokamak é a direção da corrente de plasma e do campo magnético de confinamento. Em cada um destes conjuntos as sondas adjacentes estão 3 mm equidistantes umas das outras (figura III.3a). A figura III.3b mostra as grandezas do plasma medidas por cada sonda eletrostática e o conjunto da sonda tripla.

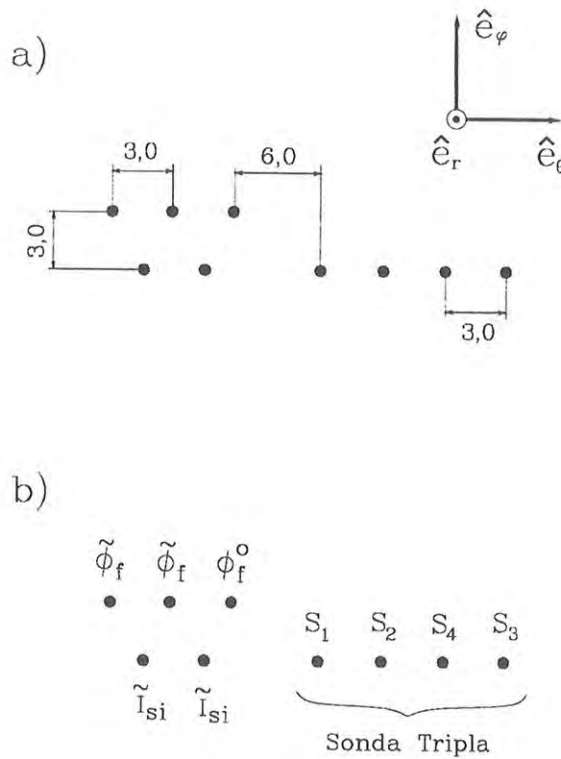


Fig. III.3 a) Arranjo das sondas eletrostáticas utilizado neste trabalho (dimensões em milímetros). b) Parâmetros do plasma medidos pelas sondas eletrostáticas: $\tilde{\phi}_f$ - flutuações do potencial flutuante; ϕ_f^o - perfil médio do potencial flutuante; \tilde{I}_{si} - flutuações da corrente de saturação de íons.

Os sinais das flutuações do potencial flutuante ($\tilde{\phi}_f$) e da corrente de saturação de íons (\tilde{I}_{si}), medidos em duas posições poloidais (\hat{e}_θ) diferentes, foram utilizados para o cálculo do espectro de transporte, do fluxo total de partículas e energia (itens 2.2 e 2.3) e também para a determinação da função espectral $S(k_\theta, f)$ destas flutuações (item 2.1.1). O potencial flutuante médio (ϕ_f^o) foi medido para determinarmos o potencial do plasma (2.4(7b)) e também o nível relativo das flutuações do potencial flutuante. Com a sonda tripla foram feitas medidas do perfil médio e das flutuações da temperatura dos elétrons e da corrente de saturação de íons (item 2.4.1).

As bobinas magnéticas foram construídas com um enrolamento de aproximadamente 60 espiras² de fio de cobre de 0,14 mm de espessura (AWG 35) em uma base cilíndrica de P.V.C. rígido com 7 mm de diâmetro. Construímos dois conjuntos com duas bobinas magnéticas cada, uma para medir as flutuações magnéticas na direção poloidal e a outra para medir estas flutuações na direção radial. A figura III.4 mostra uma fotografia destes dois conjuntos de bobinas. Cada um deles foi colocado dentro de um tubo de vidro pirex para não entrar em contato direto com o plasma. Os dois tubos de vidro e as nove sondas eletrostáticas foram colados em uma base de aço inox não magnetizável (aço 316 L), que por sua vez foi fixada em um tubo também de aço, dentro do qual seguiram os fios de todas as sondas. Posteriormente este tubo foi colocado dentro de um dispositivo capaz de movimentar as sondas, na direção radial, dentro da câmara do tokamak. A figura III.5 mostra o esquema da disposição das sondas eletrostáticas junto aos tubos de vidro que contêm as bobinas magnéticas. A figura III.6 mostra a fotografia das sondas eletrostáticas e dos tubos de vidro colados na base de aço e a figura III.7 mostra a fotografia das sondas acopladas ao dispositivo de movimentação radial dentro da câmara do tokamak. As sondas foram colocadas em uma janela de acesso ao plasma na parte superior da câmara a 45° do limitador (figura III.8).

Para medir somente a parte flutuante das grandezas do plasma, é necessário eliminar as componentes de baixa frequência dos sinais destas grandezas, pois a parte flutuante é formada somente por componentes de alta frequência. Isto é feito construindo os circuitos com filtros passa-alta que, para as nossas medidas, eliminam a parte média dos sinais cortando as frequências abaixo de ~ 3 kHz.

²O número de espiras foi escolhido de maneira a não interferir na faixa de frequências escolhida para as medidas [Ta-84].

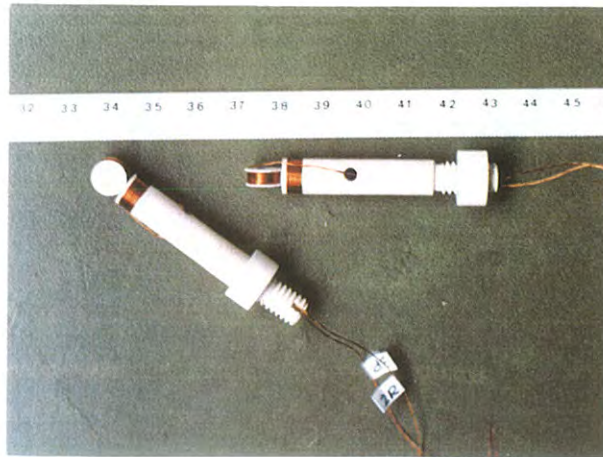


Fig. III.4 Fotografia dos dois conjuntos de bobinas magnéticas construídos para a medida das flutuações magnéticas nas direções radial e poloidal.

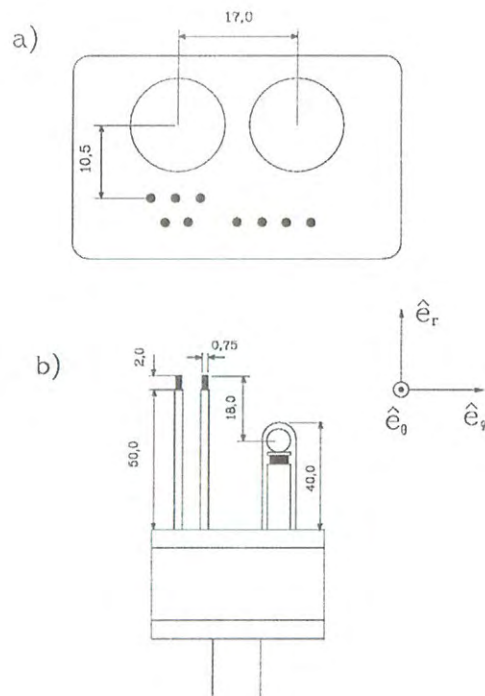


Fig. III.5 a) Disposição das sondas eletrostáticas e dos tubos de vidro na base de aço (distâncias em milímetros). b) Dimensões das sondas (em milímetros).

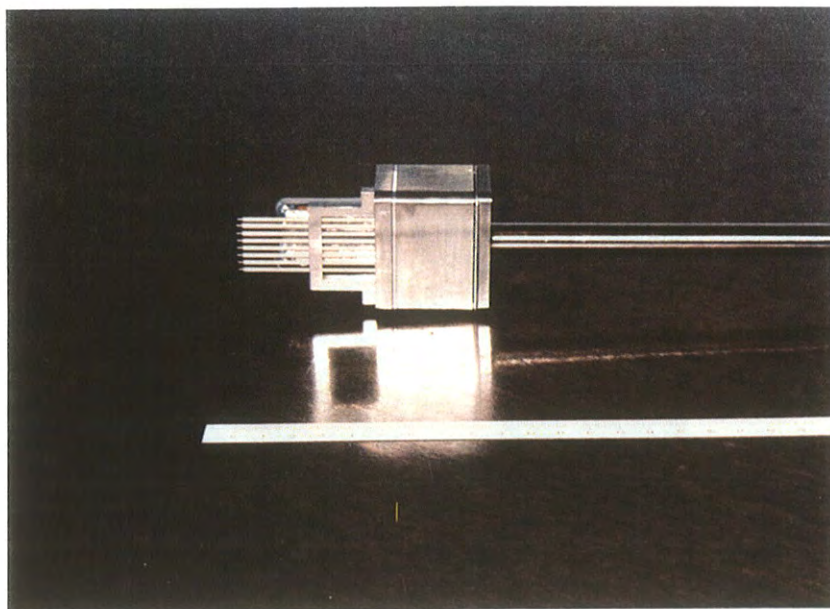


Fig. III.6 Fotografia da base de aço com todas as sondas eletrostáticas e com os tubos de vidro.

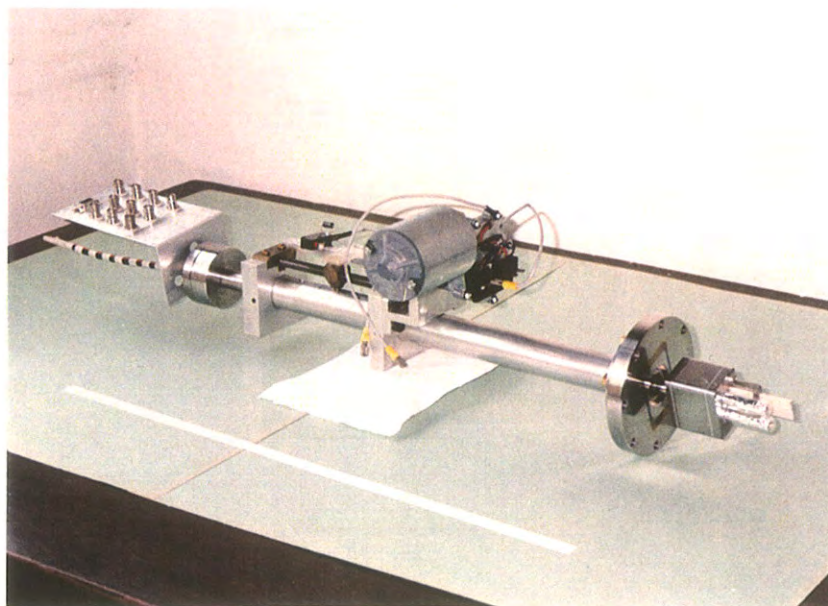


Fig. III.7 Fotografia do conjunto de sondas acoplado ao dispositivo de movimentação.

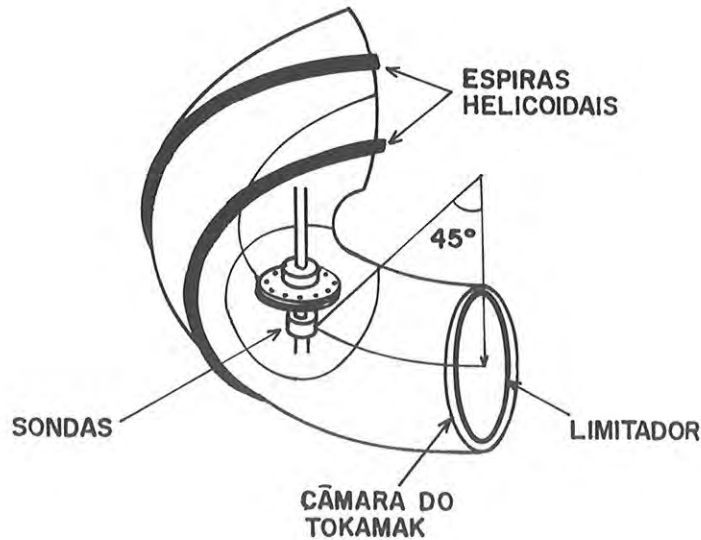


Fig. III.8 Disposição do conjunto de sondas na câmara do tokamak TBR-1.

A medida das flutuações da corrente de saturação de íons (\tilde{I}_{si}) foi feita aplicando-se uma tensão negativa na sonda (~ -70 Volts), de modo que fossem coletados predominantemente os íons, e utilizando um circuito com filtro passa-alta (figura III.9a).

Como já foi citado, o potencial flutuante é o potencial no qual a corrente na sonda é nula (corrente dos elétrons igual à corrente dos íons). Por este motivo, este potencial (parte média e flutuações) foi medido por um circuito com alta impedância de entrada. A figura III.9b mostra o esquema do circuito utilizado para medir as flutuações do potencial flutuante ($\tilde{\phi}_f$) e a figura III.10 mostra o esquema do circuito utilizado para medir o potencial flutuante médio (ϕ_f^o).

Ao contrário dos circuitos que medem a parte flutuante do sinal das sondas, o circuito que mede a parte média dos sinais deve cortar as componentes de alta frequência. Por isso, o circuito que mede a parte média do potencial flutuante possui um filtro passa-baixa que corta as frequências acima de ~ 10 kHz.

A temperatura dos elétrons (em e-letron-volts), utilizando a sonda tripla com quatro eletrodos, é calculada pela expressão 2.4.1(5):

$$K_B T_e = \frac{e(V_+ - \phi_f^M)}{\ln(2)} \quad \text{onde} \quad \phi_f^M = \frac{\phi_f^A + \phi_f^B}{2}$$

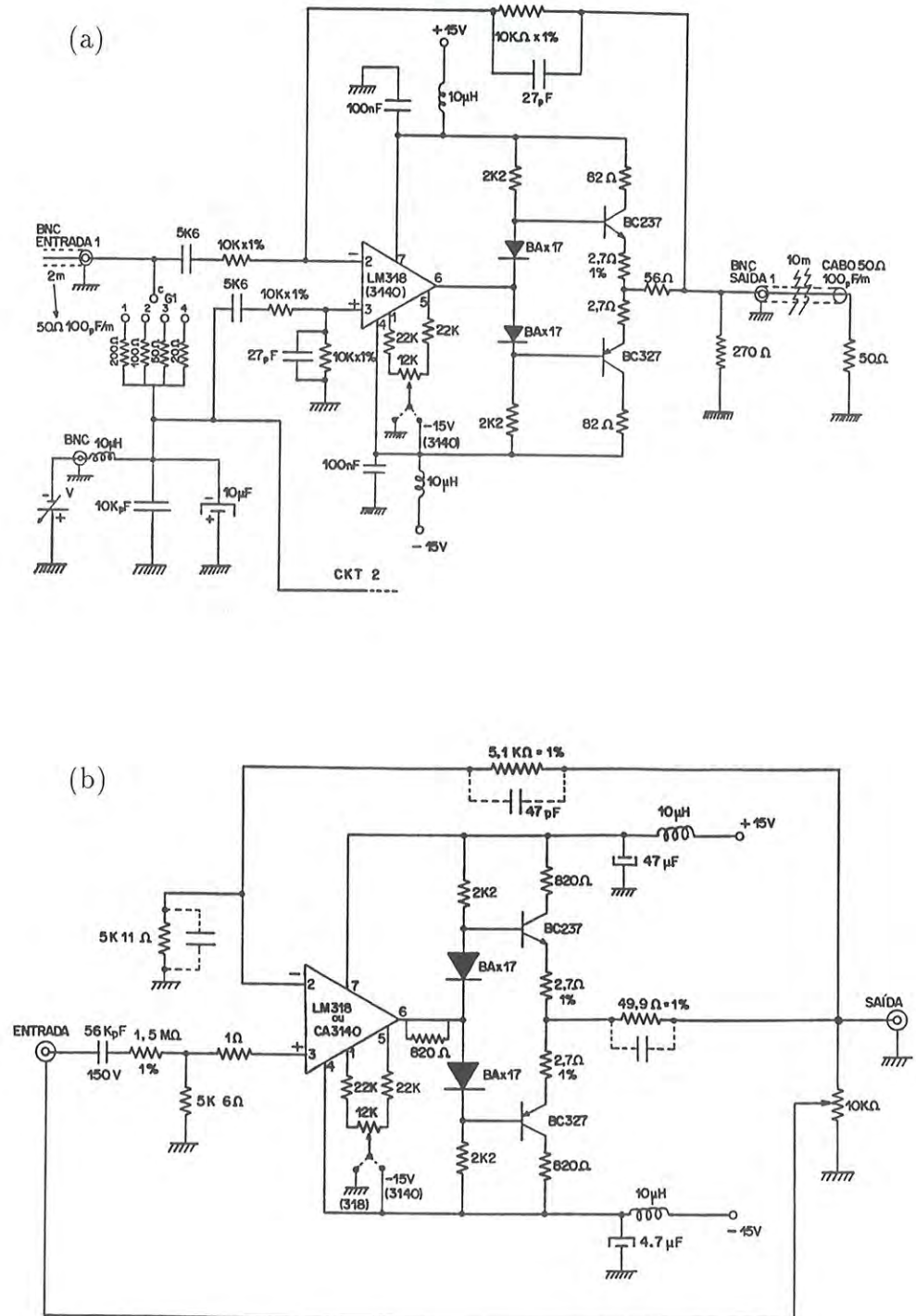


Fig. III.9 Esquema dos circuitos construídos para a medida das flutuações da corrente de saturação de íons (a) e das flutuações do potencial flutuante (b).

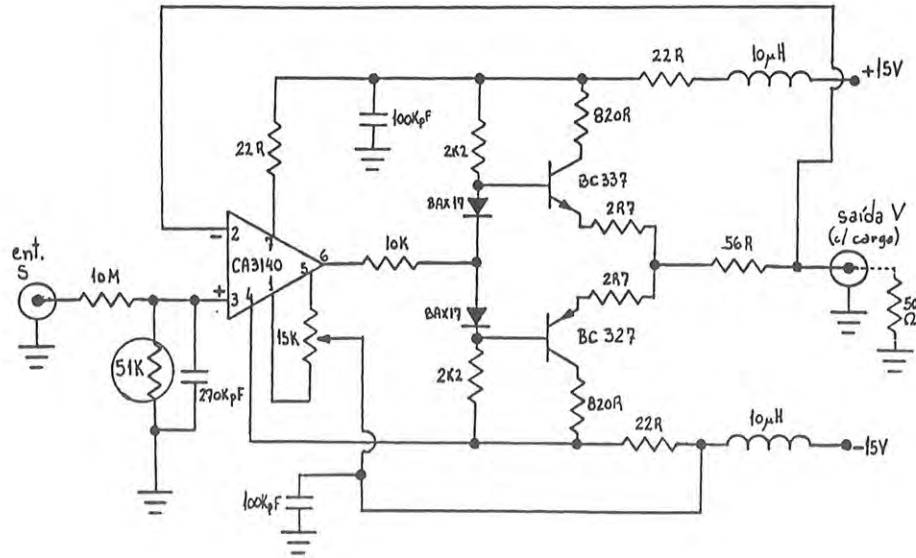


Fig. III.10 Esquema do circuito construído para a medida do perfil de equilíbrio do potencial flutuante.

e onde ϕ_f^A e ϕ_f^B são os potenciais flutuantes apresentados na figura II.5. Substituindo ϕ_f^M na expressão da temperatura e definindo $V_A = V_+ - \phi_f^A$ e $V_B = V_+ - \phi_f^B$, teremos que:

$$K_B T_e = \frac{e}{\ln(2)} \left(\frac{V_A + V_B}{2} \right) \quad . \quad 3.2(1)$$

Para medirmos a temperatura dos elétrons, utilizando a expressão 3.2(1), e a corrente de saturação de íons, foi montado o circuito apresentado na figura III.11. Neste circuito utilizamos uma fonte de tensão contínua (DC) para aplicar uma tensão de ~ 120 volts entre as sondas S_2 e S_3 . Isto significa que, segundo a condição 2.4.1(3), a expressão 3.2(1) é conveniente para medir as temperaturas de até ~ 40 eV [Ji-91].

O ponto assinalado no circuito como COMUM (localizado no terminal positivo da fonte) é a referência de tensão para os circuitos C1, C2 e C3, ou seja, estes circuitos medem as tensões nas posições indicadas com relação ao ponto COMUM. Portanto, a corrente que circula entre as sondas S_2 e S_3 e o plasma (corrente de saturação de íons) é determinada através da medida da tensão no resistor de 10Ω feita pelo circuito C3. Na figura III.11 podemos observar também que os potenciais V_A e V_B (expressão 3.2(1)) são medidos pelos circuitos C1 e C2 respectivamente. Um divisor resistivo é utilizado para

diminuir a amplitude do sinal de entrada nestes circuitos com o objetivo de melhorar a resposta em frequência dos circuitos.

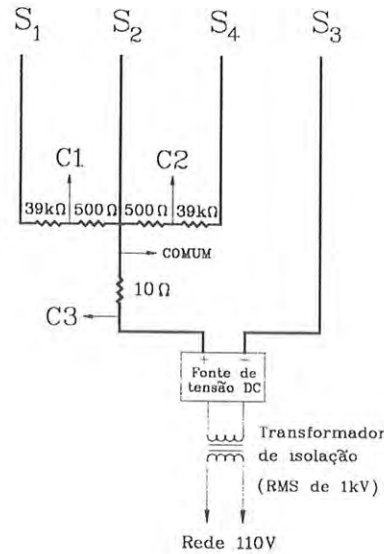


Fig. III.11 Circuito da sonda tripla com quatro eletrodos, montado para a medida da temperatura dos elétrons e da corrente de saturação de íons.

Os três circuitos C1, C2 e C3 são idênticos, diferindo apenas quanto ao ganho pois os sinais medidos pelos circuitos C1 e C2 são muito mais intensos que o sinal medido pelo circuito C3. A figura III.12 mostra o esquema de um destes circuitos onde podemos observar a presença de um foto-acoplador (TLP 551), responsável pela isolação elétrica entre a entrada e a saída do circuito. Esta isolação é necessária pois os eletrodos da sonda tripla estão “flutuando”, ou seja, eles possuem um nível de referência (ponto COMUM na figura III.11) que não tem conexão com o nível de referência (terra) dos digitalizadores nos quais a saída dos circuitos está ligada.

Para a determinação das flutuações magnéticas, através da expressão 2.5.2(2), medimos apenas a parte flutuante da tensão induzida nos terminais das bobinas, utilizando circuitos com filtros passa-alta (com corte abaixo de $\sim 3\text{kHz}$). A figura III.13 mostra o esquema do circuito construído para a medida das flutuações magnéticas. Foram construídos quatro destes circuitos para as medidas realizadas com as quatro bobinas magnéticas.

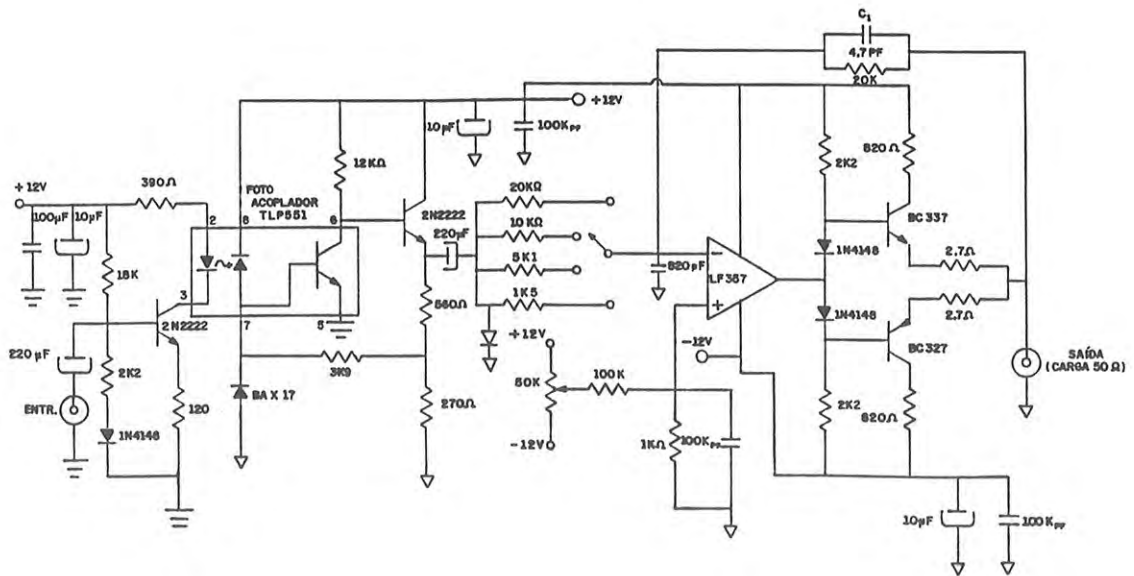


Fig. III.12 Esquema do circuito construído para medir os sinais da sonda tripla.

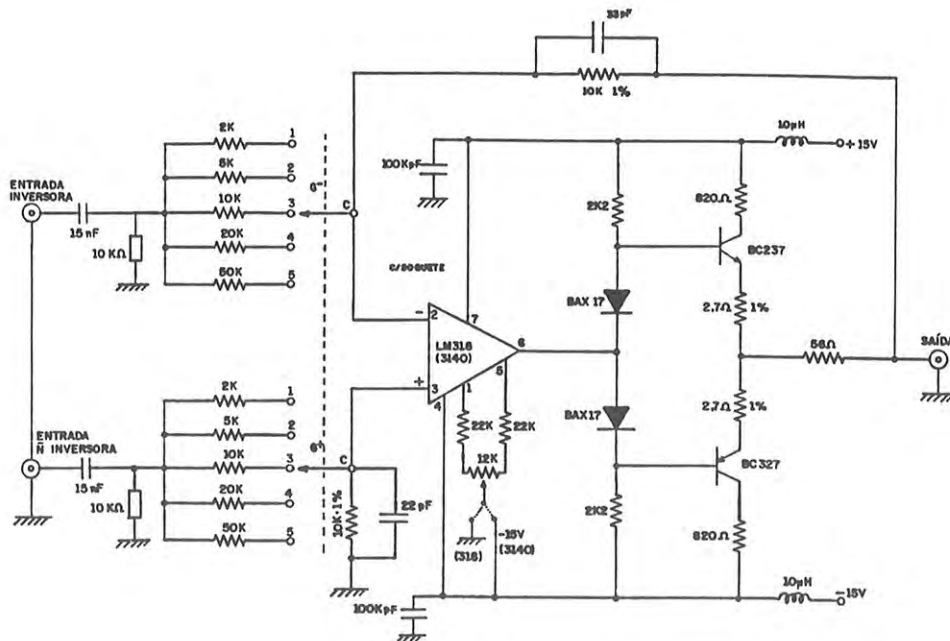


Fig. III.13 Esquema do circuito construído para medir as flutuações magnéticas.

Antes da utilização das bobinas para as medidas, foram determinadas as áreas efetivas das mesmas (NA_b na expressão 2.5.2(2)) medindo-se a tensão nos terminais das bobinas, induzida pela variação do campo magnético de valor conhecido, criado no centro de uma bobina de Helmholtz [Ar-91].

A digitalização dos sinais de todas as sondas eletrostáticas e magnéticas foi feita por módulos digitalizadores modelo LeCroy WD2264 [Fa-93] com uma frequência de amostragem de 1 MHz e com 0,512 Volts pico-a-pico de amplitude máxima dos sinais de entrada. Devido a esta limitação na tensão de entrada dos digitalizadores, todos os circuitos foram construídos com ganhos apropriados para que esta tensão não fosse ultrapassada pelos sinais de saída dos circuitos. A digitalização feita com 1 MHz de frequência de amostragem implica que a frequência máxima dos sinais de saída dos circuitos deve ser de 500 kHz (segundo o teorema de Nyquist) para evitar o efeito de “aliasing” dos sinais [Po-90]. Desta forma, todos os circuitos que medem os sinais de flutuações das sondas eletrostáticas (inclusive da sonda tripla) e das bobinas magnéticas possuem filtros passa-baixa para cortar as frequências acima de 500 kHz.

Os circuitos construídos para medir a parte flutuante dos sinais das sondas eletrostáticas e magnéticas permitem registrar uma faixa de frequências de ~ 3 kHz a ~ 500 kHz. Os circuitos C1, C2 e C3 da sonda tripla, que medem a parte média e também a parte flutuante dos sinais, possuem uma banda passante de frequências de $\sim 0,4$ Hz a ~ 500 kHz e o circuito que mede a parte média do potencial flutuante registra as frequências abaixo de ~ 10 kHz.

Os sinais da corrente de saturação de íons e da temperatura dos elétrons, medidos pela sonda tripla, são formados por uma parte média mais uma parte flutuante. Entretanto, para a determinação das flutuações da densidade (expressão 2.5.1(2)) e do potencial do plasma (expressão 2.5.1(3b)) foi necessário separar a temperatura média (T_e^o) da parte flutuante (\tilde{T}_e). Para isto utilizamos um filtro numérico do tipo Butterworth [Br-94] com uma frequência de corte em 5 kHz.

A conexão entre as sondas e os circuitos foi feita por cabos coaxiais do tipo RG 58G/U ($Z_0 = 50 \Omega$) com capacitância de 100 pF por metro. Esta capacitância dos cabos acoplada à resistência do plasma forma um filtro RC que corta os sinais com frequências acima de $(2\pi RC)^{-1}$ antes destes sinais chegarem aos circuitos. Para diminuir o efeito da

capacitância dos cabos coaxiais, os circuitos foram colocados próximos às sondas ($\sim 1,5$ metros). Para tentar diminuir ainda mais o efeito da capacitância do cabo, na medida das flutuações do potencial flutuante, a blindagem do cabo coaxial de entrada foi colocada na mesma tensão da sonda, como pode ser visto na figura III.9b.

No processo de aquisição de dados, os sinais das sondas, medidos pelos circuitos eletrônicos, são digitalizados e transferidos para um micro-computador PC AT386, onde são armazenados em disquetes para análise posterior. A figura III.14 mostra um diagrama do sistema de aquisição de dados utilizado para registrar os sinais das sondas eletrostáticas e magnéticas.

As figuras seguintes mostram os sinais das sondas eletrostáticas e magnéticas medidos segundo o arranjo apresentado na figura III.3. Na figura III.15 temos os perfis temporais das flutuações do potencial flutuante, medidos por duas sondas, das flutuações da corrente de saturação de íons, medidos por outras duas sondas, e do perfil de equilíbrio do potencial flutuante, para medidas realizadas na posição $r = 7,1$ cm ($r/a \cong 0,88$). Na figura III.16 temos os perfis temporais dos potenciais V_A e V_B e da corrente de saturação de íons medidos com a sonda tripla em $r = 7,1$ cm, e também o perfil da temperatura dos elétrons determinada pela expressão 3.2(1). Na figura III.17 mostramos os perfis de equilíbrio da temperatura e da corrente de saturação de íons separados das suas respectivas partes flutuantes pelo filtro numérico, e na figura III.18 apresentamos os perfis temporais das flutuações magnéticas medidos pelos dois conjuntos de sondas magnéticas na posição $r = 8,9$ cm ($r/a \cong 1,11$).

Medimos os sinais das sondas eletrostáticas e magnéticas em uma descarga do tokamak sem a formação do plasma, para determinar o nível do ruído destes sinais. Verificamos que para todas as sondas este ruído é desprezível com relação ao nível dos sinais medidos.

As medidas com as sondas eletrostáticas foram realizadas na borda do plasma e na sombra do limitador da posição $r = 6,5$ cm ($r/a \cong 0,81$) a $r = 9,0$ cm ($r/a \cong 1,12$) com espaçamentos de 0,3 cm. As flutuações magnéticas foram medidas pelas sondas magnéticas somente na sombra do limitador, de $r = 8,3$ cm ($r/a \cong 1,03$) a $r = 10,8$ cm ($r/a \cong 1,35$).

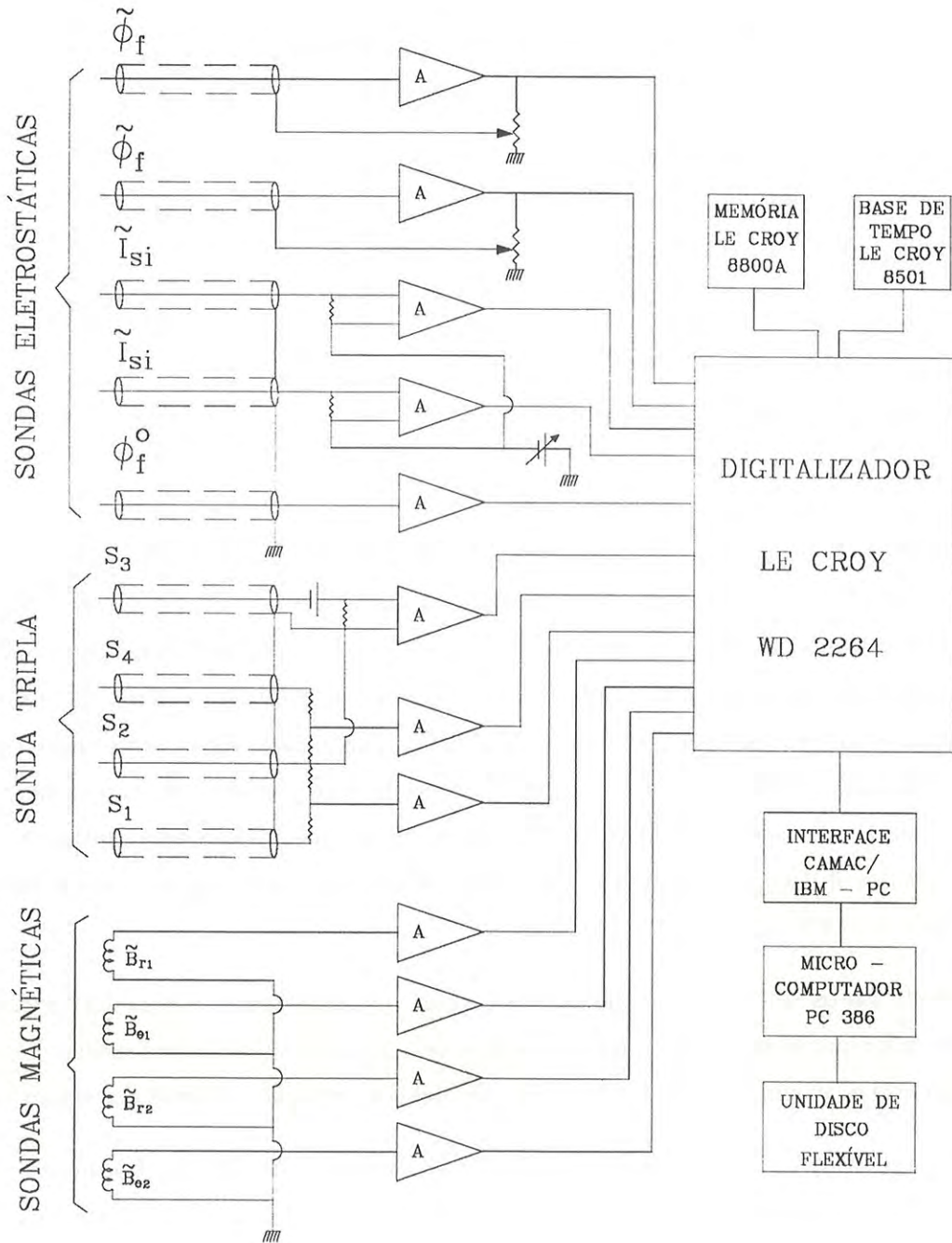


Fig. III.14 Diagrama do sistema de medida e aquisição de dados utilizado no registro dos sinais das sondas eletrostáticas e magnéticas.

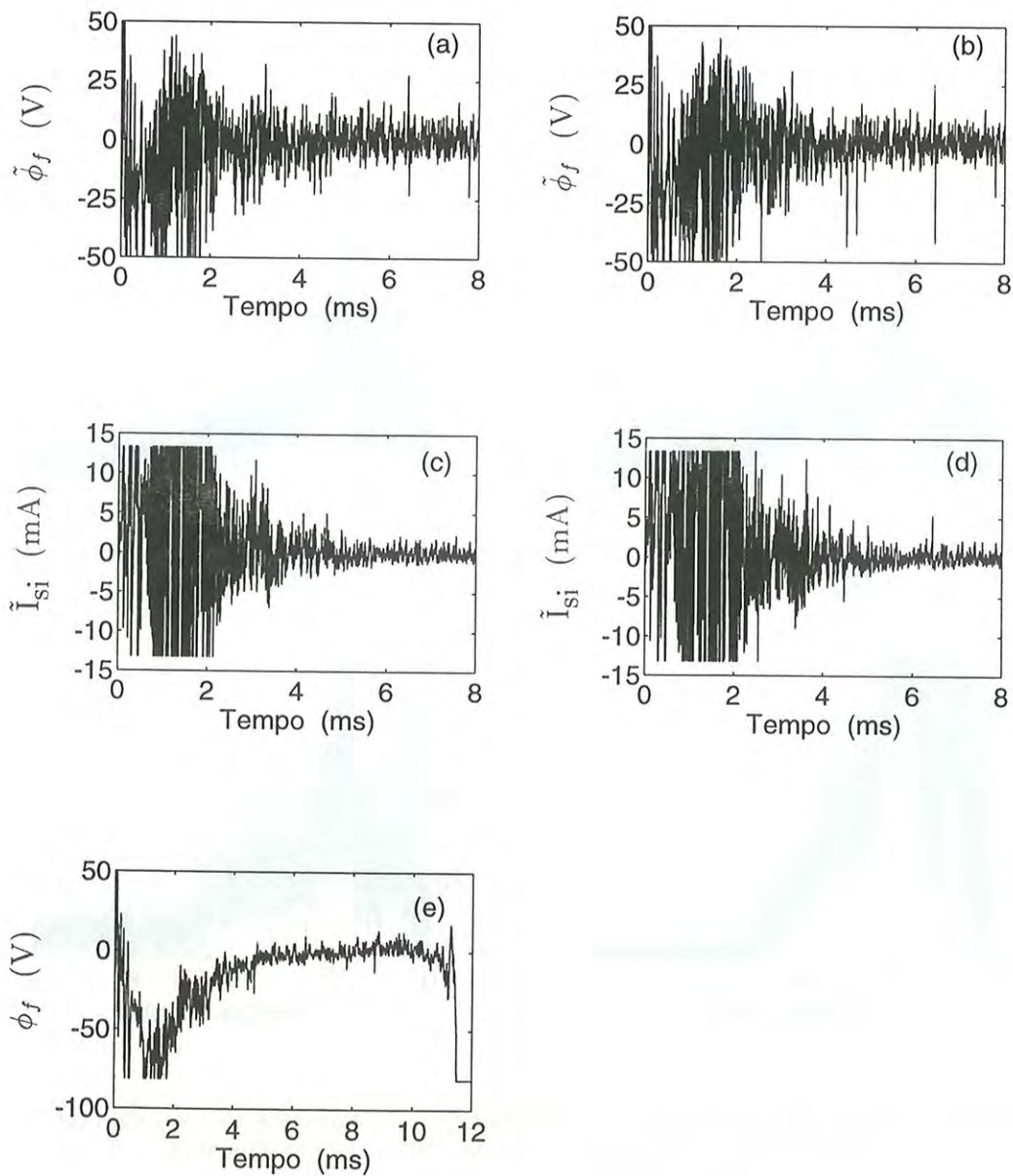


Fig. III.15 (a) e (b) Flutuações do potencial flutuante medidas por duas sondas. (c) e (d) Flutuações da corrente de saturação de íons medidas por outras duas sondas. (e) Perfil de equilíbrio do potencial flutuante (vide figura III.3). Posição das sondas: $r = 7,1$ cm.

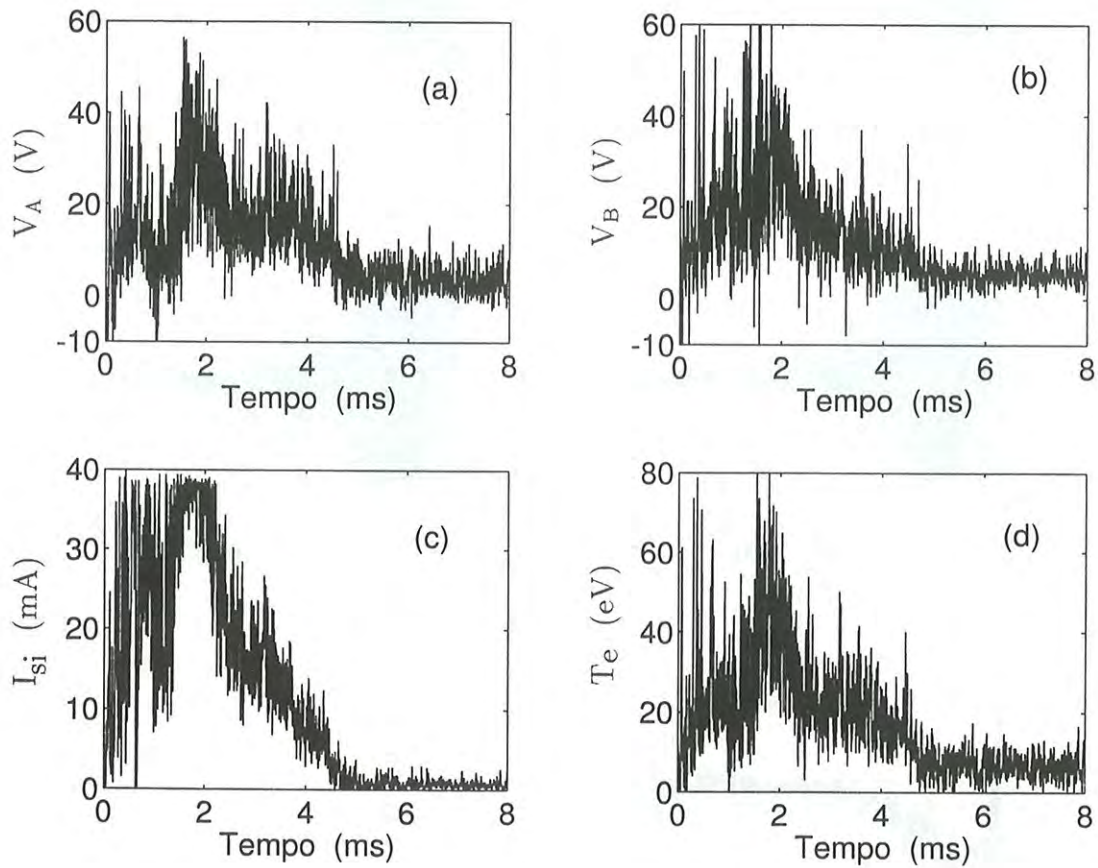


Fig. III.16 Sinais da sonda tripla: (a) Potencial V_A . (b) Potencial V_B . (c) Corrente de saturação de íons. (d) Temperatura dos elétrons obtida utilizando os potenciais V_A e V_B (expressão 3.2(1)). Posição da sonda: $r = 7,1$ cm.

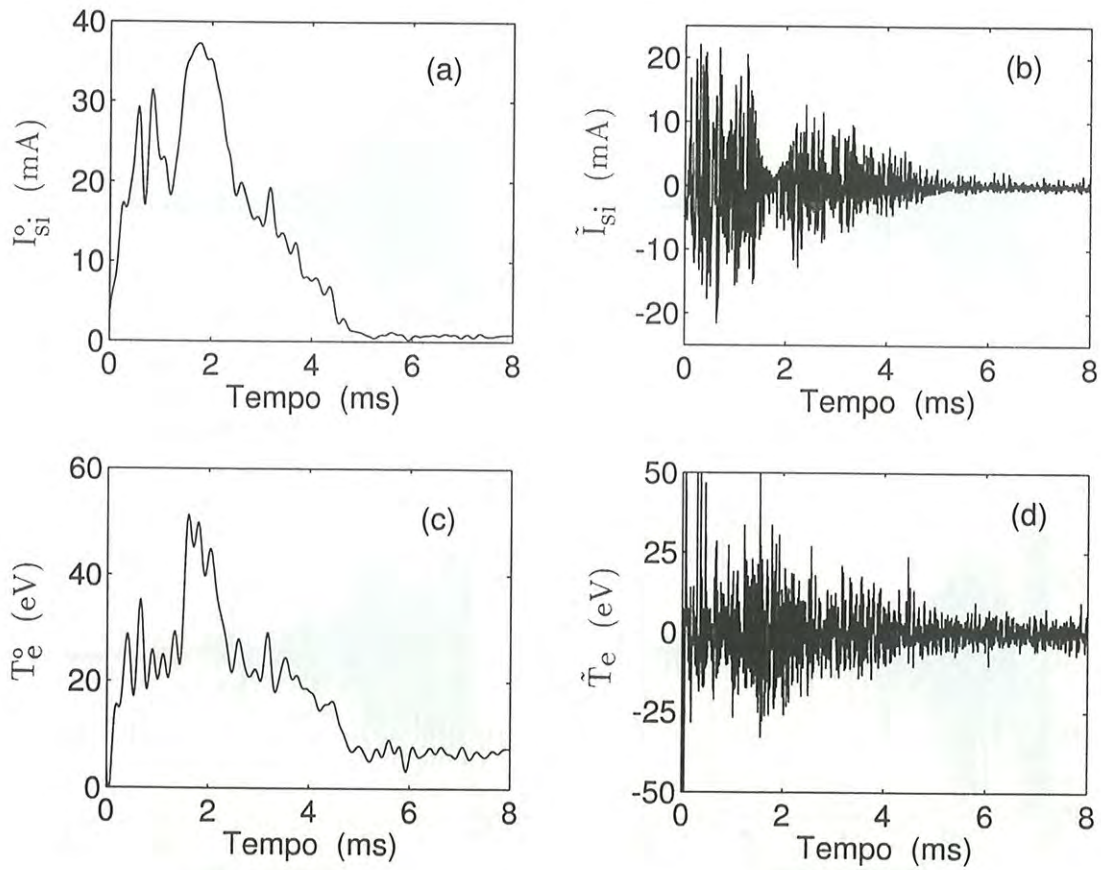


Fig. III.17 Perfil de equilíbrio e parte flutuante da corrente de saturação de íons (a e b) e da temperatura dos elétrons (c e d) provenientes da aplicação do filtro numérico nos sinais das figuras III.16c e III.16d respectivamente.

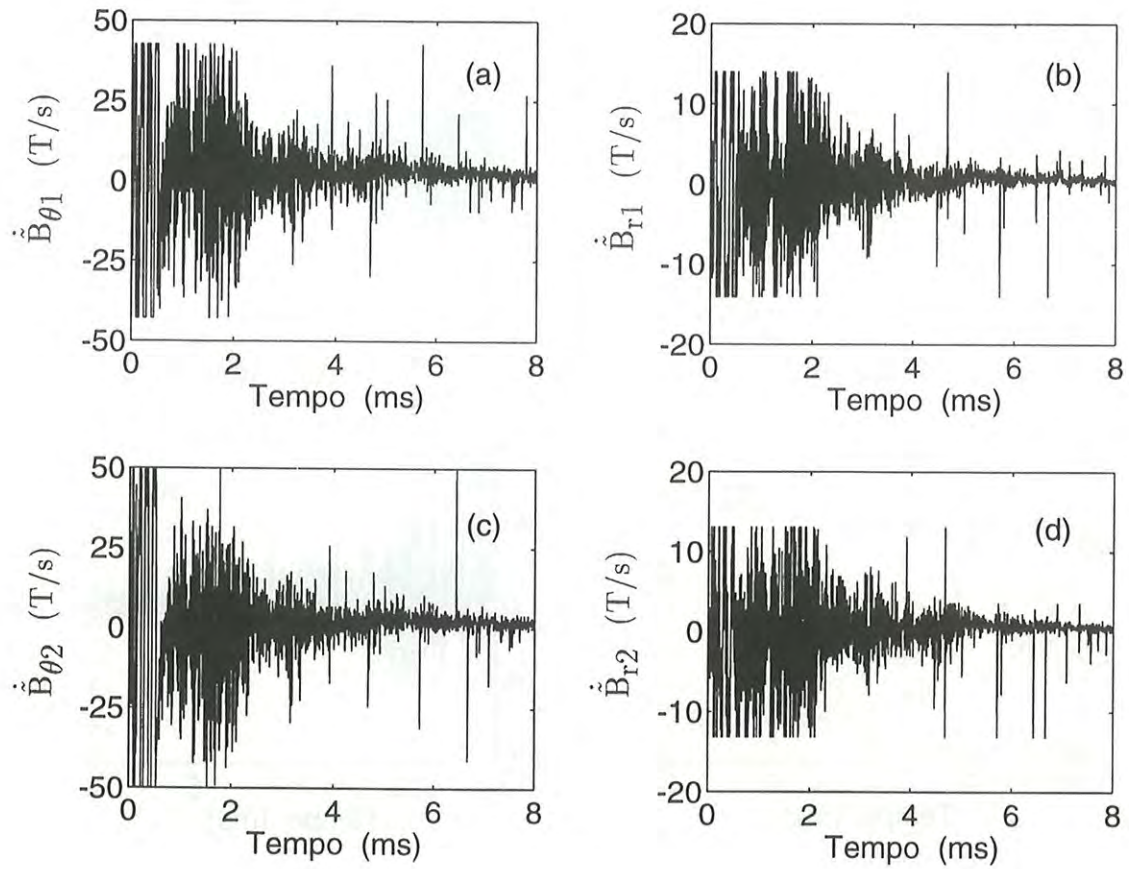


Fig. III.18 (a) e (b) Flutuações magnéticas poloidais ($B_{\theta 1}$) e radiais (B_{r1}) medidas por um conjunto de sondas magnéticas. (c) e (d) Flutuações magnéticas poloidais ($B_{\theta 2}$) e radiais (B_{r2}) medidas pelo outro conjunto de sondas magnéticas (bobinas em $r = 8,9$ cm).

Capítulo 4

Influência das Flutuações da Temperatura na Turbulência e Transporte

Neste capítulo apresentamos os resultados da análise dos sinais medidos pelas sondas eletrostáticas na borda do plasma e na sombra do limitador em termos da amplitude relativa das flutuações e perfis de equilíbrio. Como foi discutido no capítulo 2, estudamos os espectros de potência e correlações, com a finalidade de obter informações sobre o transporte e a turbulência na borda do plasma.

Para verificar a influência das flutuações da temperatura na turbulência e transporte no plasma, toda a análise dos sinais das sondas foi realizada com e sem a correção das flutuações da temperatura na determinação das flutuações da densidade (expressões 2.5.1(2) e 2.5.1(4)) e das flutuações do potencial (expressões 2.5.1(3b) e 2.5.1(5)).

Inicialmente descrevemos o processamento dos sinais medidos pelas sondas antes de serem analisados. Posteriormente, apresentamos o resultado da análise destes sinais de acordo com o que foi discutido nos capítulos anteriores.

4.1 Processamento dos Sinais para Análise

No capítulo 2 mostramos a necessidade de considerar várias realizações das flutuações medidas pelas sondas para determinar as funções espectrais e também o espectro de transporte de partículas e de energia. Isto significa que devemos repetir as medidas das flutuações várias vezes, admitindo que estas medidas são reprodutíveis, e/ou que podemos subdividir os sinais das flutuações em M segmentos, desde que a duração de cada um seja maior que o tempo de correlação das flutuações, o que nos permite considerar cada um destes segmentos como uma realização independente [Po-90].

No caso dos sinais medidos pelas sondas no tokamak TBR-1, devemos considerar, para efeito de análise, apenas a parte destes sinais compreendida em um intervalo de tempo no qual a corrente de plasma é aproximadamente constante e a emissão dos Raios-X de alta energia é baixa (vide figuras III.2a e III.2e). Isto delimita o intervalo de tempo útil para a análise em aproximadamente 4 ms, que, para uma frequência de amostragem de 1 MHz, representa um conjunto de ~ 4000 pontos para cada sinal medido. Decidimos subdividir este conjunto de pontos em 15 segmentos com 256 pontos cada, que corresponde a um período de tempo de $256 \mu\text{s}$ (maior que o tempo de correlação entre as oscilações, que é no máximo de $10 \mu\text{s}$ [Ca-91a]), que fornece uma resolução em frequência $\Delta f = \frac{1}{256 \mu\text{s}} \simeq 3,9 \text{ kHz}$. Para obtermos as funções espectrais com uma variância baixa, aumentamos o número de realizações (segmentos), utilizando medidas realizadas em diferentes pulsos de plasma. Foram utilizadas medidas de 7 diferentes pulsos de plasma, com as quais formamos matrizes de 105 segmentos com 256 pontos cada, para todos os sinais medidos.

Utilizar segmentos com um número finito de dados significa truncar uma série temporal, e isto tem como conseqüência o surgimento de componentes adicionais de frequência quando é feita a análise espectral destes segmentos. Para minimizar este efeito, os dados de cada segmento foram multiplicados por uma função “janela” apropriada antes de serem submetidos à análise espectral. No nosso trabalho adotamos a janela de Hanning. Os dados também passaram por um processo de eliminação dos pontos espúrios (pontos com amplitudes muito maiores que a amplitude média das flutuações), pois estes pontos poderiam contribuir para superestimar os níveis das flutuações.

Toda a análise dos sinais das sondas foi realizada em um computador PC-486 utilizando o programa MATLAB de tratamento de dados.

4.2 Nível Relativo das Flutuações e Perfis de Equilíbrio

Uma grandeza medida no plasma pode ser considerada como a superposição de duas componentes, uma que representa o valor de equilíbrio (g^o) e outra a parte flutuante (\tilde{g}). Para determinarmos o nível das flutuações desta grandeza (g^{rms}), devemos calcular o quanto os valores desta grandeza se desviam do valor de equilíbrio, através da expressão:

$$g^{\text{rms}} = \langle (g - \langle g \rangle)^2 \rangle^{1/2} \quad , \quad 4.2(1)$$

onde $g = g^o + \tilde{g}$ e $\langle \dots \rangle$ corresponde a uma média em um intervalo de tempo. Se a parte flutuante da grandeza medida não oscila em torno do seu valor de equilíbrio, mas em torno de zero ($g = \tilde{g}$, como é o caso das flutuações medidas pelas sondas), então o valor de $\langle g \rangle$ pode ser desprezado, e a expressão 4.2(1) torna-se:

$$g^{\text{rms}} = \langle (\tilde{g})^2 \rangle^{1/2} \quad . \quad 4.2(2)$$

Para determinarmos a relevância das flutuações de uma grandeza, é necessário comparar o nível destas flutuações com o valor de equilíbrio da grandeza medida, o que é feito através do nível relativo das flutuações (g^{rel}), dado por:

$$g^{\text{rel}} = \frac{g^{\text{rms}}}{g^o} \quad , \quad 4.2(3)$$

onde g^o é determinado no mesmo intervalo de tempo em que é calculado o valor de g^{rms} . Na nossa análise este intervalo é de 256 μs , e os resultados apresentados foram obtidos da média dos valores dos sete pulsos de plasma.

A figura IV.1 mostra o perfil radial¹ dos valores de equilíbrio da temperatura dos elétrons, da densidade do plasma, do potencial flutuante e do potencial do plasma, obtidos no mesmo instante de tempo da descarga do plasma ($t \sim 2,5$ ms). Como pode ser visto nesta figura, a densidade e a temperatura na borda do plasma do tokamak TBR-1 estão na faixa de: $n \simeq (0,2 - 8) \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ e $T_e \simeq (4 - 30) \text{ eV}$. O decaimento radial da densidade (na região $0,9 < r/a < 1,15$) e da temperatura (supondo um comportamento

¹ $r/a < 1$ - borda do plasma; $r/a \geq 1$ - sombra do limitador.

exponencial) é de $\lambda_n = -n/\nabla n \simeq 0,6 \text{ cm}$ e $\lambda_{T_e} = -T_e/\nabla T_e \simeq 1,0 \text{ cm}$ respectivamente. As barras de erro indicam o desvio padrão da média dos valores obtidos nos sete pulsos de plasma.

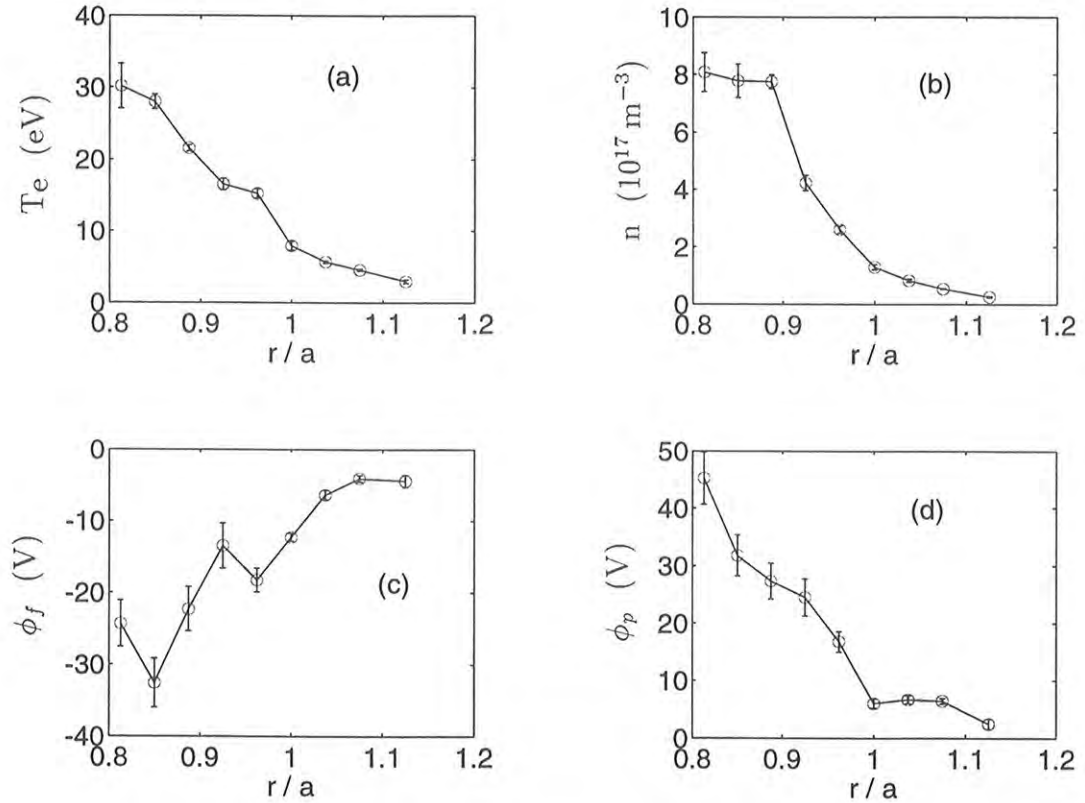


Fig. IV.1 Perfil radial da temperatura dos elétrons (a), da densidade do plasma (b), do potencial flutuante (c) e do potencial do plasma (d).

O perfil da densidade na borda do plasma está relacionado com a ionização das partículas neutras recicladas das paredes da câmara do tokamak. Como esta ionização ocorre nas posições mais externas da borda do plasma [Fe-81], o fluxo de gás proveniente das paredes aumenta somente a densidade nesta região, não alterando a densidade nas regiões internas da borda. Portanto, como observamos na figura IV.1b, a densidade tem um perfil aproximadamente constante nas regiões onde não existem fontes de partículas e, conseqüentemente, a queda da densidade ocorre nas regiões mais afastadas na borda do plasma.

O perfil do potencial flutuante mostra que todos seus valores são negativos, e também

que eles são mais negativos nas regiões mais internas da borda do plasma, onde a densidade e a temperatura são maiores. O potencial flutuante é o potencial no qual a corrente na sonda é nula (corrente dos elétrons igual à corrente dos íons). O valor negativo deste potencial significa que os elétrons conseguem vencer a barreira de potencial do eletrodo da sonda (devido à sua maior mobilidade com relação aos íons) e igualar o seu fluxo ao fluxo dos íons.

O perfil radial do potencial do plasma (figura IV.1d) mostra a existência de um campo elétrico radial, cujo valor estimado foi $E_r \simeq (6 \times 10^2) \text{ V/m}$ na sombra do limitador ($r/a \geq 1$) e $E_r \simeq (30 \times 10^2) \text{ V/m}$ na borda do plasma ($r/a < 1$), e também mostra que o campo elétrico não muda de sentido, o que implica em um perfil radial da velocidade de deriva das partículas na direção poloidal ($\vec{E}_r \times \vec{B}_\varphi / B_\varphi^2$) com a mesma característica. Isto indica a inexistência de uma região de cisalhamento desta velocidade na direção radial (região em que a velocidade poloidal das partículas muda de sentido) [Ca-93, He-95], o que foi confirmado pela não inversão no sentido de propagação da velocidade de fase poloidal das flutuações do potencial, como veremos no próximo item.

As flutuações da densidade foram obtidas a partir das flutuações da corrente de saturação de íons (expressões 2.4.1(2) e 2.4.1(4)) e as flutuações do potencial a partir das flutuações do potencial flutuante (expressões 2.4.1(3b) e 2.4.1(5)), com e sem a correção das flutuações da temperatura. Um exemplo destas correções pode ser visto nas figuras IV.2 (para as flutuações da densidade) e IV.3 (para as flutuações do potencial) no intervalo de tempo utilizado para a análise dos sinais, para medidas realizadas na posição $r = 7,1 \text{ cm}$.

A figura IV.4a mostra o nível relativo das flutuações da temperatura, onde observamos um perfil radial praticamente constante, de aproximadamente 10%. Isto significa que o nível das flutuações da temperatura diminui radialmente na mesma proporção que o perfil de equilíbrio da temperatura. Um perfil radial semelhante foi verificado nos tokamaks COMPASS-D [Fe-94] e TJ-I [Ba-92]. Entretanto os níveis das flutuações da temperatura são mais altos, em torno de 50% e 40% respectivamente. No tokamak TEXT o nível relativo das flutuações da temperatura possui valores também baixos, na faixa de 10 à 20%, porém com um perfil cujos valores aumentam para fora do plasma [Li-89, Ts-92a].

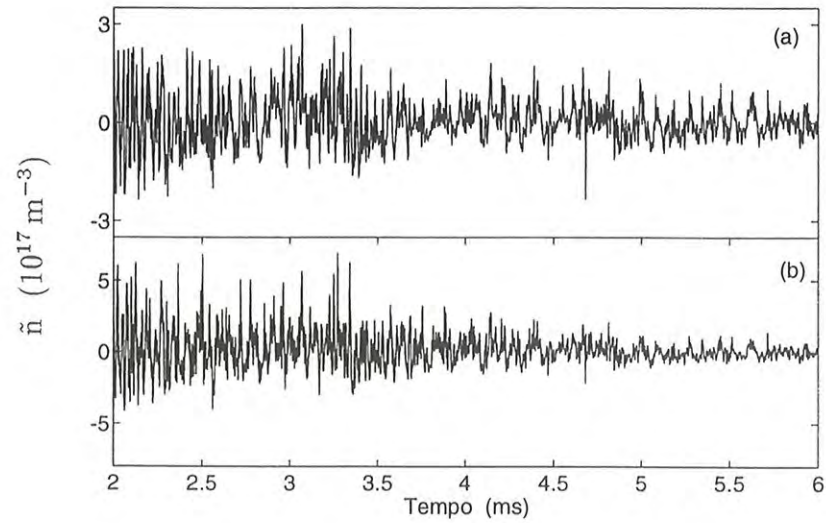


Fig. IV.2 Flutuações da densidade do plasma sem (a) e com (b) a correção das flutuações da temperatura para medidas realizadas na posição $r = 7,1 \text{ cm}$.

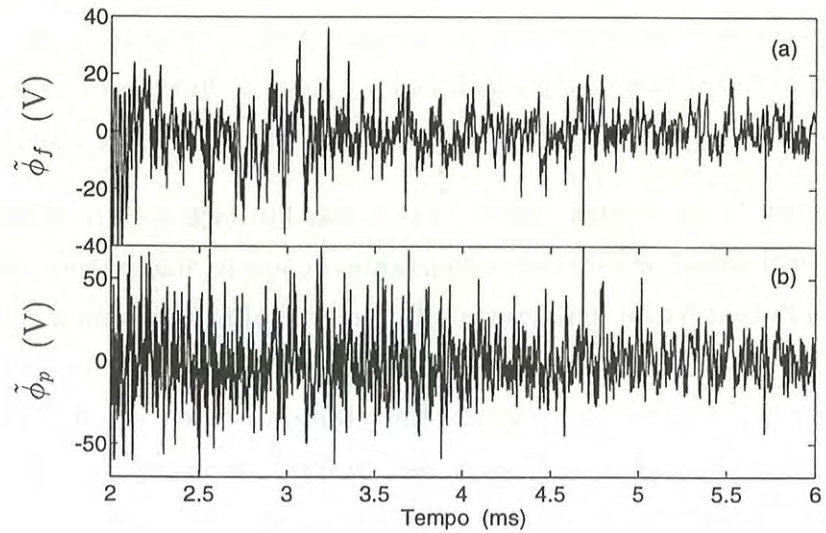


Fig. IV.3 Flutuações do potencial flutuante (a) e do potencial do plasma (b) para medidas realizadas na posição $r = 7,1 \text{ cm}$.

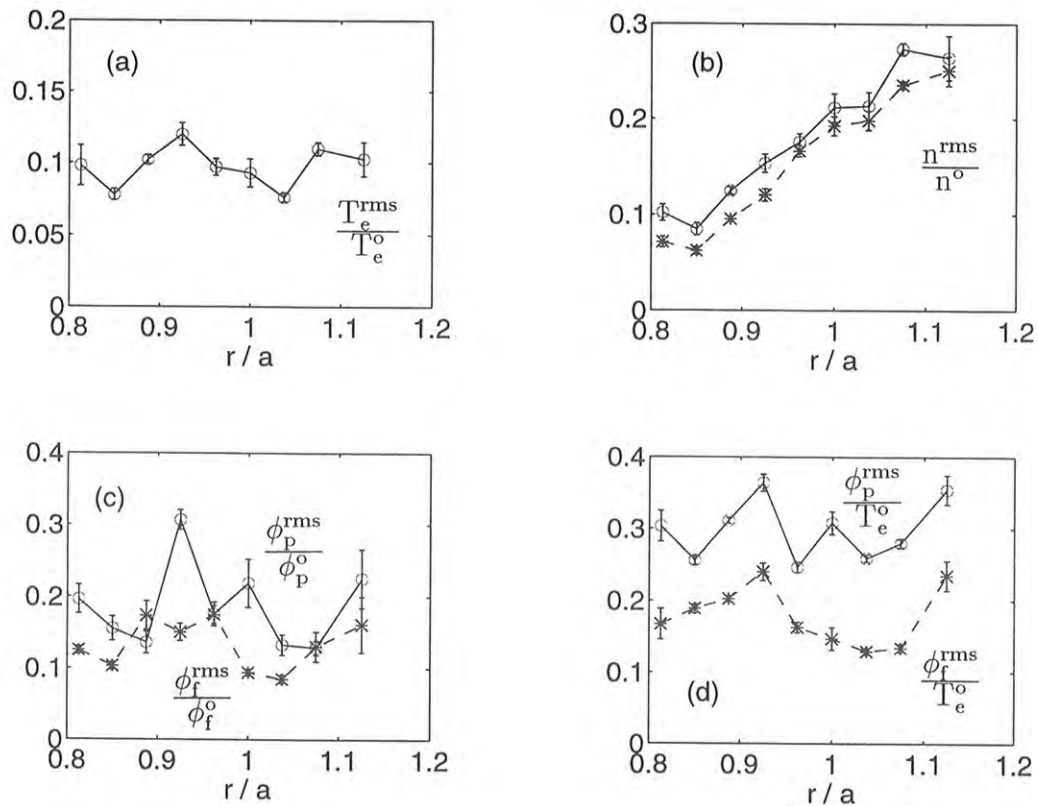


Fig. IV.4 Perfil radial do nível relativo das flutuações da temperatura (a), da densidade (b), do potencial (c) e do potencial normalizado pela temperatura (d), com (o) e sem (*) a correção das flutuações da temperatura.

O nível relativo das flutuações da densidade é apresentado na figura IV.4b, com e sem a influência da correção introduzida pelas flutuações da temperatura, de acordo com as equações 2.5.1(2) e 2.5.1(4), respectivamente. Nesta figura, observamos que o nível relativo destas flutuações aumenta para fora do plasma, o que foi também verificado em outros tokamaks [Li-85]. O comportamento dos perfis radiais com e sem a correção das flutuações da temperatura não muda. Entretanto, os níveis relativos das flutuações da densidade corrigidos são ligeiramente maiores do que os não corrigidos.

A influência da correção das flutuações da temperatura no potencial, de acordo com a equação 2.5.1(3b), é apresentada na figura IV.4c, onde temos os níveis relativos das flutuações do potencial flutuante (*) e do potencial do plasma (o). Na figura IV.4d temos os níveis das flutuações do potencial flutuante (*) e do potencial do plasma (o) normalizados

pela temperatura. Destas duas figuras podemos concluir que a influência da correção das flutuações da temperatura nas flutuações do potencial é maior do que nas flutuações da densidade. Desprezar as flutuações da temperatura na determinação das flutuações da densidade pode acarretar em erros de até 30 %, enquanto que considerar as flutuações do potencial do plasma como sendo as flutuações do potencial flutuante, pode ocasionar erros de ~ 20 a ~ 60 %, para os dados apresentados na figura IV.4d. Sendo assim, se desprezarmos a correção das flutuações da temperatura nos sinais das flutuações medidas pelas sondas eletrostáticas podemos estar introduzindo erros significativos na descrição da turbulência na borda do plasma.

4.3 Análise Espectral das Flutuações Eletrostáticas

No capítulo 2 apresentamos as funções espectrais determinadas a partir da transformada de Fourier de sinais discretos no tempo e de duração finita. Neste trabalho, estas funções foram utilizadas para analisar as características das flutuações medidas pelas sondas em termos de frequência, números de onda, velocidade de fase e também para determinar os espectros de transporte de partículas e energia. Neste item mostraremos o resultado desta análise, para os sinais medidos pelas sondas eletrostáticas.

Nas figuras IV.5a e IV.5b temos os auto-espectros das flutuações do potencial flutuante medidas por duas sondas (vide o esquema das sondas na figura III.3) na posição $r = 7,1$ cm. Nestas figuras observamos que as flutuações do potencial flutuante possuem uma larga banda de frequências, com oscilações predominantes abaixo de ~ 100 kHz. A coerência entre as flutuações medidas pelas duas sondas (figura IV.5c) é alta ($> \approx 0,8$) para as frequências de maior potência espectral, e o espectro de fase (figura IV.5d) mostra que a defasagem entre estes dois sinais é pequena, principalmente na faixa de frequência onde a coerência é alta. Em todas as figuras onde apresentamos os espectros de potência, as curvas tracejadas representam o desvio padrão (raiz quadrada da variância) dos respectivos espectros. Os espectros das flutuações da corrente de saturação de íons (figura IV.6), medidas por outras duas sondas eletrostáticas, apresentam características semelhantes aos espectros da figura anterior.

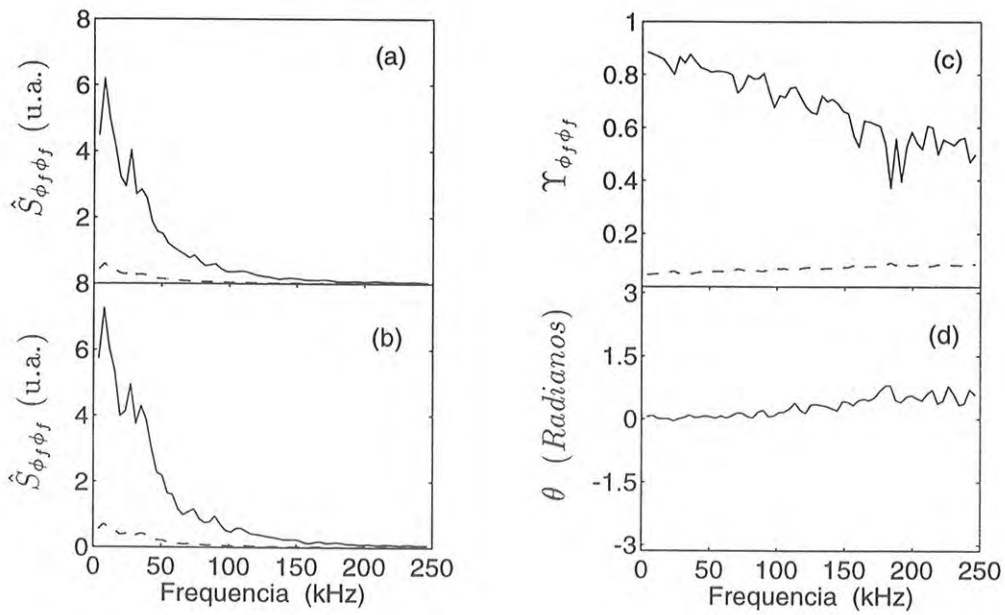


Fig. IV.5 Auto-espectro de potência das flutuações do potencial flutuante medidas por duas sondas (a) e (b), espectro de coerência (c) e de fase (d) entre estas flutuações, (---) desvio padrão dos espectros.

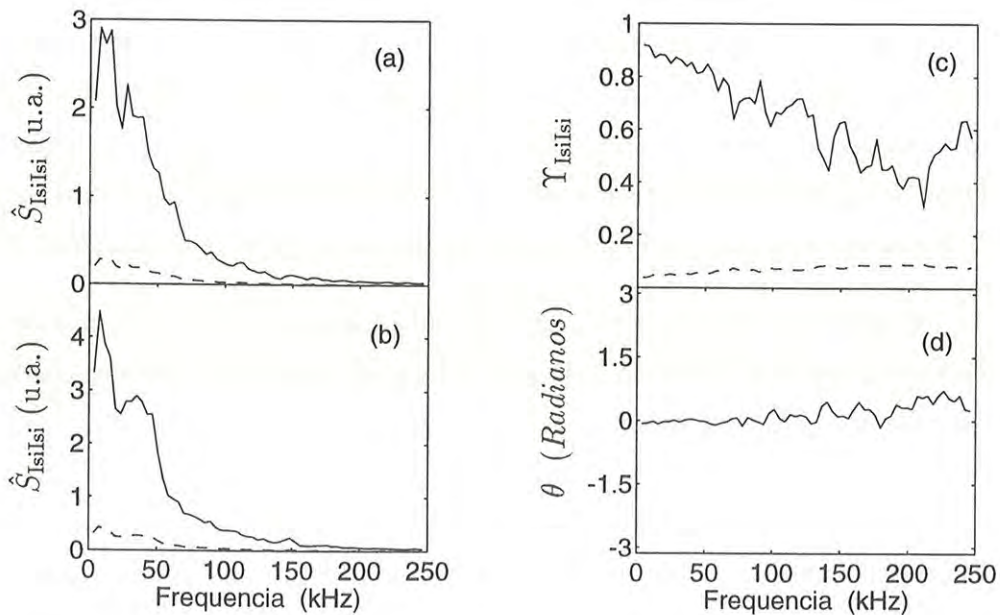


Fig. IV.6 Auto-espectro de potência das flutuações da corrente de saturação de íons medidas por duas sondas (a) e (b), espectro de coerência (c) e de fase (d) entre estas flutuações, (---) desvio padrão dos espectros.

Na figura IV.7 temos os perfis do espectro das flutuações do potencial flutuante e da corrente de saturação de íons em função da frequência e da posição radial no plasma. Observamos que as flutuações nas posições mais internas possuem um espectro mais largo do que nas posições mais externas, principalmente na região da sombra do limitador ($r/a > 1$), isto indica que a região mais interna da borda do plasma é mais turbulenta. O mesmo comportamento também é observado na figura IV.8, onde temos os espectros das flutuações da temperatura, do potencial flutuante e da corrente de saturação de íons para medidas em quatro posições diferentes, na borda do plasma e na sombra do limitador. A temperatura possui flutuações na mesma faixa de frequências que as flutuações das outras duas grandezas.

Na figura IV.9 temos o espectro cruzado entre as flutuações do potencial flutuante e da densidade (calculada sem a correção das flutuações da temperatura), e os espectros de coerência e de fase entre estas flutuações, para medidas realizadas na posição $r = 7,1$ cm. Estes espectros mostram que as flutuações da densidade e do potencial flutuante são parcialmente coerentes e possuem uma defasagem pequena e em torno de zero (figura IV.9c), principalmente na região de maior potência do espectro cruzado. Isto foi também verificado nas medidas realizadas nos tokamaks Tokapole II [Ta-92] e Compass-D [Fe-94]. Entretanto, esta característica do espectro de fase entre estas flutuações não se verifica nas medidas realizadas em todos os tokamaks. Nos tokamaks DIII-D [Mo-95] e TEXT [Le-84] esta defasagem é em torno de $\pi/2$ radianos, o que fornece uma contribuição máxima deste termo para o espectro de transporte. O comportamento dos espectros mostrados na figura IV.9 não se altera variando a posição na borda do plasma do tokamak TBR-1.

O espectro de transporte, determinado segundo o procedimento descrito no item 2.2 (no caso em que as flutuações do potencial e da densidade não são corrigidas pelas flutuações da temperatura) é apresentado na figura IV.10 para medidas realizadas em quatro posições radiais no plasma. Como pelo nosso sistema de sondas dispomos de dois sinais de flutuações da densidade, e considerando que a coerência entre estes sinais é alta, então utilizamos, para o cálculo do espectro de transporte, o sinal proveniente da média destes dois sinais medidos. O mesmo procedimento foi realizado para as flutuações do potencial flutuante medidas por outras duas sondas.

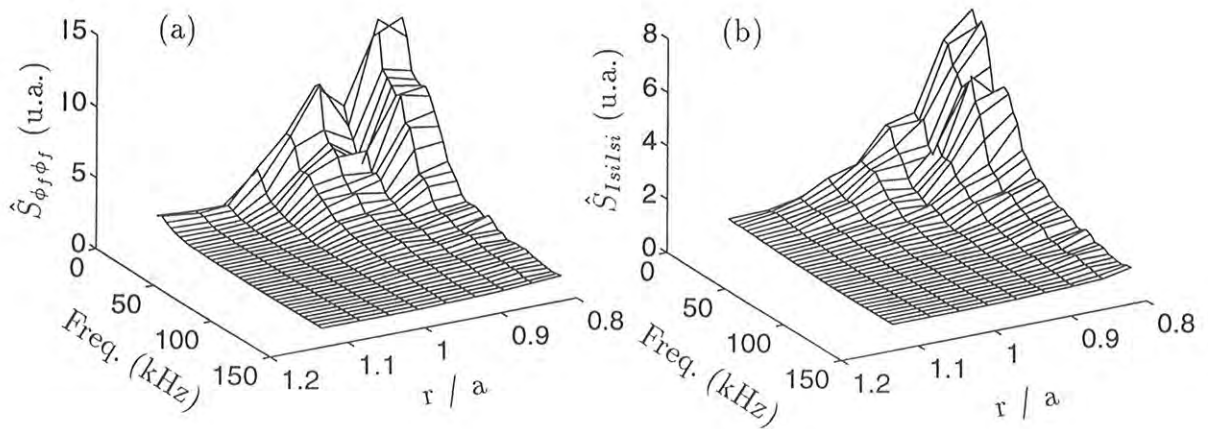


Fig. IV.7 Perfil radial do auto-espectro das flutuações do potencial flutuante (a) e da corrente de saturação de íons (b).

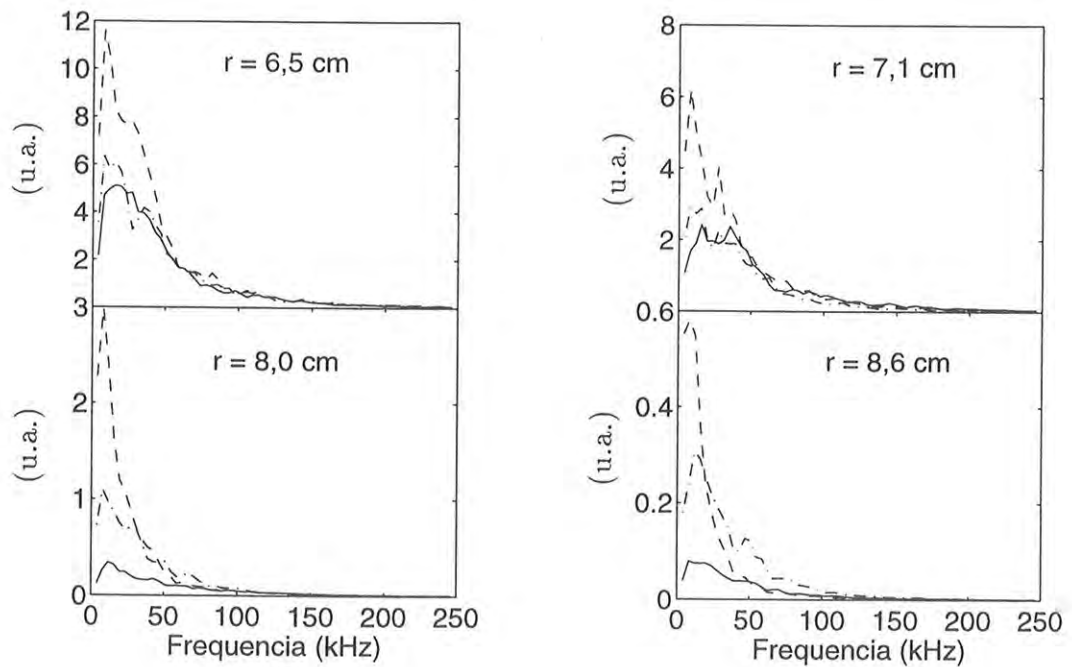


Fig. IV.8 Auto-espectro das flutuações do potencial flutuante (---), da corrente de saturação de íons (- · -) e da temperatura (-) medidas em quatro posições radiais diferentes.

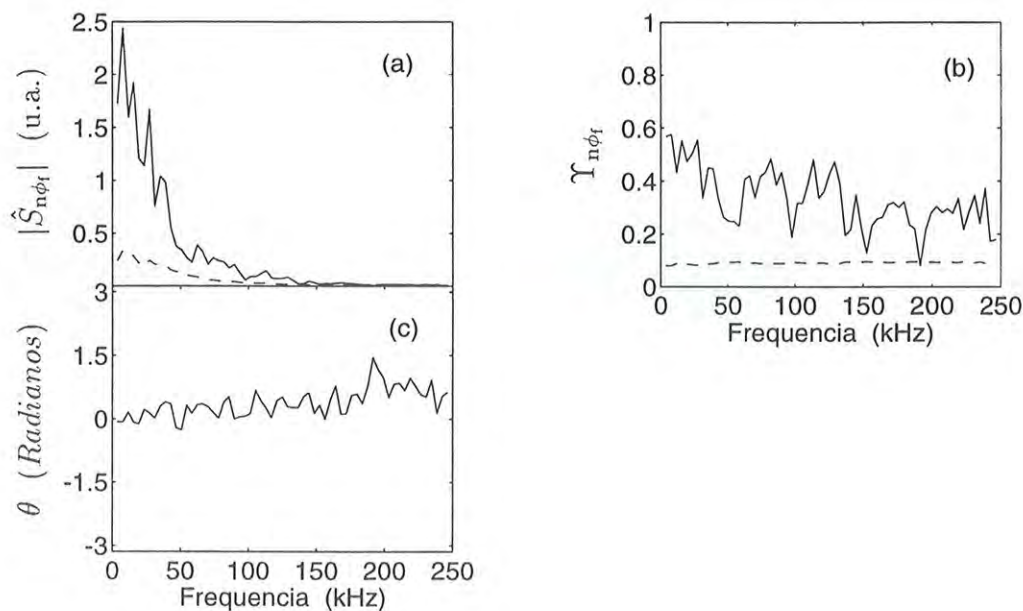


Fig. IV.9 Espectro cruzado (a), espectro de coerência (b) e espectro de fase (c) entre as flutuações do potencial flutuante e da densidade (sem a correção das flutuações da temperatura) para medidas em $r = 7,1$ cm.

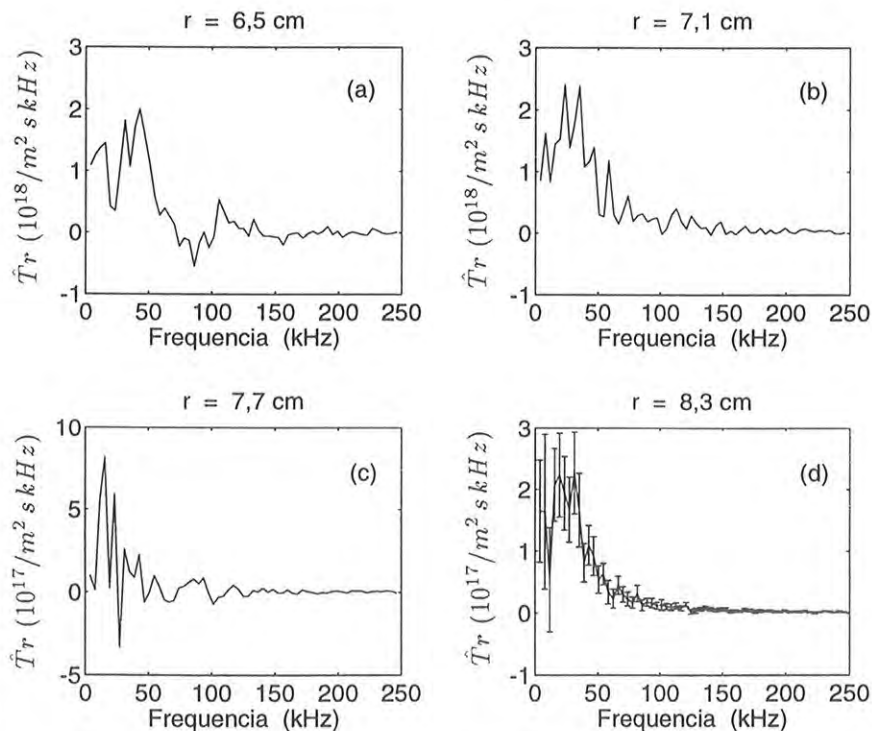


Fig. IV.10 Espectros de transporte calculados em quatro diferentes posições radiais no plasma.

Nestes espectros observamos que as freqüências de maior potência espectral das flutuações da densidade e do potencial são as que predominam no espectro de transporte, e também que em algumas componentes de freqüência o valor do transporte é negativo, o que significa que estas freqüências estão contribuindo para um transporte de partículas para dentro do plasma; porém, como os valores deste espectro são predominantemente positivos então o transporte resultante da contribuição de todo o espectro é positivo. Na figura IV.10d temos o espectro de transporte na posição $r = 8,3$ cm com as respectivas barras de erro, que são calculadas através do desvio padrão da média do espectro de transporte $\hat{T}r[l]$. Este espectro mostra que as incertezas são grandes para os valores de freqüências mais baixos, o que foi verificado também para os espectros calculados nas outras posições do plasma. Estas incertezas podem ser conseqüência dos valores da defasagem entre as flutuações do potencial e da densidade que oscilam em torno de zero (fig. IV.9c), principalmente para as freqüências mais baixas, pois é o sinal desta defasagem (junto com o sinal do número de onda das flutuações do potencial) que determina o sinal do espectro de transporte.

O transporte total de partículas induzido pelas flutuações é obtido utilizando a expressão 2.2(24), ou seja, somando todos os valores do espectro de transporte em todas as freqüências. Na figura IV.11 temos o perfil radial do transporte de partículas induzido por flutuações. As barras de erro são provenientes da propagação das incertezas nos valores do espectro de transporte. Nesta figura observamos que o transporte é positivo em todas as posições radiais, o que indica um fluxo de partículas para fora do plasma, e também que este transporte é maior nas posições mais internas na borda do plasma, onde as flutuações da densidade e do potencial são mais intensas.

O transporte de partículas induzido por flutuações, calculado na borda do plasma, pode ser comparado com o transporte estimado a partir das medidas dos perfis de equilíbrio, usando o modelo sugerido por Stangeby [St-90]:

$$\Gamma_{\text{SOL}} \approx 0,5 n C_s \lambda / L_c \quad ,$$

onde o sub-índice SOL significa um fluxo na sombra do limitador, n é a densidade do plasma, $C_s = \sqrt{\frac{K_B(T_e + T_i)}{m_i}}$ é a velocidade sônica iônica, $\lambda^{-1} = \lambda_n^{-1} + 0,5 \lambda_{T_e}^{-1}$, e L_c é o percurso médio de uma partícula que entra na região da sombra do limitador ($L_c = \pi R$).

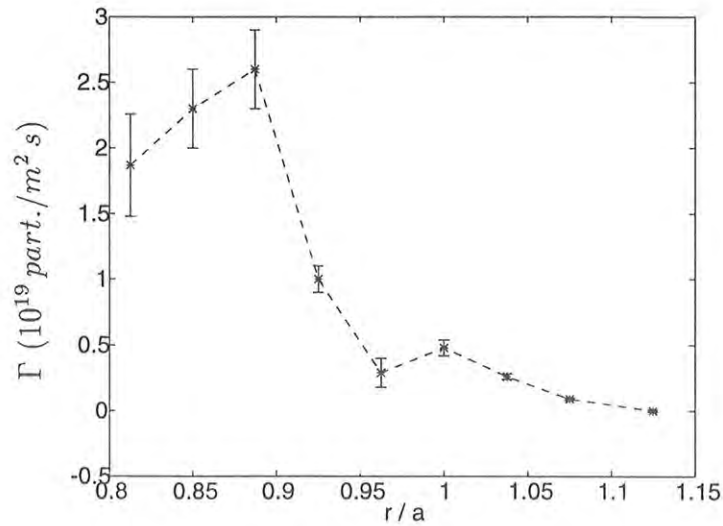


Fig. IV.11 Perfil radial do transporte total de partículas induzido por flutuações, sem a correção das flutuações da temperatura.

Para os valores da temperatura dos elétrons e da densidade na posição do limitador, e de λ_n e λ_{Te} na região da sombra do limitador do tokamak TBR-1, obtivemos um transporte total $\Gamma_{\text{SOL}} \approx 1,1 \times 10^{19} \text{ part. m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, sendo que o fluxo de partículas induzido pelas flutuações, na posição do limitador ($r = a$), é de $\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}} \approx 0,5 \times 10^{19} \text{ part. m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ou seja, da mesma ordem de grandeza do transporte calculado a partir dos parâmetros de equilíbrio. A figura IV.12, obtida da referência [Ts-93], mostra uma comparação entre o transporte induzido por flutuações e o transporte estimado por este método para diferentes tokamaks (TEXT, Phaedrus-T, TFTR e Tokapole), “pinches” de campo reverso (MST e ZT40M) e stellarators (ATF), onde observamos que o transporte total de partículas é predominantemente devido ao transporte induzido por flutuações.

A partir do cálculo deste transporte de partículas foi possível determinar o fluxo de energia por convecção (expressão 2.3 (4)). Para o cálculo do fluxo de energia por condução (expressões 2.3(5) a 2.3(7)) consideramos a correlação entre as flutuações da temperatura e as flutuações do potencial flutuante. Para os cálculos indicados, é necessário utilizar os valores de equilíbrio da temperatura e da densidade do plasma. Entretanto, estes variam durante o período de tempo utilizado para a análise. Assim sendo, utilizamos os valores destas grandezas correspondentes ao instante inicial da análise, o que fornecerá um limite

superior para os valores calculados destes fluxos de energia. A figura IV.13 mostra o perfil radial dos fluxos de energia por condução, por convecção e o fluxo total de energia.

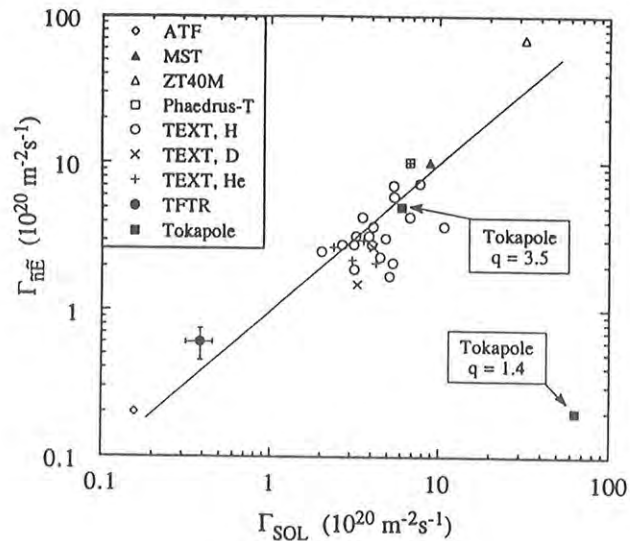


Fig. IV.12 Comparação entre o transporte induzido por flutuações (Γ_{nE}) e o transporte total de partículas na região da sombra do limitador (Γ_{SOL}) para diferentes tokamaks, "pinches" de campo reverso e stellarators [Ts-93].

Na figura IV.13 observamos que o fluxo de energia por condução é maior que por convecção, principalmente nas regiões mais internas da borda do plasma, e que ambos são positivos, o que significa um fluxo de energia por convecção na direção radial para fora do plasma e um fluxo de energia por condução da região mais quente para a região mais fria do plasma.

Comparando a potência total perdida pelo plasma induzida pelas flutuações: $P_{total} = Q_{total} A \simeq 1,8 \text{ kWatts}$, onde A é a área de um cilindro de comprimento $2\pi R$ e raio $r_s = 6,5 \text{ cm}$, com a potência ôhmica introduzida no plasma: $P_{Oh} = I_p V_l \simeq 18 \text{ kWatts}$, verificamos que a perda da energia do plasma devido às flutuações eletrostáticas é $\simeq 10 \%$ da energia total introduzida no plasma do tokamak TRB-1. Portanto, a perda de energia do plasma deve ser devido à outros processos, como radiação por exemplo.

Para verificarmos a influência das flutuações da temperatura sobre a turbulência e transporte na região da borda do plasma e na sombra do limitador, calculamos as flutuações do potencial do plasma e da densidade corrigidas pelas flutuações da temperatura

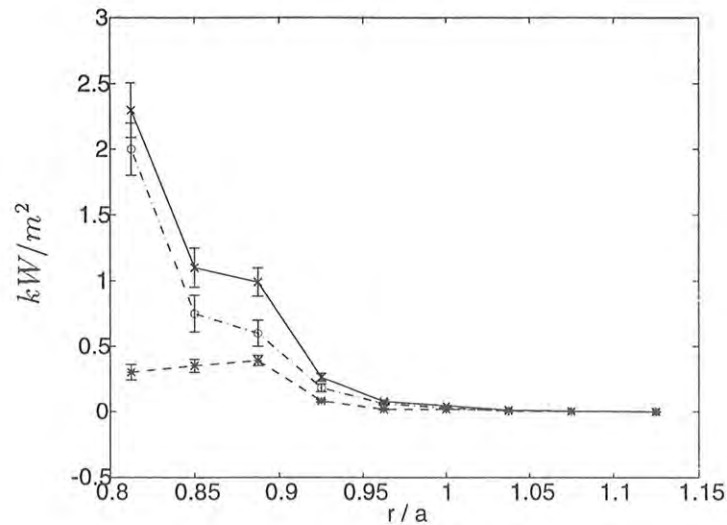


Fig. IV.13 Perfil radial do fluxo de energia por condução (o), por convecção (*) e do fluxo total de energia (soma dos dois fluxos anteriores) induzido por flutuações (x), calculados sem utilizar a correção das flutuações da temperatura.

(expressões 2.5.1(3b) e 2.5.1(2) respectivamente) e refizemos toda a análise espectral que foi apresentada nas figuras anteriores.

A figura IV.14 mostra os auto-espectros dos dois sinais das flutuações do potencial do plasma, provenientes de duas sondas, e os espectros de coerência e de fase entre estes sinais, para medidas realizadas na posição $r = 7,1$ cm. Destas figuras podemos concluir que a correção dos dois sinais das flutuações do potencial pela mesma série temporal das flutuações da temperatura tornou estes sinais muito semelhantes, pois a coerência entre eles passou a ser próxima de 1 (fig. IV.14c) e a defasagem próxima de zero (fig. IV.14d), para todo o espectro de frequência. Isto ocorre porque a influência das flutuações da temperatura é maior que a das flutuações do potencial flutuante na determinação das flutuações do potencial do plasma, principalmente devido ao fator 2,3 que multiplica as suas amplitudes (vide expressão 2.5.1(3b)).

A influência das flutuações da temperatura não é tão acentuada na determinação das flutuações da densidade (expressão 2.5.1(2)); entretanto, o mesmo efeito do aumento da coerência e diminuição da fase também ocorreu para estas flutuações, figura IV.15.

A figura IV.16 mostra os espectros cruzado, de coerência e de fase entre as flu-

tuações do potencial do plasma e da densidade para as mesmas medidas realizadas em $r = 7,1$ cm. Nesta figura podemos observar que estes espectros diferem daqueles em que as flutuações não são corrigidas pelas flutuações da temperatura (fig. IV.9). O espectro de amplitude cruzada torna-se mais largo, assemelhando-se ao auto-espectro das flutuações da temperatura; as flutuações de frequências mais altas tornam-se tão coerentes quanto as flutuações de frequências mais baixas e a defasagem entre as flutuações da densidade e do potencial passam a oscilar em torno de π radianos. Este mesmo comportamento dos espectros cruzados entre as flutuações da densidade e do potencial corrigidos pelas flutuações da temperatura foi verificado também para as medidas realizadas nas outras posições da borda do plasma.

Para o cálculo do espectro de transporte de partículas (expressão 2.2(22)) corrigido pelas flutuações da temperatura, devemos determinar o espectro dos números de onda das flutuações do potencial do plasma na direção poloidal ($k_\theta[l]$), que é proporcional à defasagem apresentada na figura IV.14d. Entretanto, esta defasagem é proveniente das flutuações de duas sondas que se tornam praticamente idênticas (coerência $\simeq 1$ em todo o espectro, figura IV.14c) após serem corrigidas pelas flutuações da temperatura. Isto significa que a defasagem obtida não irá refletir os números de onda corretos das flutuações do potencial do plasma. Para calcular o espectro de transporte contornando este problema, vamos retomar a dedução deste espectro a partir da expressão 2.2(7), onde temos:

$$Tr(f) = \frac{2}{B_\varphi} \text{Re}\{E[N^*(f) E_\theta(f)]\} \quad , \quad 4.3(1)$$

onde $E_\theta(f)$ é a transformada de Fourier das flutuações do campo elétrico, que consideramos ser a derivada das flutuações do potencial do plasma: $\tilde{E}_\theta = -\nabla \tilde{\phi}_p$.

Considerando que $\tilde{\phi}_p = \tilde{\phi}_f + 2,3 \tilde{T}_e$ e utilizando a transformada inversa de Fourier destas flutuações, deduzimos que: $E_\theta(f) = -i [k_\theta^{\phi_f}(f) \Phi_f(f) + 2,3 k_\theta^{T_e}(f) Te(f)]$, onde $k_\theta^{\phi_f}(f)$ e $k_\theta^{T_e}(f)$ são, respectivamente, os espectros dos números de onda das flutuações do potencial flutuante e da temperatura na direção poloidal e $\Phi_f(f)$ e $Te(f)$ são, respectivamente, as transformadas de Fourier das flutuações do potencial flutuante e da temperatura.

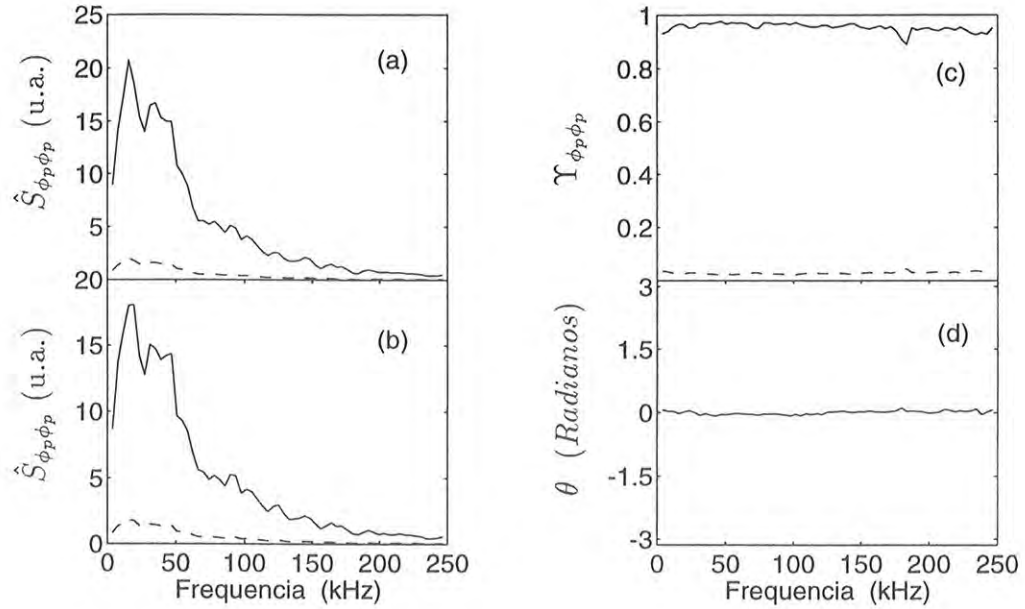


Fig. IV.14 Auto-espectro das flutuações do potencial, corrigidas pelas flutuações da temperatura, provenientes de duas sondas (a) e (b), espectro de coerência (c) e de fase (d) entre estas flutuações, para $r = 7,1$ cm.

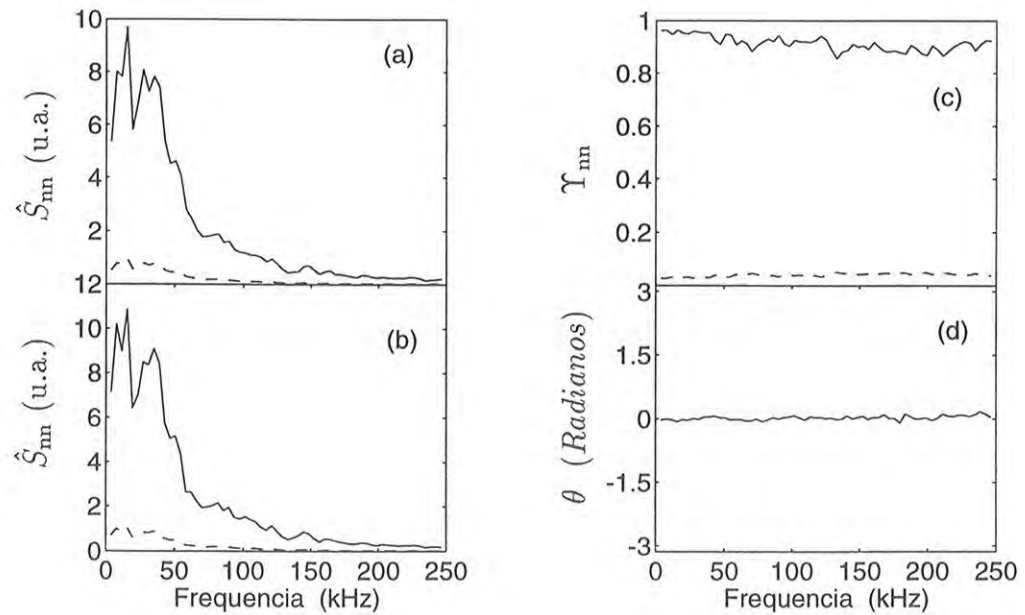


Fig. IV.15 Auto-espectro das flutuações da densidade, corrigidas pelas flutuações da temperatura, provenientes de duas sondas (a) e (b), espectro de coerência (c) e de fase (d) entre estas flutuações, para $r = 7,1$ cm.

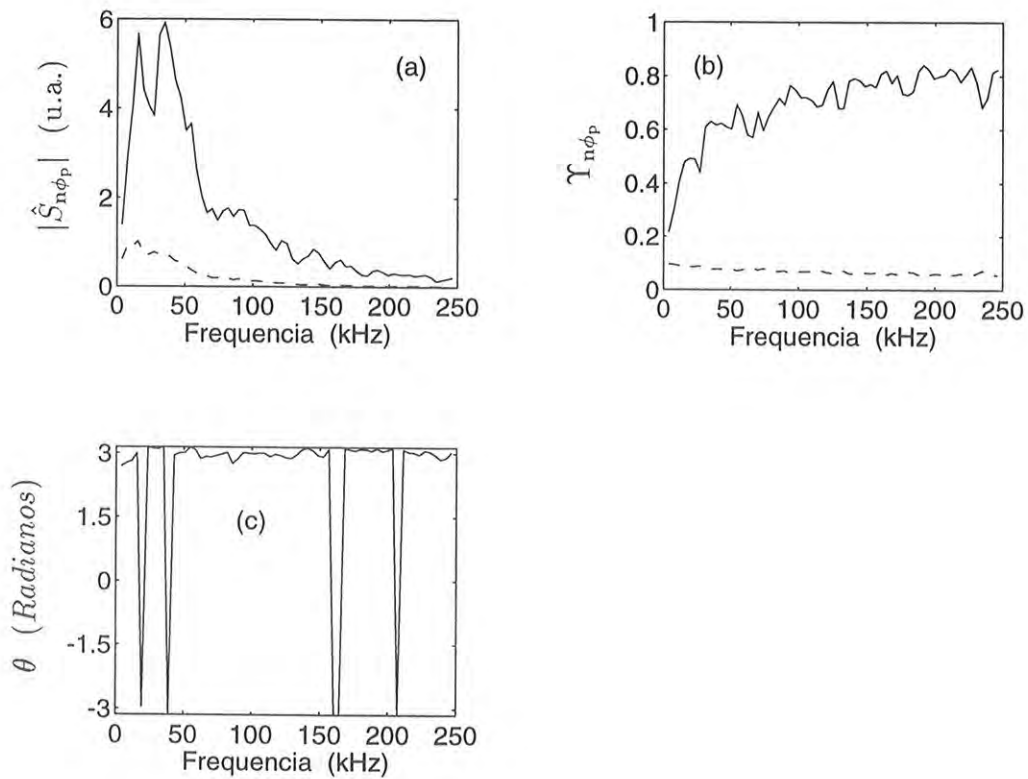


Fig. IV.16 Espectro cruzado (a), espectro de coerência (b) e espectro de fase (c) entre as flutuações do potencial e da densidade, corrigidas pelas flutuações da temperatura, para as medidas em $r = 7,1$ cm, (—) desvio padrão dos espectros.

Desenvolvendo a equação 4.3(1) chegamos à expressão para o espectro de transporte corrigido pelas flutuações da temperatura:

$$Tr(f) = \frac{2}{B_\varphi} \left[k_\theta^{\phi_f}(f) \text{Im}\{S_{n\phi_f}(f)\} + 2,3 k_\theta^{T_e}(f) \text{Im}\{S_{nT_e}(f)\} \right], \quad 4.3(2)$$

onde $S_{n\phi_f}(f)$ e $S_{nT_e}(f)$ são, respectivamente, os espectros cruzados entre as flutuações da densidade e do potencial flutuante e entre as flutuações da densidade e da temperatura. Desta forma, evitamos a utilização do espectro dos números de onda do potencial corrigido pelas flutuações da temperatura.

Para a determinação do espectro dos números de onda das flutuações da temperatura na direção poloidal, utilizamos a defasagem entre os dois sinais das flutuações da temperatura provenientes da sonda tripla ($V_A/\ln(2)$ e $V_B/\ln(2)$, vide expressão 3.2(1) e figura II.5).

Na IV.17 apresentamos os espectros de transporte de partículas calculados com os sinais corrigidos pelas flutuações da temperatura, para as mesmas posições radiais da figura IV.10, onde estes espectros foram calculados sem esta correção. Nestas figuras observamos que os espectros de transporte corrigidos pelas flutuações da temperatura são diferentes daqueles em que não foi considerada esta correção, tanto na forma quanto nas amplitudes, principalmente na posição $r = 8,3$ cm na qual o espectro tornou-se predominantemente negativo, o que implica em um transporte, induzido por flutuações, para dentro do plasma. Entretanto, isto não significa que o transporte total de partículas seja para dentro do plasma, mas sim, que as flutuações da densidade e do potencial se combinaram de tal forma que, em média, induziram um transporte neste sentido.

A figura IV.18 mostra o perfil radial do transporte total de partículas induzido por flutuações, com e sem a correção das flutuações da temperatura. Observamos que o transporte calculado com estas correções é significativamente maior do que o não corrigido na região da borda do plasma ($r/a < 0,95$), e passou a ter alguns valores negativos na região da sombra do limitador ($r/a \geq 1$). A correção das flutuações da temperatura não altera as conclusões anteriores sobre o transporte na região do limitador. Entretanto, com os valores do transporte corrigido, na borda do plasma, obtivemos alguns parâmetros importantes do plasma, como o coeficiente de difusão: $D = \Gamma/\nabla n \simeq 0,5$ m^2/s (em $r/a \sim 0,9$) e o tempo de confinamento de partículas, calculado pela expressão [Si-89a, Ro-87]:

$$\tau_p = \frac{N}{\int_S \vec{\Gamma}_{\tilde{n}E} \cdot d\vec{S}} \quad ,$$

onde N é o número total de partículas carregadas do plasma, calculado considerando um perfil radial parabólico para a densidade:

$$N = \int_V n dV \quad \text{com} \quad n = n_o \left[1 - \left(\frac{r}{r_s} \right)^2 \right] \quad ,$$

ou seja,

$$N = \pi^2 R n_o r_s^2$$

onde r_s é a posição da sonda, n_o é a densidade no centro da coluna do plasma e R é o raio maior do tokamak. Considerando que o transporte de partículas seja simétrico nas direções toroidal e poloidal, o tempo de confinamento será dado por:

$$\tau_p = \frac{\pi^2 R n_o r_s^2}{A \Gamma_{\tilde{n} \tilde{E}}} ,$$

onde A é a área de um cilindro de comprimento $2\pi R$ e raio r_s . Calculando este tempo de confinamento para os valores do transporte na borda do plasma, obtivemos: $\tau_p \simeq 1 - 1,5$ ms, que é da mesma ordem daqueles obtidos através da medida da emissão da linha H_α do hidrogênio [Me-93], e dos perfis de equilíbrio [Si-89a, Si-89b]. Portanto, o transporte de partículas induzido por flutuações, (obtido levando em conta as flutuações da temperatura) pode ser considerado como o principal processo de perda de partículas na região da borda do plasma. O valor do tempo de confinamento, obtido a partir do transporte não corrigido, não é compatível com o determinado pelos outros métodos.

Para o cálculo do fluxo de energia por condução, considerando a influência das flutuações da temperatura, devemos calcular o termo $\langle \tilde{T}_e \tilde{E}_\theta \rangle$ (expressão 2.3(2b)), onde $\tilde{E}_\theta = -\nabla \tilde{\phi}_p$. Isto nos fornecerá um espectro do fluxo de energia por condução dado por:

$$\begin{aligned} Q_{cond}(f) &= \frac{2}{B_\varphi} \text{Re} \{ [T e^*(f) E_\theta(f)] \} \\ &= \frac{2}{B_\varphi} \text{Im} \left\{ T e^*(f) \left[k_\theta^{\phi_f}(f) \Phi_f(f) + 2,3 k_\theta^{T_e}(f) T e(f) \right] \right\} \\ &= \frac{2}{B_\varphi} k_\theta^{\phi_f}(f) \text{Im} \{ S_{T_e \phi_f}(f) \} + 2,3 k_\theta^{T_e}(f) \text{Im} \{ S_{T_e T_e}(f) \} \\ &= \frac{2}{B_\varphi} k_\theta^{\phi_f}(f) \text{Im} \{ S_{T_e \phi_f}(f) \} , \end{aligned}$$

pois $\text{Im} \{ S_{T_e T_e}(f) \} = 0$. Portanto, o cálculo do fluxo de energia por condução é feito considerando apenas o espectro cruzado entre as flutuações da temperatura e do potencial flutuante ($S_{T_e \phi_f}(f)$), ou seja, é igual à este fluxo sem a correção das flutuações da temperatura. A figura IV.19 mostra o perfil radial dos fluxos de energia por condução, por convecção calculado com a correção das flutuações da temperatura e o fluxo total de energia. Nesta figura verificamos que o fluxo de energia por convecção tornou-se maior que o fluxo por condução na região da borda do plasma, como é também observado em outros tokamaks [Ri-89, Li-86].

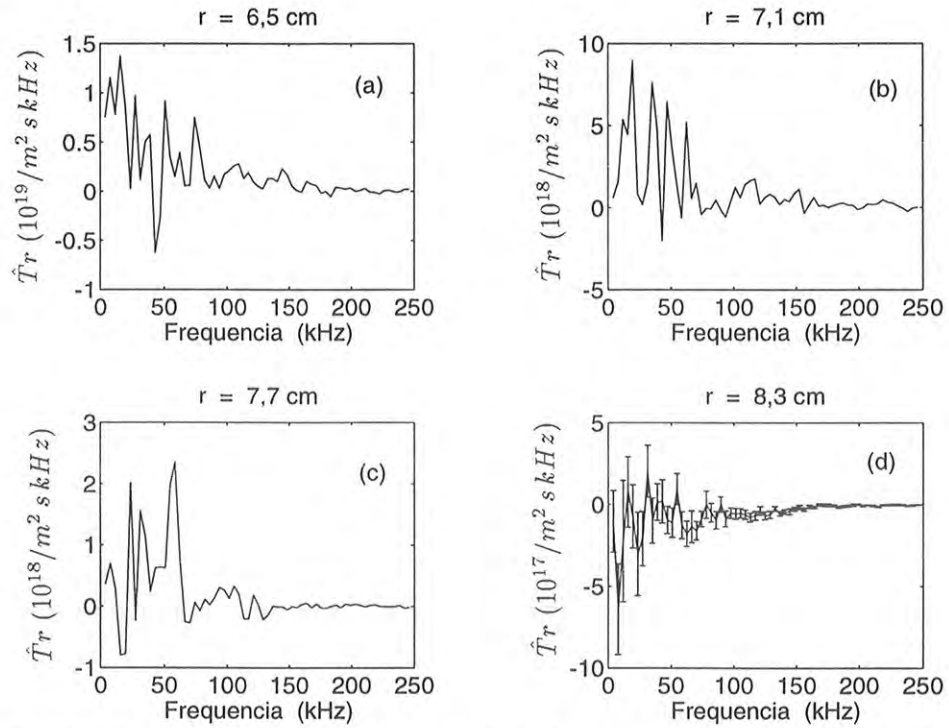


Fig. IV.17 Espectros de transporte, calculados com a correção das flutuações da temperatura, em quatro posições radiais diferentes.

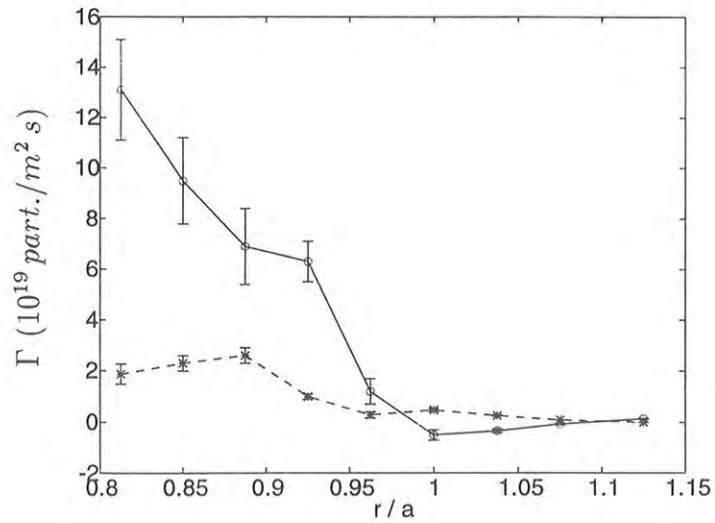


Fig. IV.18 Perfil radial do transporte total de partículas induzido por flutuações, com (o) e sem (*) a correção das flutuações da temperatura.

Entretanto, mesmo com o aumento do fluxo de energia, calculado com a correção das flutuações da temperatura, concluímos que o fluxo total de energia induzido por flutuações não é o principal processo de perda de energia do plasma no tokamak TBR-1.

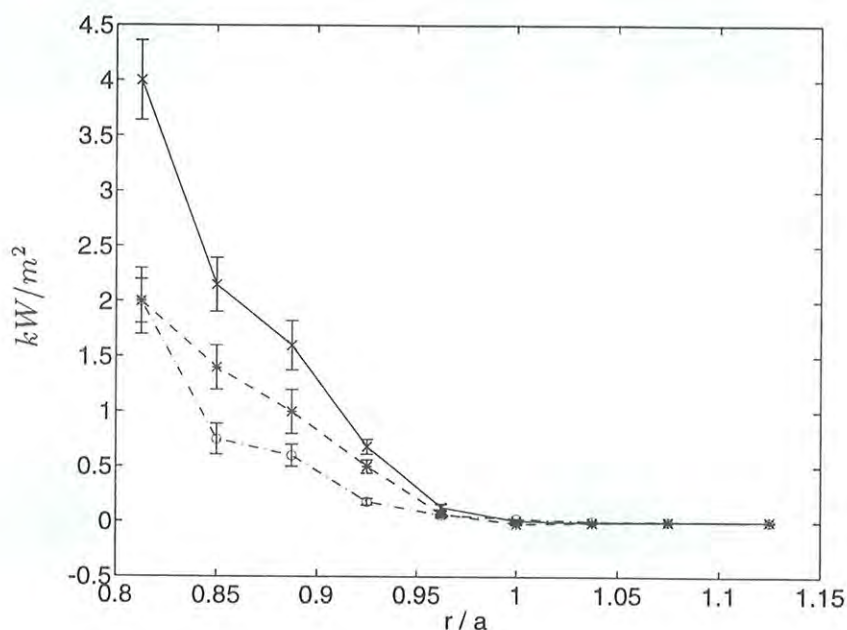


Fig. IV.19 Perfil radial do fluxo de energia por condução (o), por convecção (*) e do fluxo total de energia (soma dos dois fluxos anteriores) induzido pelas flutuações (x) calculados com a correção das flutuações da temperatura.

4.3.1 Espectro em Frequência e Número de Onda

A estrutura espacial da turbulência é determinada pelas medidas das flutuações realizadas em dois pontos distintos no plasma e descrita pela função espectral $S(k, f)$, que representa a distribuição da potência espectral das flutuações em função da frequência e do número de onda, como foi descrito no capítulo 2.

As nossas medidas foram feitas por sondas separadas por uma distância $\Delta r = 0,3$ cm na direção poloidal, com isso, determinamos somente os números de onda nesta direção. Estes números de onda possuem um valor máximo dado por $k_{\theta}^{\max} = \frac{\pi}{\Delta r}$ ($k_{\theta}^{\max} \simeq 10,5 \text{ cm}^{-1}$ para as nossas medidas), o que significa que determinamos os comprimentos de onda das flutuações com valores maiores ou iguais a $2 \Delta r$.

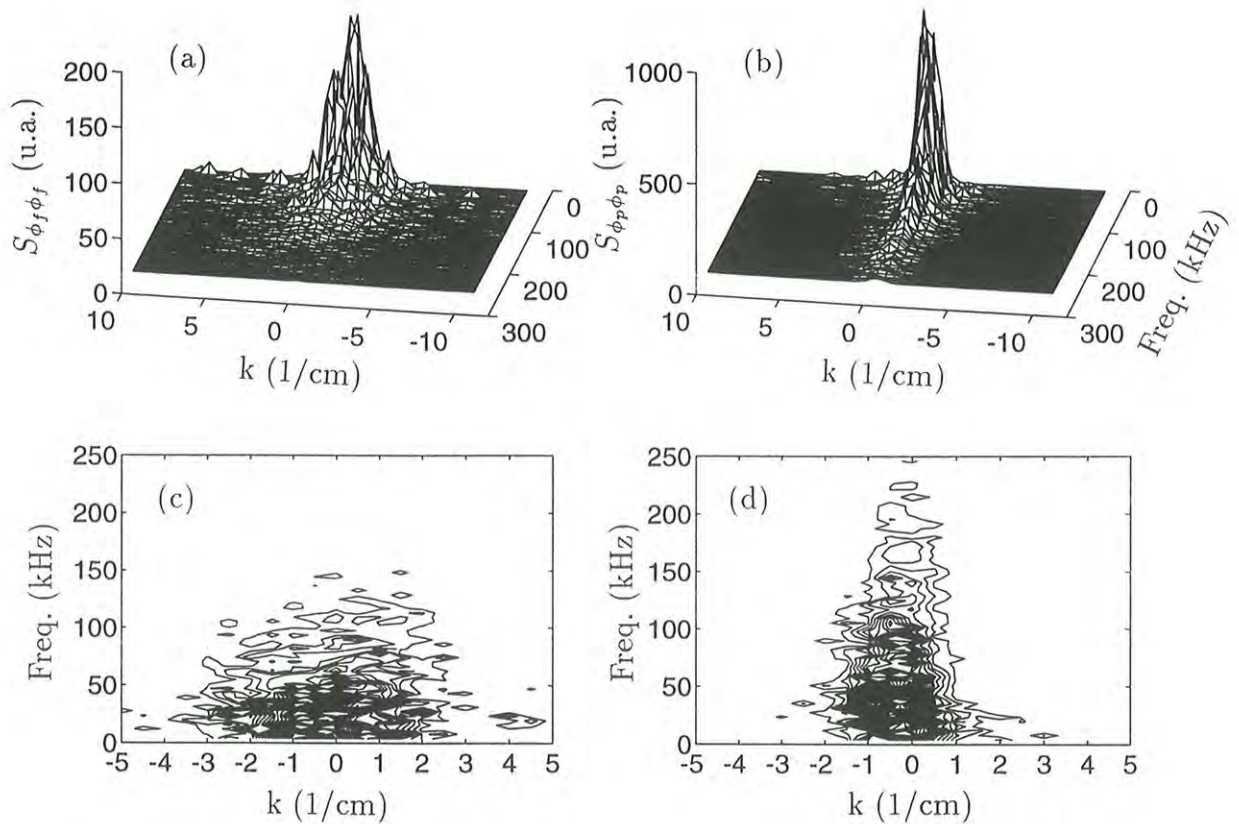


Fig. IV.20 Espectros $S(k, f)$ das flutuações do potencial flutuante (a) e do potencial do plasma (b); respectivas curvas de nível (c) e (d), para medidas na posição $r = 7,1$ cm.

A figura IV.20 mostra os espectros $S(k, f)$ das flutuações do potencial flutuante, figura IV.20a, e do potencial do plasma, figura IV.20b, com as suas respectivas curvas de nível, figuras IV.20c e IV.20d, para medidas realizadas em $r = 7,1$ cm. Nas figuras IV.20a e IV.20c observamos que a potência espectral das flutuações do potencial flutuante se concentra predominantemente em frequências abaixo de 100 kHz e em números de onda distribuídos entre ~ -3 cm^{-1} e $\sim +3$ cm^{-1} . Nas figuras IV.20b e IV.20d verificamos o efeito da correção das flutuações da temperatura; a potência espectral concentra-se em números de onda menores, entre $\sim -1,5$ cm^{-1} e $\sim +1,5$ cm^{-1} e o espectro em frequência é ampliado. Este efeito também pode ser observado na figura IV.21, onde temos a potência espectral destas flutuações em função da frequência $S(f) = \sum_k S(k, f)$ e em função do número de onda $S(k) = \sum_f S(k, f)$. O estreitamento da potência espectral das flutuações do potencial do plasma em números de onda ocorre como consequência

da diminuição da defasagem entre estas flutuações medidas em dois pontos espaciais distintos na direção poloidal (vide figura IV.14d). As mudanças nas características do espectro $S(k, f)$ mostram novamente a importância das flutuações da temperatura na determinação das flutuações do potencial do plasma.

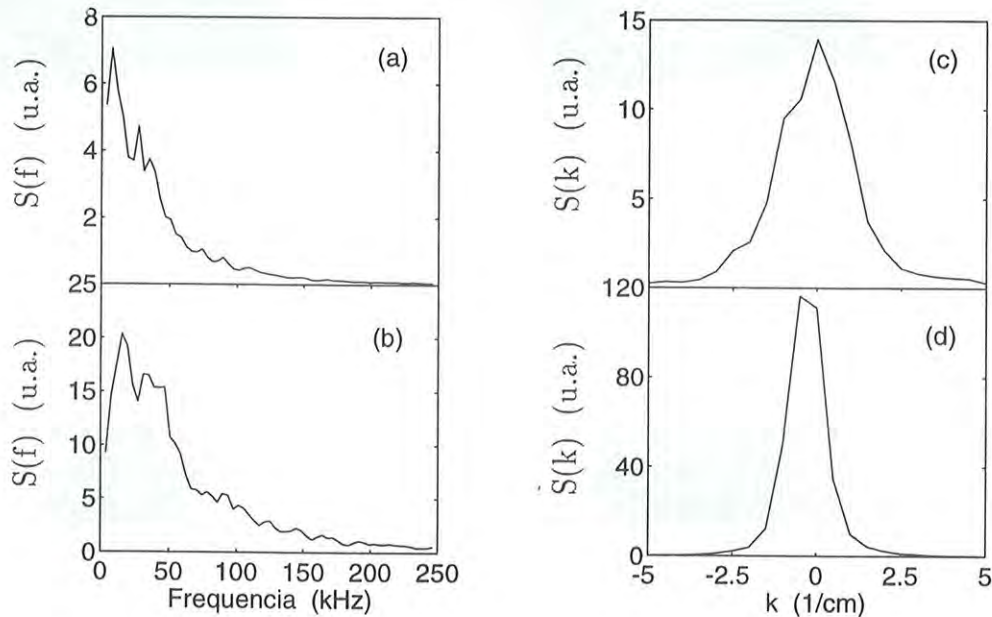


Fig. IV.21 Potência espectral em função da frequência para as flutuações do potencial flutuante (a) e do potencial do plasma (b) e em função do número de onda para estas mesmas flutuações (c) e (d), obtida a partir dos espectros $S(k, f)$ da figura anterior.

Na figura IV.22 temos os espectros $S(k, f)$ das flutuações da densidade do plasma com e sem a correção das flutuações da temperatura, para medidas realizadas na mesma posição radial. Nestas figuras observamos o mesmo efeito do estreitamento no número de onda, com um pequeno alargamento da banda de frequências presentes nas flutuações da densidade corrigidas, fato que também pode ser observado na figura IV.23 onde temos os mesmos espectros da figura IV.21, porém, para as flutuações da densidade.

A análise dos espectros das figuras IV.20 e IV.22 mostra também que a potência espectral se distribui tanto para valores positivos quanto para valores negativos dos números de onda. Isto se verifica também para as medidas realizadas nas outras posições na borda do plasma e na sombra do limitador. Isto significa que as flutuações eletrostáticas não

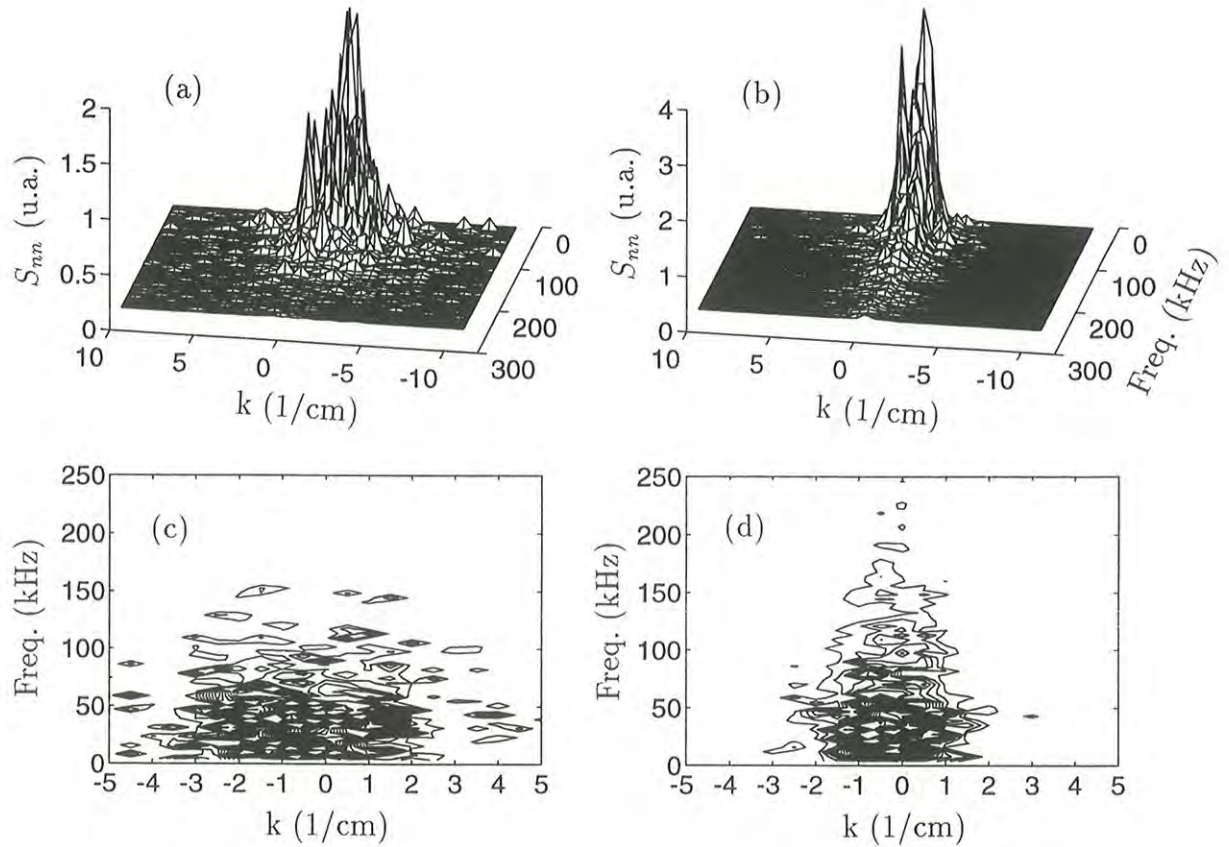


Fig. IV.22 Espectro $S(k, f)$ das flutuações da densidade do plasma sem (a) e com (b) a correção das flutuações da temperatura e respectivas curvas de nível (c) e (d), para medidas na posição $r = 7,1$ cm.

apresentam um sentido preferencial acentuado de propagação na direção poloidal, em contraste com o que foi obtido para as flutuações magnéticas, como veremos no próximo capítulo.

Utilizando a função espectral $S(k, f)$ determinamos a relação de dispersão estatística $\bar{k}(f)$ e sua largura espectral $\sigma_k(f)$ (expressões 2.1.1(2) e 2.1.1(3) respectivamente) das flutuações do potencial e da densidade com e sem a correção das flutuações da temperatura. Os resultados são apresentados na figura IV.24 para medidas realizadas em $r = 7,1$ cm. Observamos que, em todas as frequências, a largura espectral é maior que a dispersão estatística. Como a largura espectral é resultante da natureza turbulenta das flutuações, estes resultados indicam que o nível da turbulência na borda do plasma é elevado.

A frequência média em função do número de onda $\bar{f}(k)$ e sua largura espectral $\sigma_f(k)$

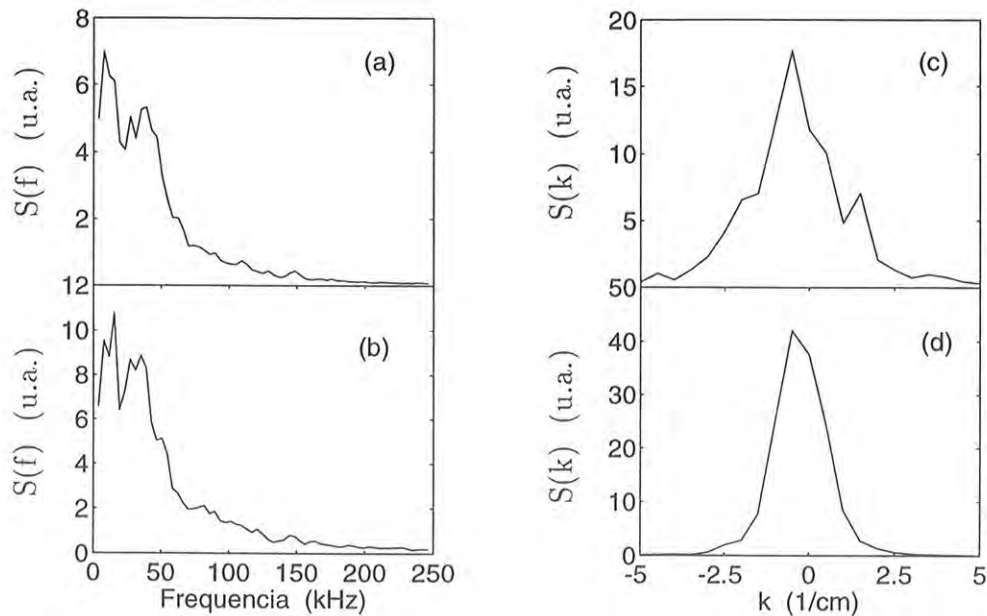


Fig. IV.23 Potência espectral em função da frequência para as flutuações da densidade sem (a) e com (b) a correção das flutuações da temperatura, e em função do número de onda para estas mesmas flutuações (c) e (d), obtida a partir dos espectros $S(k, f)$ da figura anterior.

(expressões 2.1.1 (4) e 2.1.1(5)) das flutuações citadas acima, são apresentadas na figura IV.25. Nestas figuras observamos que $\sigma_f(k)$ e $\bar{f}(k)$ são da mesma ordem, para os números de onda de maior potência espectral, tanto para as flutuações corrigidas como para as flutuações sem a correção das flutuações da temperatura, o que também mostra a natureza turbulenta das flutuações. Este comportamento foi verificado também nas outras posições radiais.

Utilizando o espectro $S(k, f)$, também determinamos a velocidade de fase média das flutuações (expressão 2.1.1(1)). A figura IV.26 mostra o perfil radial desta velocidade das flutuações do potencial sem, figura IV.26a, e com, figura IV.26b, a correção das flutuações da temperatura e das flutuações da densidade sem, figura IV.26c, e com, figura IV.26d, esta correção. Na figura IV.26a, observamos que a velocidade de fase das flutuações do potencial, sem a correção, é positiva (propagação na direção da deriva diamagnética dos íons) em todas as posições radiais, isto significa que não existe uma mudança no sentido de propagação das flutuações deste potencial na direção poloidal.

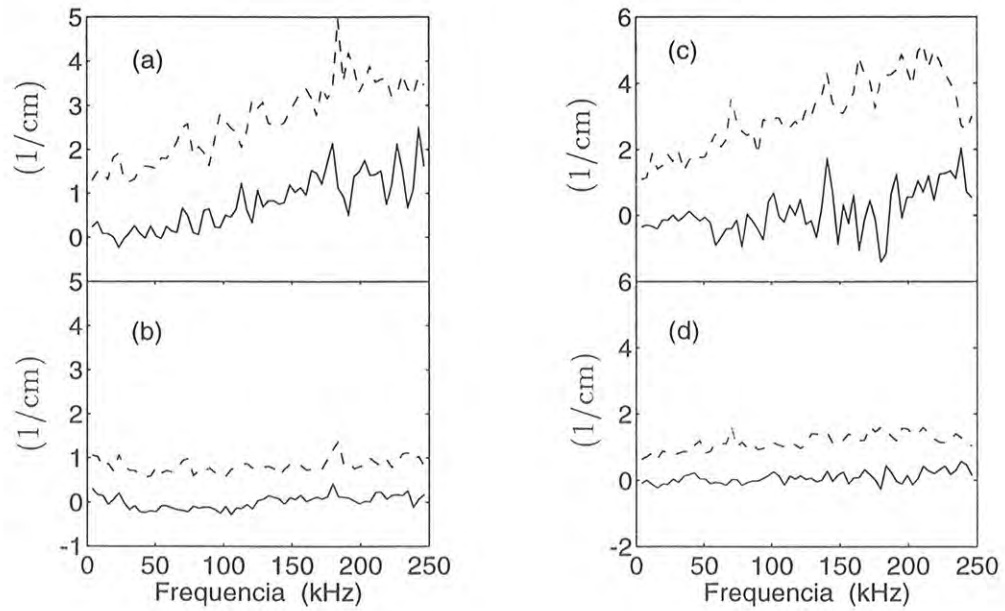


Fig. IV.24 Relação de dispersão estatística $\bar{k}(f)$ (—) e a sua largura espectral $\sigma_k(f)$ (---) para as flutuações do potencial sem (a) e com (b) a correção das flutuações da temperatura e das flutuações da densidade sem (c) e com (d) a correção destas flutuações, para $r = 7,1$ cm.

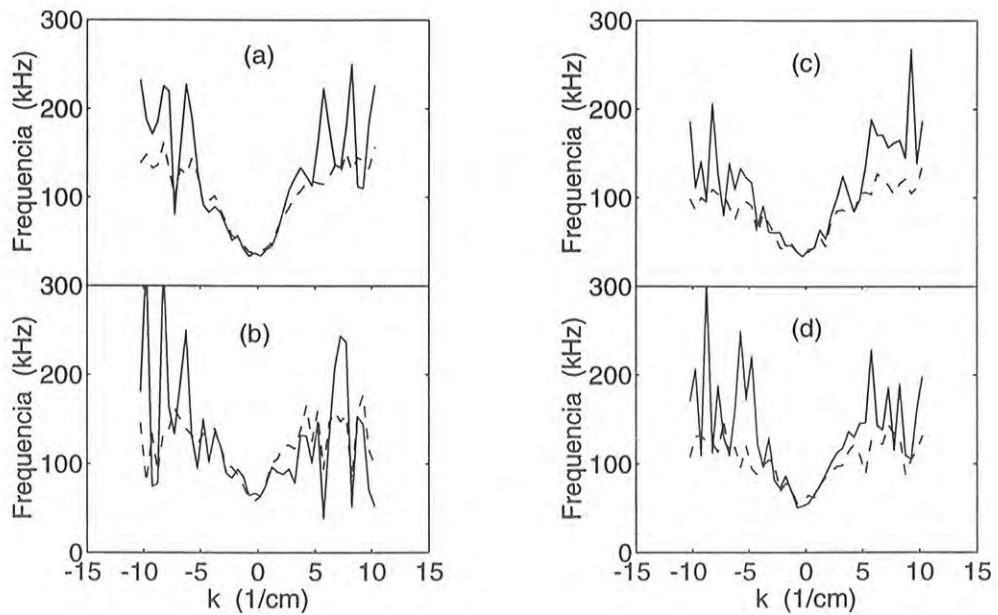


Fig. IV.25 Funções $\bar{f}(k)$ (—) e $\sigma_f(k)$ (---) das flutuações do potencial sem (a) e com (b) a correção das flutuações da temperatura e das flutuações da densidade sem (c) e com (d) a correção destas flutuações, para $r = 7,1$ cm.

Portanto, nas nossas medidas não verificamos a existência de uma região de cisalhamento desta velocidade de fase na borda do plasma do tokamak TBR-1 [Ca-96, He-95], como foi verificado na borda do plasma de outros tokamaks [Ri-90, Va-93, Li-91]. Nestes tokamaks foi constatada uma diminuição das flutuações do potencial flutuante e da densidade numa região em torno da posição radial em que a velocidade de fase muda o seu sentido de propagação.

A velocidade de fase das flutuações do potencial corrigido aumenta consideravelmente com relação à velocidade de fase das flutuações do potencial sem a correção, devido à maior concentração da potência espectral $S(k, f)$ destas flutuações em números de onda menores (vide figura IV.20d). A velocidade de fase das flutuações da densidade com e sem a correção das flutuações da temperatura tem um comportamento irregular e apresenta valores negativos em algumas posições radiais. Entretanto, não identificamos uma região onde o sentido da velocidade de fase é invertido.

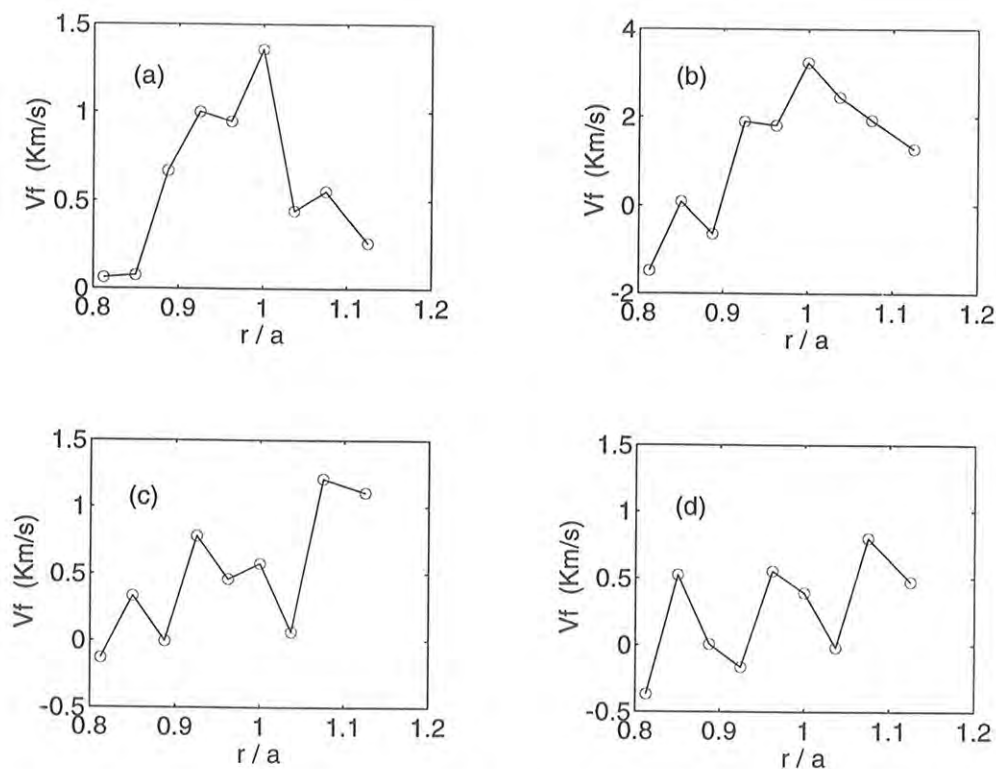


Fig. IV.26 Perfil radial da velocidade de fase das flutuações do potencial sem (a) e com (b) a correção das flutuações da temperatura e da densidade sem (c) e com (d) a correção destas flutuações ($v_f > 0$: sentido da deriva diamagnética dos íons).

4.4 Análise das Flutuações Magnéticas

As flutuações magnéticas foram medidas por dois conjuntos de bobinas em diferentes posições poloidais, separadas por uma distância de 17 mm (vide figura III.5). Em cada um destes conjuntos medimos estas flutuações nas direções radial (\tilde{B}_r) e poloidal (\tilde{B}_θ). Com esta disposição das bobinas, determinamos os números de onda das flutuações magnéticas na direção poloidal. As medidas foram efetuadas somente na sombra do limitador ($8,3 \text{ cm} < r < 10,8 \text{ cm}$) para evitar o calor excessivo da região da borda do plasma que poderia danificar as bobinas.

As flutuações magnéticas foram analisadas em termos de amplitude das oscilações, análise espectral e correlações, seguindo o mesmo método adotado para as flutuações eletrostáticas.

As bobinas magnéticas não medem diretamente as flutuações do campo magnético (\tilde{B}), mas sim a derivada destas flutuações ($\frac{d\tilde{B}}{dt}$ ou $\dot{\tilde{B}}$), como foi mostrado no item 2.5.2. Para determinarmos o nível das flutuações magnéticas (B^{rms}) fizemos uso do teorema de Parseval, que relaciona o valor quadrático médio (rms) das flutuações no domínio do tempo e das frequências [Po-90]:

$$B^{\text{rms}} = \langle (\tilde{B}[n])^2 \rangle^{1/2} = \left[\sum_l |B[l]|^2 \right]^{1/2},$$

onde $\tilde{B}[n]$ é a série temporal das flutuações magnéticas e $B[l]$ é a transformada discreta de Fourier destas flutuações. A relação entre $B[l]$ e $\dot{\tilde{B}}[l]$, que é a transformada de Fourier de $\dot{\tilde{B}}[n]$ é dada por:

$$B[l] = \frac{\dot{\tilde{B}}[l]}{i 2\pi l \Delta f},$$

onde Δf é a resolução em frequência ($\Delta f \simeq 3,9 \text{ kHz}$) e l é um número inteiro: $l = 1, \dots, N/2$. Desta forma, o valor quadrático médio das flutuações magnéticas foi calculado pela expressão:

$$B^{\text{rms}} = \left[\sum_l \frac{|\dot{\tilde{B}}[l]|^2}{(2\pi l \Delta f)^2} \right]^{1/2}.$$

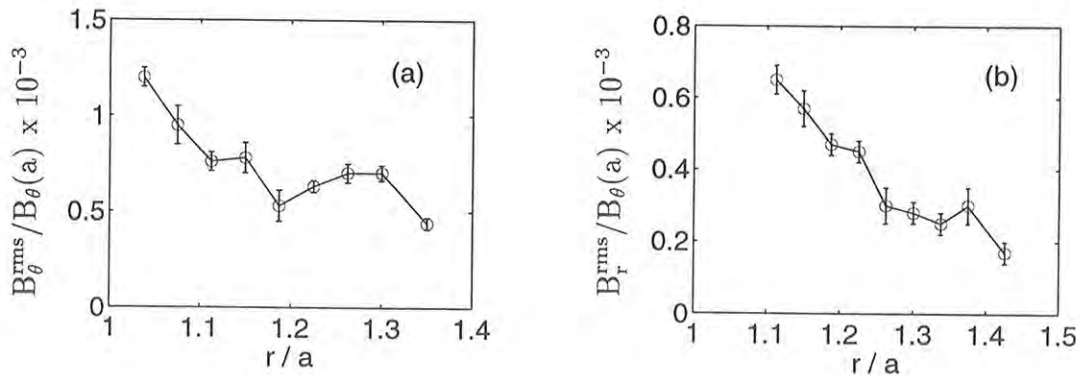


Fig. IV.27 Perfil radial do nível das flutuações magnéticas poloidais (a) e radiais (b) normalizadas pelo campo magnético poloidal de equilíbrio na posição do limitador $B_{\theta}(a)$.

A figura IV.27 mostra o perfil radial do nível das flutuações magnéticas poloidais e radiais normalizadas pelo campo magnético poloidal, criado pela corrente de plasma, na posição do limitador ($B_{\theta}(a)$). Verificamos que as flutuações magnéticas poloidais são mais intensas que as radiais, e que o nível relativo destas flutuações é muito menor que o nível relativo das flutuações eletrostáticas (figura IV.4).

A contribuição das flutuações magnéticas no transporte de partículas e de energia induzidos por flutuações é proporcional a \tilde{B}_r/B_{φ} [Wo-90, Li-86], onde B_{φ} é o campo magnético toroidal no tokamak, que, para as condições deste trabalho, é aproximadamente vinte vezes maior que o campo magnético poloidal no limitador. Sendo assim, o valor de \tilde{B}_r/B_{φ} , na região da sombra do limitador, é da ordem de 10^{-5} , o que torna desprezível a contribuição destas flutuações no fluxo de partículas [Wo-90] e energia [Li-86, Ri-89].

Na figura IV.28 apresentamos a análise espectral das flutuações magnéticas medidas por duas bobinas poloidais na posição $r = 8,3$ cm. Os espectros mostram que estes dois sinais são bastante semelhantes (figs. IV.28a e IV.28b), com uma faixa larga de frequências em torno de ~ 50 kHz, que são as frequências típicas das oscilações de Mirnov, medidas anteriormente no tokamak TBR-1 [Ta-86]. As flutuações poloidais medidas pelas duas bobinas possuem alta coerência nesta faixa de frequências (fig. IV.28c) e a defasagem entre estas flutuações é baixa, porém maior do que a defasagem entre os sinais das flutuações eletrostáticas medidas por duas sondas, dado que a distância entre as bobinas é

maior (≈ 17 mm).

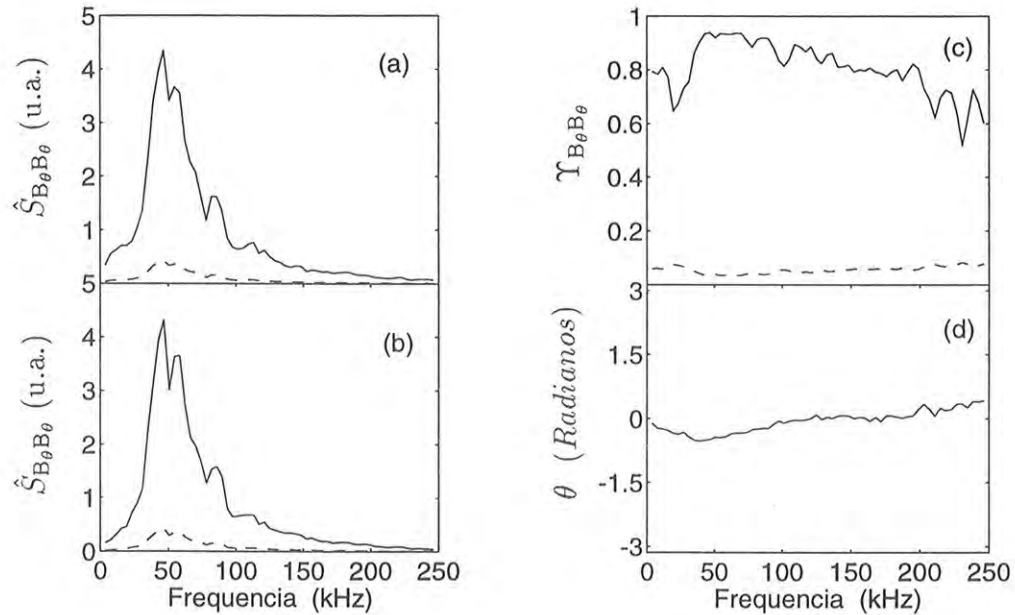


Fig. IV.28 Auto-espectro de potência das flutuações magnéticas poloidais medidas por duas bobinas (a) e (b), espectro de coerência (c) e de fase (d) entre estas flutuações, (—) desvio padrão dos espectros (medidas em $r = 8,3$ cm).

As flutuações magnéticas radiais medidas por outras duas bobinas (em posições poloidais distintas, porém na mesma posição radial) também apresentam espectros semelhantes (figura IV.29), coerentes entre si e com as mesmas características dos espectros das flutuações magnéticas poloidais. Esta semelhança também é constatada com o espectro cruzado entre estas flutuações (figura IV.30a), que possui o mesmo perfil dos respectivos auto-espectros, e com o espectro de coerência (figura IV.30b) que possui valores altos na faixa de frequência de maior potência espectral dos sinais. A diferença de fase entre as flutuações magnéticas radiais e poloidais é próxima de $\pi/2$ ($\sim 1,6$) radianos (figura IV.30c), como previsto pela teoria MHD [Ba-78]. O mesmo comportamento dos espectros apresentados nesta figura foi verificado também nas medidas realizadas nas outras posições da sombra do limitador. Estes espectros de coerência e fase são semelhantes aos obtidos no tokamak TEXT [Ki-89, Ki-91].

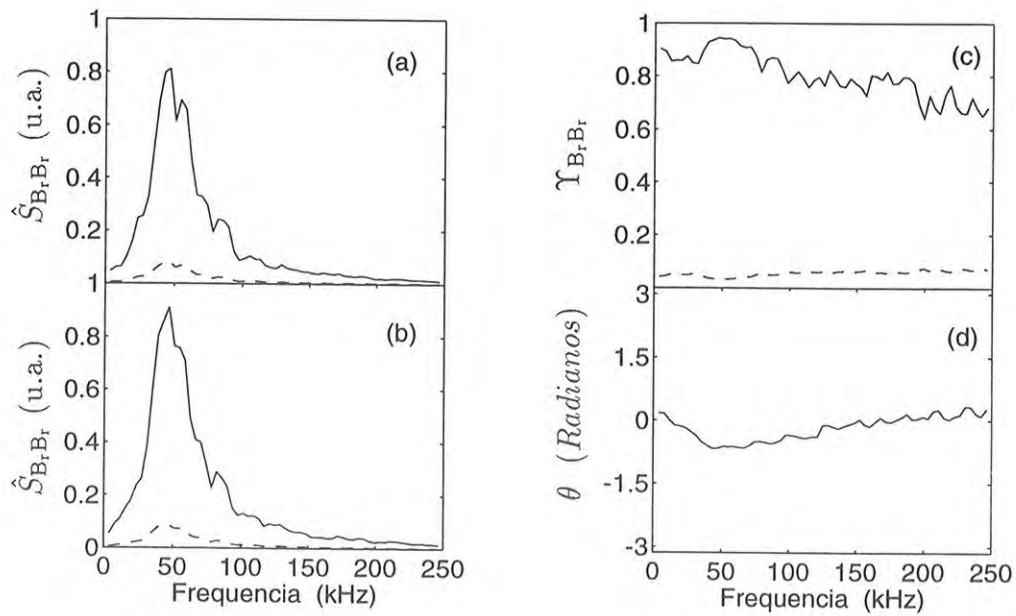


Fig. IV.29 Auto-espectro de potência das flutuações magnéticas radiais medidas por duas bobinas (a) e (b), espectro de coerência (c) e de fase (d) entre estas flutuações, para medidas em $r = 8,9$ cm.

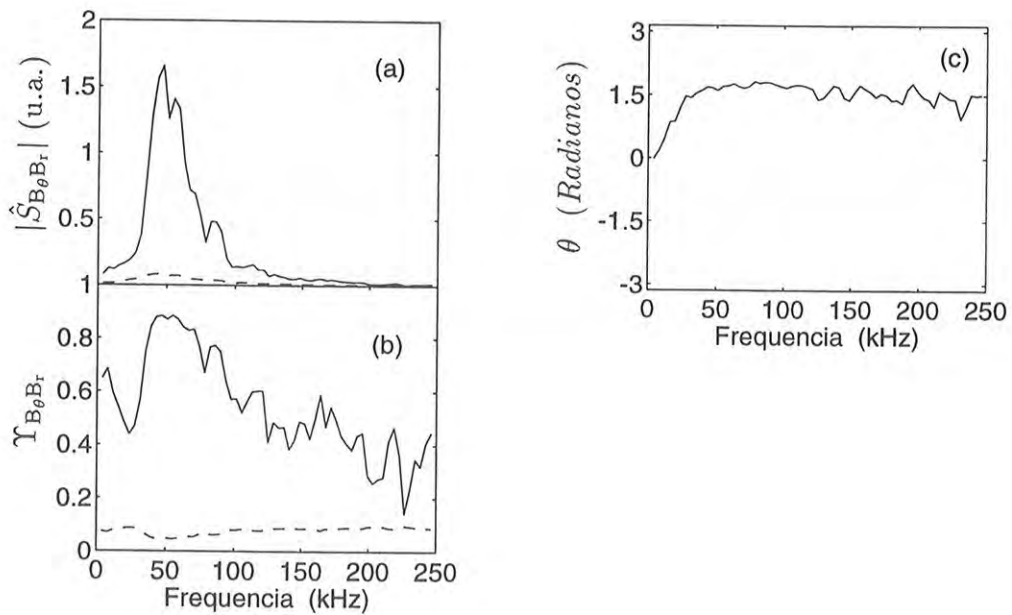


Fig. IV.30 Espectro cruzado (a), espectro de coerência (b) e espectro de fase (c) entre as flutuações magnéticas poloidais e radiais.

A figura IV.31 mostra o espectro em frequência e número de onda, $S(k, f)$, das flutuações magnéticas poloidais, com suas respectivas curvas de nível, onde observamos que a potência espectral concentra-se quase que totalmente em números de onda negativos e com valores pequenos. O valor negativo mostra que o sentido preferencial de propagação destas flutuações é o da velocidade de deriva diamagnética dos elétrons, ao contrário da propagação das flutuações eletrostáticas que é no sentido da velocidade da deriva diamagnética dos íons. O mesmo comportamento se verifica também para as medidas realizadas em outras posições, como pode ser visto na figura IV.32.

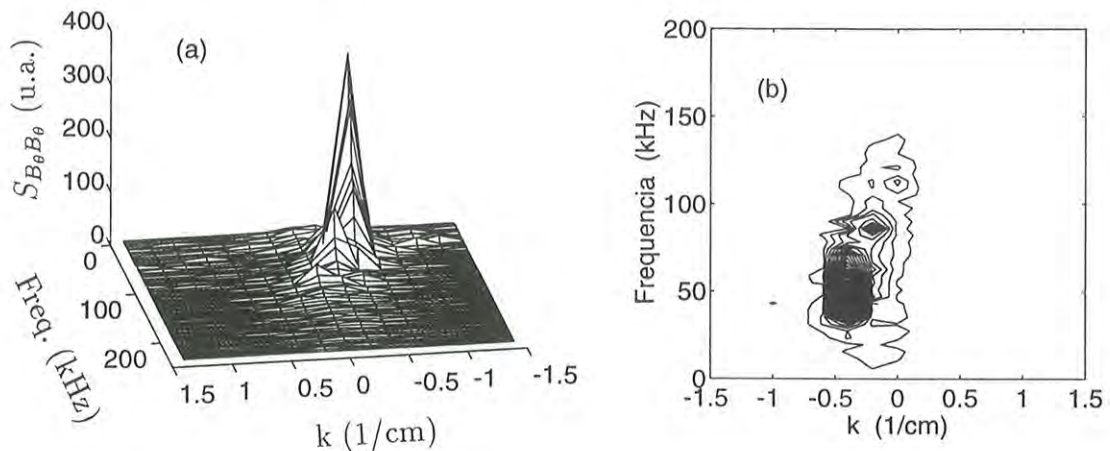


Fig. IV.31 Espectro $S(k, f)$ das flutuações magnéticas poloidais (a) e suas curvas de nível (b), para medidas em $r = 8,3$ cm.

A relação de dispersão estatística, $\bar{k}(f)$, das flutuações magnéticas poloidais e sua largura espectral, $\sigma_k(f)$, estão na figura IV.33, para medidas na posição $r = 8,3$ cm, onde observamos que a relação de dispersão é aproximadamente linear na faixa de frequências das oscilações de Mirnov e que $\sigma_k/\bar{k} < \approx 1$ apenas nesta faixa de frequências.

A figura IV.34 mostra o perfil radial da velocidade de fase média das flutuações magnéticas na direção poloidal, onde verificamos que ela é predominantemente negativa, ou seja, no mesmo sentido da velocidade de deriva dos elétrons, e com valores maiores do que os das flutuações eletrostáticas, o que também foi verificado em outros tokamaks [Va-93].

Para determinar alguma possível correlação linear entre as flutuações magnéticas e eletrostáticas calculamos os espectros cruzado e de coerência entre as flutuações do

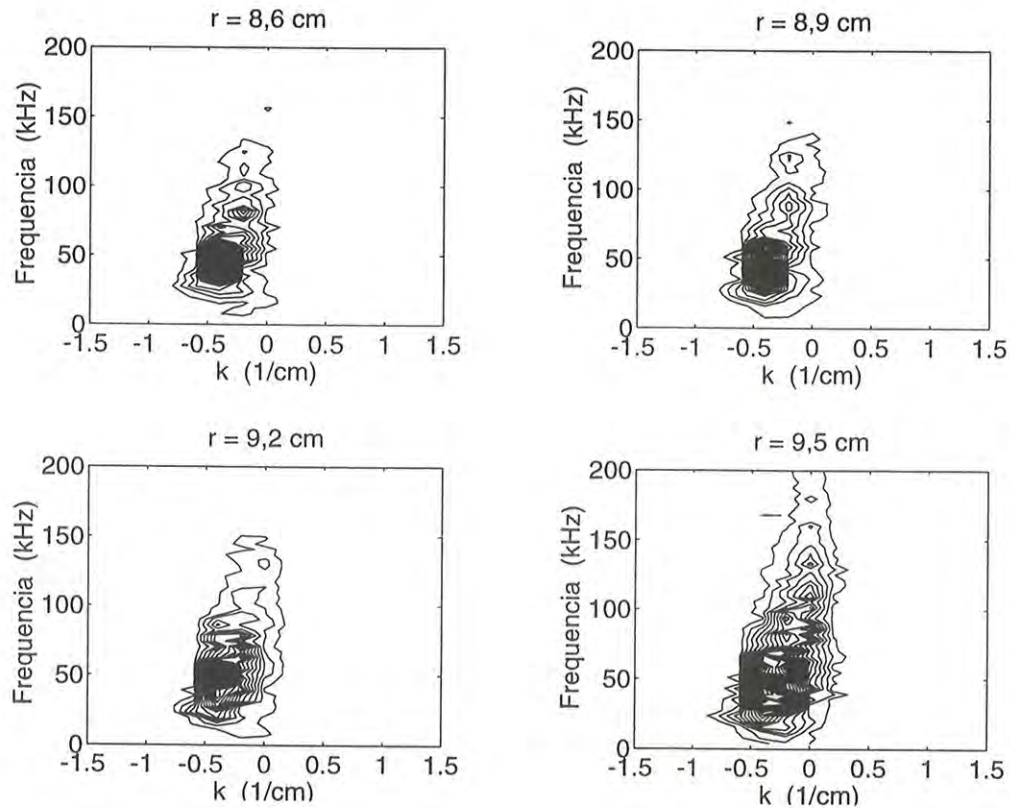


Fig. IV.32 Curvas de nível do espectro $S(k, f)$ das flutuações magnéticas poloidais em quatro diferentes posições radiais.

potencial flutuante, da corrente de saturação de íons e da temperatura e as flutuações magnéticas poloidais (figura IV.35) e entre estas flutuações e as flutuações magnéticas radiais (figura IV.36). Nestas figuras observamos que os espectros cruzados apresentam picos largos de potência na faixa de frequência das oscilações de Mirnov, porém são picos pouco coerentes, como pode ser visto nas figuras IV.35b, IV.35d e IV.35f para as flutuações magnéticas poloidais e nas figuras IV.36b, IV.36d e IV.36f para as flutuações magnéticas radiais. Esta correlação baixa pode ser consequência da distância relativamente grande entre as flutuações medidas pelas sondas eletrostáticas e pelas bobinas magnéticas (18 mm). Nos tokamaks DITE [Va-93], onde estas medidas foram realizadas mais próximas uma da outra, e TEXT [Ge-87, Ki-89], onde estas medidas foram feitas na mesma linha de campo magnético toroidal, foi observado que as flutuações magnéticas radiais e as flutuações da corrente de saturação de íons possuem uma correlação significativa, principalmente na faixa de frequências em que as flutuações da corrente de saturação de íons apresentam

maior potência espectral.

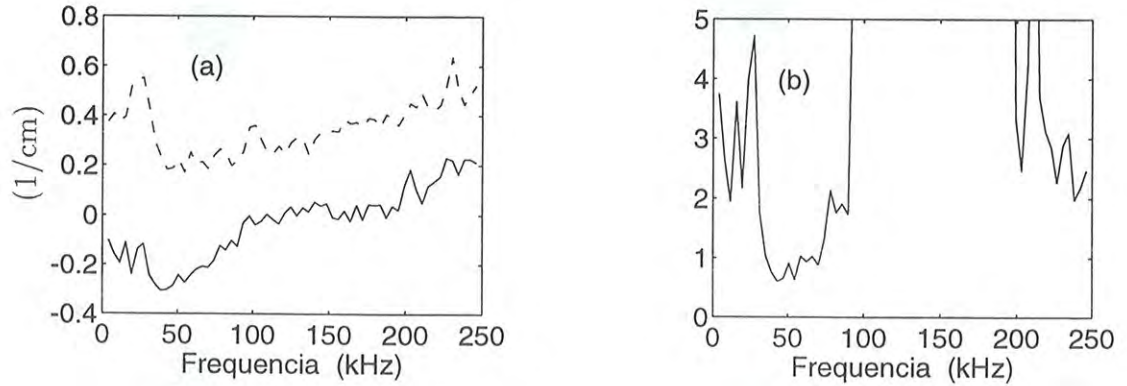


Fig. IV.33 Relação de dispersão estatística $\bar{k}(f)$ (—) e a largura espectral $\sigma_k(f)$ (---) (a) e σ_k/\bar{k} (b) das flutuações magnéticas poloidais, para medidas em $r = 8,3$ cm.

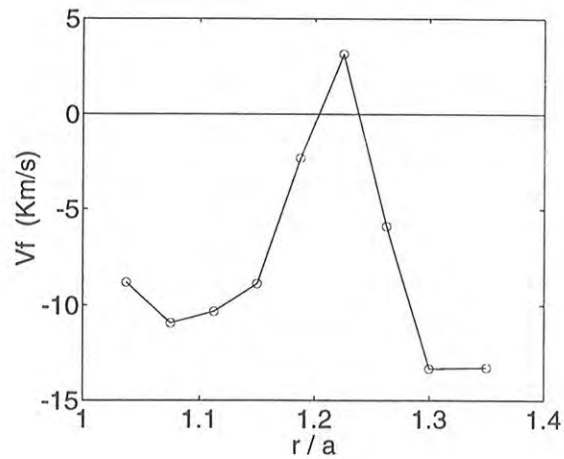


Fig. IV.34 Perfil radial da velocidade de fase média das flutuações magnéticas poloidais.

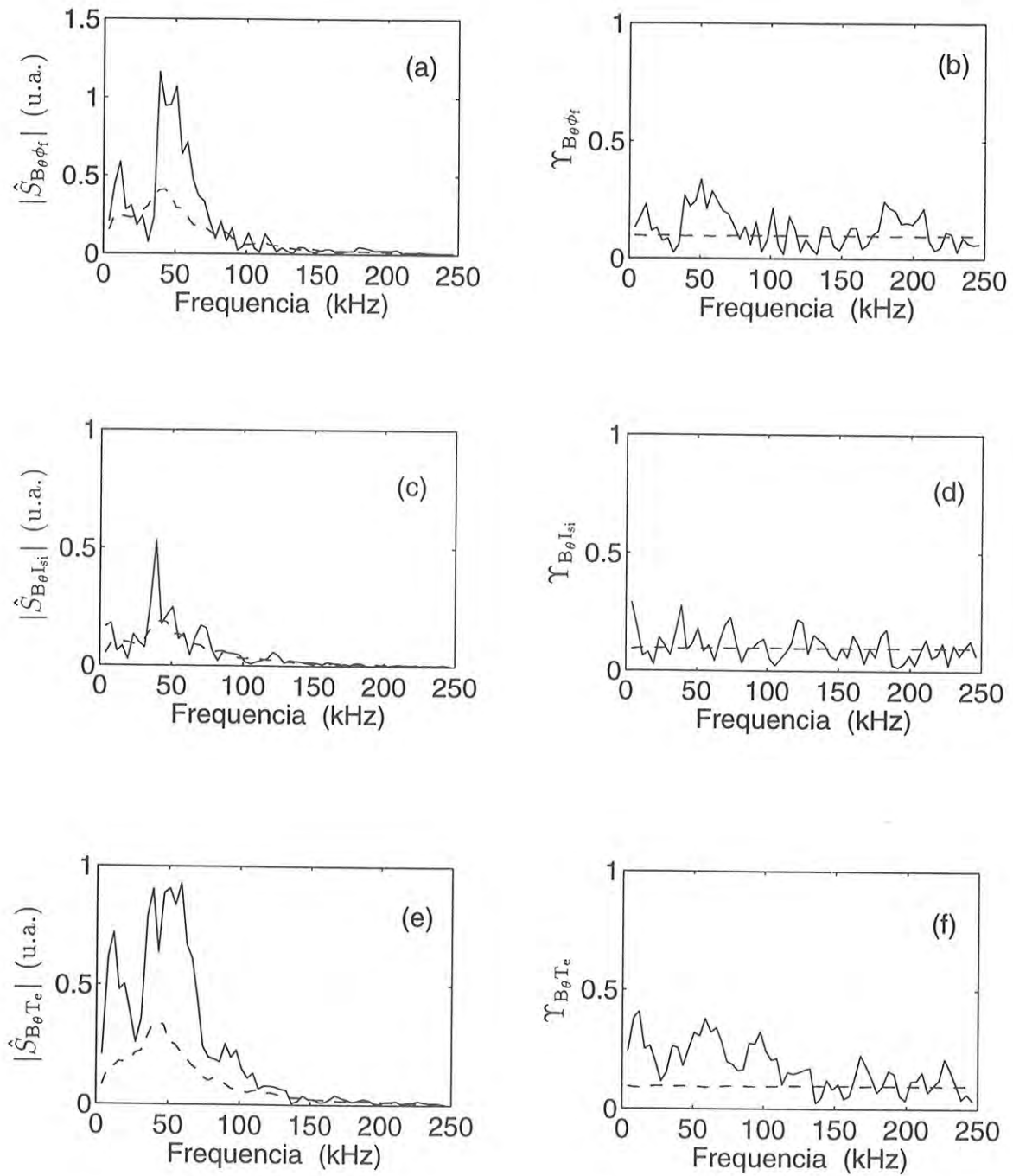


Fig. IV.35 Espectros cruzado e de coerência, respectivamente, entre as flutuações magnéticas poloidais e: flutuações do potencial flutuante (a) e (b), flutuações da corrente de saturação de íons (c) e (d) e flutuações da temperatura (e) e (f), para as bobinas magnéticas em $r = 8,3$ cm e as sondas eletrostáticas em $r = 6,5$ cm, (---) desvio padrão dos espectros.

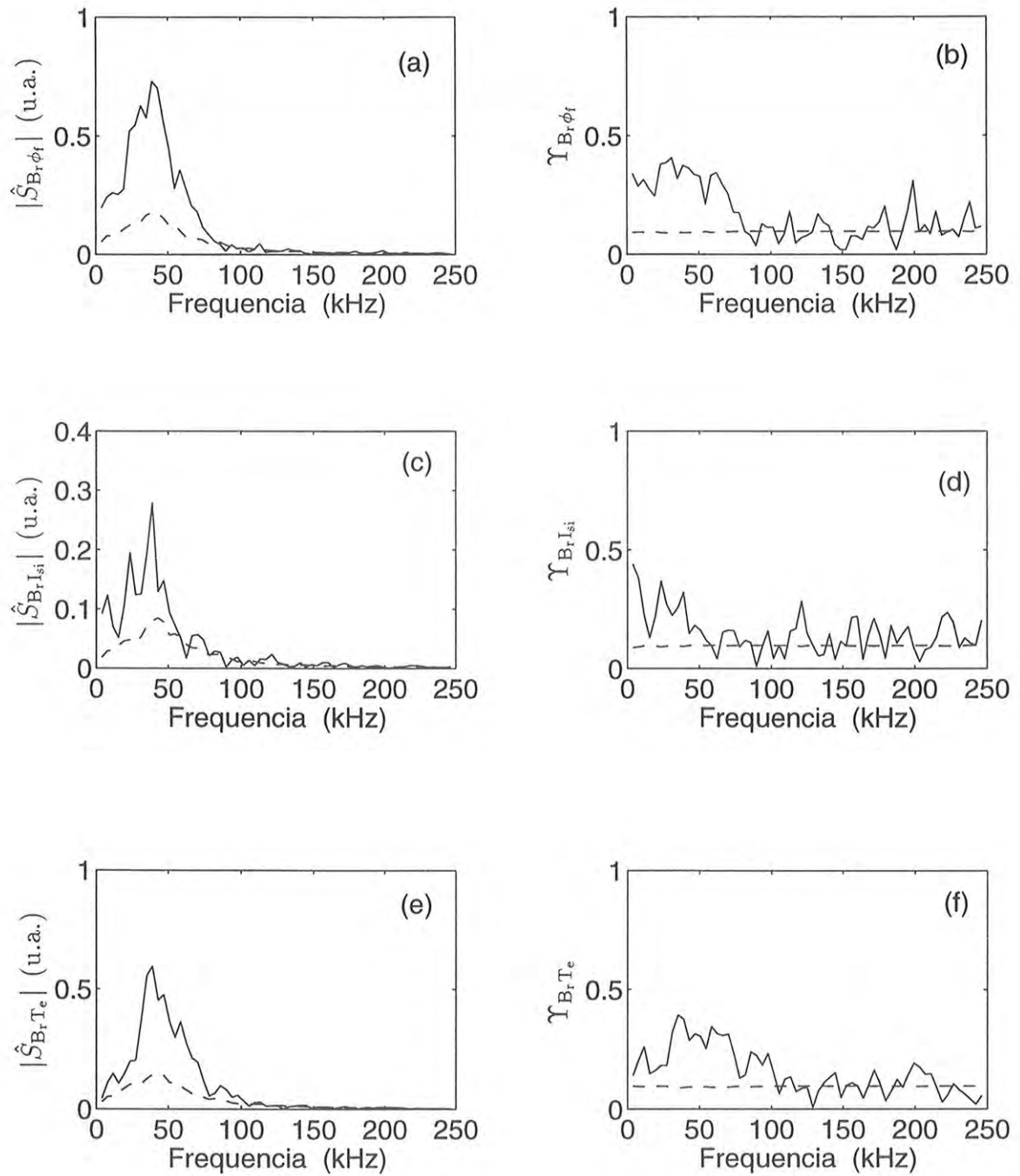


Fig. IV.36 Espectros cruzado e de coerência, respectivamente, entre as flutuações magnéticas radiais e: flutuações do potencial flutuante (a) e (b), flutuações da corrente de saturação de íons (c) e (d) e flutuações da temperatura (e) e (f), para as bobinas magnéticas em $r = 8,3$ cm e as sondas eletrostáticas em $r = 6,5$ cm, (---) desvio padrão dos espectros.

Capítulo 5

Influência das Perturbações Magnéticas Sobre a Turbulência

Um dos objetivos iniciais da aplicação das perturbações magnéticas ressonantes externas no plasma foi o de tentar evitar o surgimento das instabilidades de disruptura e, com isto, prolongar a duração do plasma [Ka-75, Pu-85]. Entretanto, estas perturbações magnéticas também podem ser utilizadas para alterar as características da borda do plasma, através da reconfiguração das linhas do campo magnético, fazendo com que sejam criadas regiões de linhas de campo caóticas e de ilhas magnéticas [Fe-88]. Ao se criar uma região com estas características, induz-se uma perda uniforme de partículas e energia em direção à parede da câmara do tokamak, o que torna esta região mais fria e menos densa; conseqüentemente há uma redução na liberação de impurezas das paredes da câmara do tokamak, melhorando as características do confinamento [Mc-90, Gr-90].

Neste capítulo analisaremos como estes campos magnéticos ressonantes atuam sobre algumas grandezas da borda do plasma, tais como, temperatura, densidade, potencial, flutuações eletrostáticas e magnéticas, e sobre o transporte de partículas e energia induzidos por estas flutuações.

As perturbações magnéticas são criadas pela corrente elétrica que passa nas espiras helicoidais colocadas ao redor da câmara do tokamak. Neste trabalho utilizamos as ressonâncias criadas pela configuração $m = 4/n = 1$ (arranjo em que as espiras dão quatro voltas na direção toroidal e uma na direção poloidal), que atuam na borda do plasma

(na região em torno da superfície magnética com $q = m/n = 4$). O valor da corrente elétrica foi ajustado em $I_h \simeq 280$ A, que produz um campo magnético radial perturbativo de amplitude média: $\langle |\delta B_r(a)/B_\varphi| \rangle \simeq 0.4$ % na posição do limitador (δB_r é o campo radial perturbativo e B_φ é o campo magnético toroidal de equilíbrio). Estas perturbações, ditas ressonantes, com amplitude muito menor que a do campo de equilíbrio, conseguem reconfigurar a estrutura das linhas deste campo [Fe-88].

Verificamos que a atuação das perturbações criadas por correntes mais altas do que a utilizada causam grandes variações na corrente de plasma, muitas vezes levando à perda total do plasma. Por este motivo, escolhemos um valor adequado em que estes efeitos eram limitados.

A corrente nas espiras helicoidais foi aplicada por um período de $\sim 4,5$ ms, durante o patamar da corrente de plasma, como pode ser visto na figura V.1.

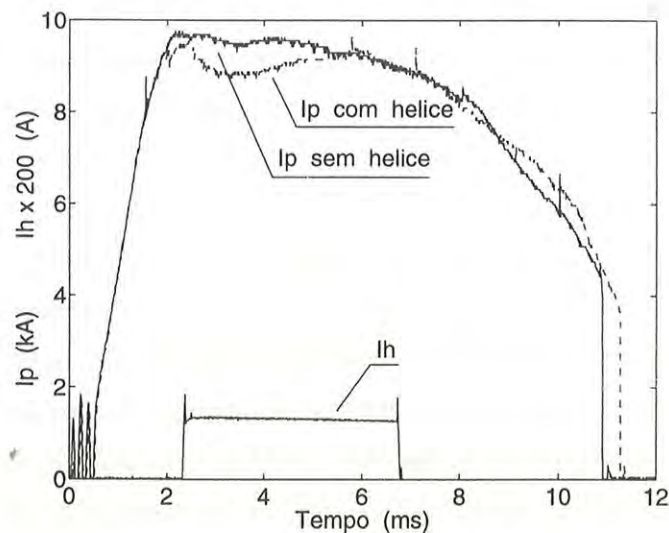


Fig. V.1 Perfil da corrente de plasma (I_p) com e sem a atuação da corrente nas espiras helicoidais (I_h).

A figura V.2 mostra o mapa de Poincaré da configuração das linhas de campo magnético de equilíbrio, calculado para descargas do plasma com um modo MHD dominante $m = 2/n = 1$, com, figura V.2a, e sem, figura V.2b, o efeito da perturbação magnética ressonante criada pelo arranjo $m = 4/n = 1$ das espiras helicoidais ($I_h \simeq 280$ A) [Od-95]. No mapa não perturbado identificamos as ilhas magnéticas $m = 2/n = 1$ e

$m = 3/n = 1$, criadas pelo modo MHD dominante. No mapa perturbado observamos que a perturbação externa destrói as superfícies magnéticas na borda do plasma (pela superposição das ilhas com $m = 3$ e $m = 4$), criando uma região de linhas de campo magnético caóticas de, aproximadamente, 2 cm de largura, figura V.2a.

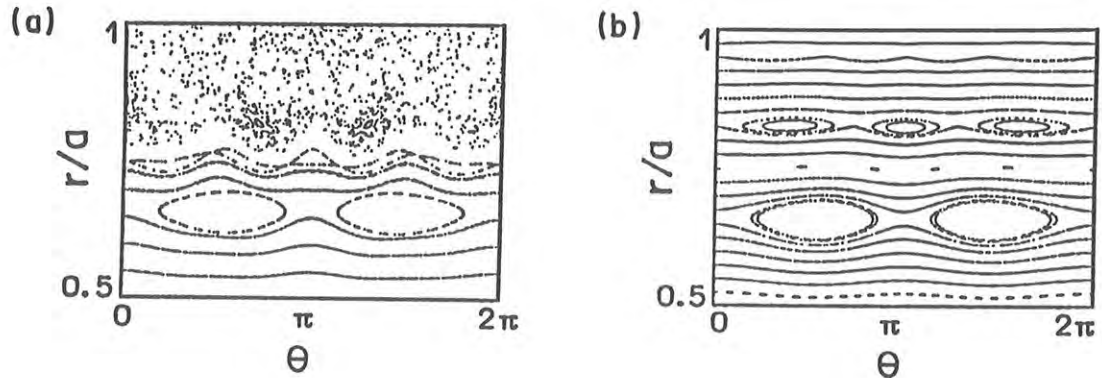


Fig. V.2 Mapa de Poincaré mostrando a configuração das linhas do campo magnético de equilíbrio com (a) e sem (b) a atuação das perturbações magnéticas externas.

Os dados com a atuação das perturbações magnéticas foram preparados para análise da mesma forma que foi descrita no item 4.1. Portanto, os resultados apresentados foram obtidos considerando a média de sete pulsos de plasma em cada posição radial.

5.1 Influência Sobre os Perfis de Equilíbrio

Nesta experiência, verificamos que as perturbações magnéticas ressonantes (PMRs) externas modificam significativamente os perfis de equilíbrio das grandezas medidas na borda do plasma pelas sondas eletrostáticas. A figura V.3 mostra os gráficos do perfil temporal da temperatura dos elétrons (figura V.3a), da densidade do plasma (figura V.3b) e do potencial flutuante (figura V.3c), para medidas realizadas na posição $r = 7,1$ cm, durante o período de tempo da atuação destas perturbações. Observamos que estas perturbações atuam no sentido de diminuir a temperatura dos elétrons e a densidade do plasma, e de tornar o potencial flutuante menos negativo.

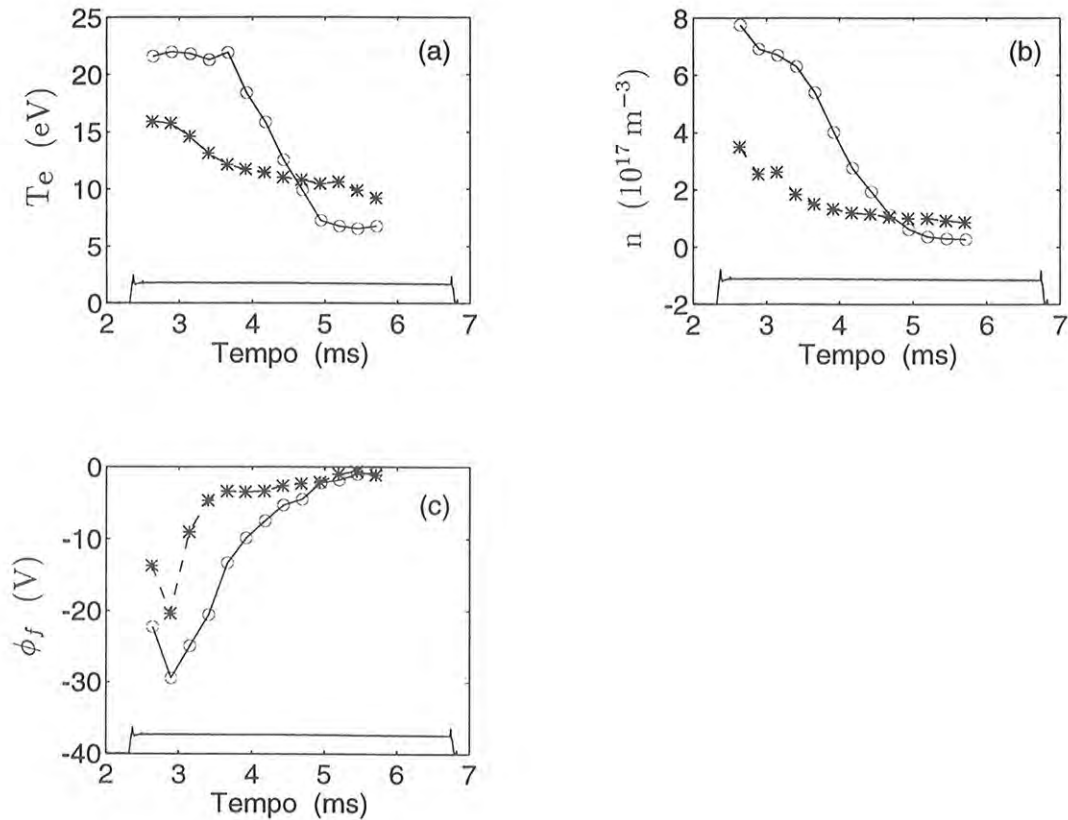


Fig. V.3 Perfil temporal da temperatura dos elétrons (a), da densidade do plasma (b) e do potencial flutuante (c), com (*) e sem (o) a atuação das PMRs, medidas na posição $r = 7,1$ cm. Estas figuras mostram também o período de atuação destas perturbações (-).

A influência das PMRs nos perfis dos parâmetros de equilíbrio do plasma, em função da posição radial, é apresentada na figura V.4, para os valores obtidos no mesmo instante de tempo. Verificamos que as maiores variações ocorrem na borda do plasma, onde a temperatura dos elétrons (figura V.4a), e a densidade do plasma (figura V.4b), diminuem de valor, possivelmente em consequência do aumento da difusão das partículas devido à configuração caótica das linhas do campo magnético criada nesta região. A diminuição da densidade e da temperatura também foi verificada no tokamak TBR-1 com a atuação de um limitador ergódico magnético na borda do plasma [Ar-96b]. Nos tokamaks TEXT [Li-91] e Tore Supra [Pa-95], a atuação deste limitador também reduz a temperatura dos elétrons; entretanto, o mesmo efeito não foi observado sobre a densidade do plasma. O potencial flutuante também se modifica com a atuação das perturbações externas na região

da borda do plasma, tornando-se menos negativo, devido à diminuição da temperatura dos elétrons. O potencial flutuante é o potencial no qual a corrente na sonda é nula (corrente dos elétrons igual à dos íons), e é geralmente negativo devido à maior mobilidade dos elétrons com relação aos íons. Quanto maior for a energia dos elétrons mais negativo será este potencial. A redução da temperatura dos elétrons, com a atuação das perturbações externas, diminui a mobilidade dos elétrons, tornando este potencial menos negativo. Apesar das modificações ocorridas no potencial flutuante e na temperatura, o perfil do potencial do plasma (figura V.4d) pouco se modifica com a atuação destas perturbações, apenas os valores da região da sombra do limitador ($r/a > 1$) são ligeiramente menores.

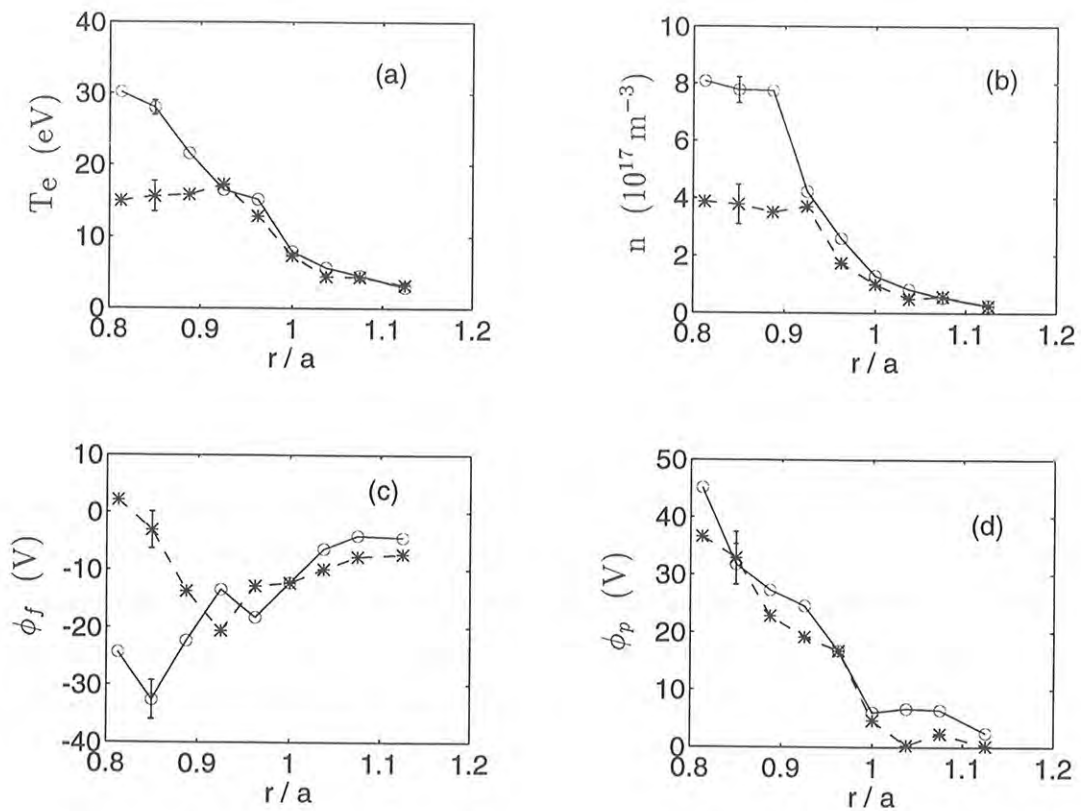


Fig. V.4 Perfil radial da temperatura dos elétrons (a), da densidade do plasma (b), do potencial flutuante (c) e do potencial do plasma (d), com (*) e sem (o) a atuação das PMRs.

Os perfis radiais dos parâmetros de equilíbrio podem variar ligeiramente tanto na sua forma quanto nos valores, dependendo do instante de tempo utilizado para análise.

Entretanto, a tendência do comportamento destes parâmetros, com e sem a atuação das perturbações magnéticas externas, é aquela apresentada na figura V.4.

Portanto, constatamos que as perturbações externas efetivamente modificam as características da borda do plasma, criando uma região de plasma mais frio e menos denso.

5.2 Influência Sobre a Turbulência e Transporte

Neste item, estudaremos a influência das perturbações magnéticas ressonantes (PMRs) sobre as flutuações eletrostáticas e magnéticas medidas na borda do plasma e na sombra do limitador, e também sobre o transporte de partículas e energia induzido por flutuações.

Os gráficos da figura V.5 mostram os perfis radiais dos níveis relativos das flutuações eletrostáticas com e sem a atuação das PMRs. A influência destas perturbações não modifica o perfil radial, aproximadamente constante, do nível relativo das flutuações da temperatura (fig. V.5a), apenas induz uma alteração na região do limitador ($r/a = 1$). O perfil do nível relativo das flutuações da densidade (calculado sem a correção das flutuações da temperatura) também não é modificado (fig. V.5b), mantendo a tendência destas flutuações aumentarem para fora do plasma. Como os valores de equilíbrio destas grandezas diminuem com a aplicação das perturbações externas, tanto as flutuações da temperatura quanto as da densidade diminuem de amplitude na mesma proporção que os seus respectivos valores de equilíbrio. Este comportamento não se verifica para as flutuações do potencial flutuante, pois a diminuição (em módulo) deste potencial (fig. V.4c) causou um aumento do nível relativo destas flutuações (fig. V.5c). Na figura V.5d verificamos que o nível relativo das flutuações do potencial do plasma aumenta apenas onde há uma redução nos valores de equilíbrio (fig. V.4d).

A figura V.6 mostra que as flutuações magnéticas poloidais (fig. V.6a) e radiais (fig. V.6b) diminuem com a atuação das perturbações externas, como foi também verificado, em medidas anteriores, no tokamak TBR-1 [Va-88, Ar-96a] e em outros tokamaks [Pu-85, Ro-85].

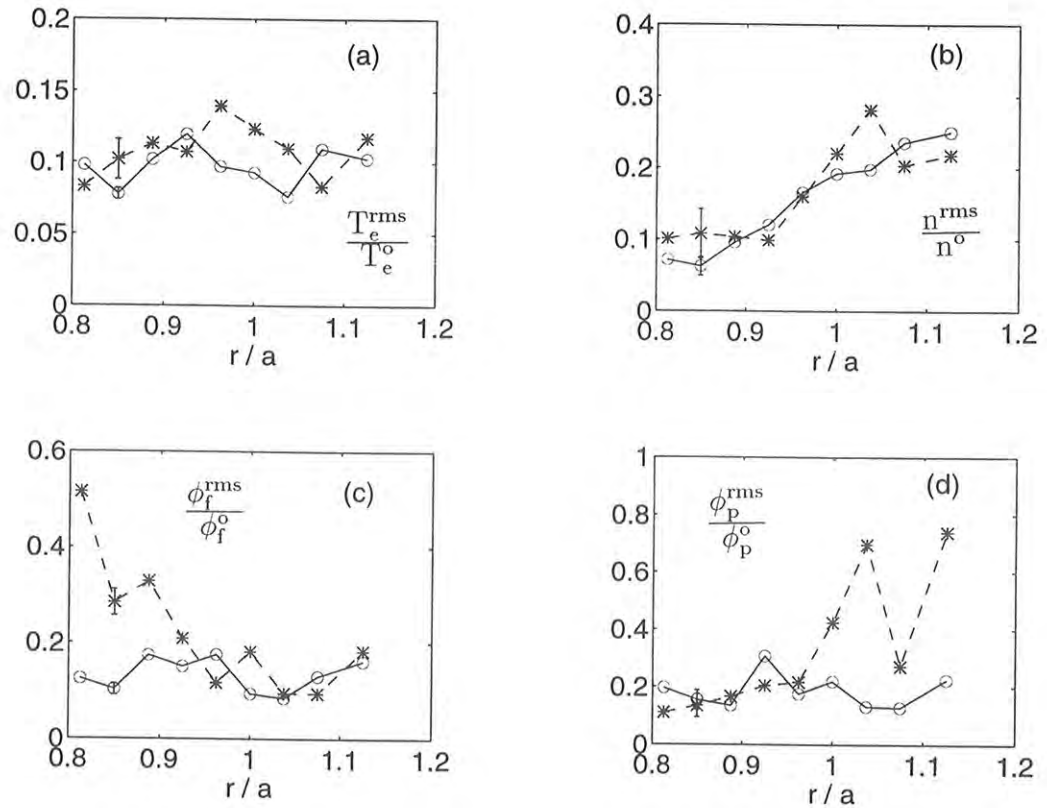


Fig. V.5 Perfil radial do nível relativo das flutuações: da temperatura (a), da densidade (b), do potencial flutuante (c) e do potencial do plasma (d), com (*) e sem (o) a atuação das PMRs.

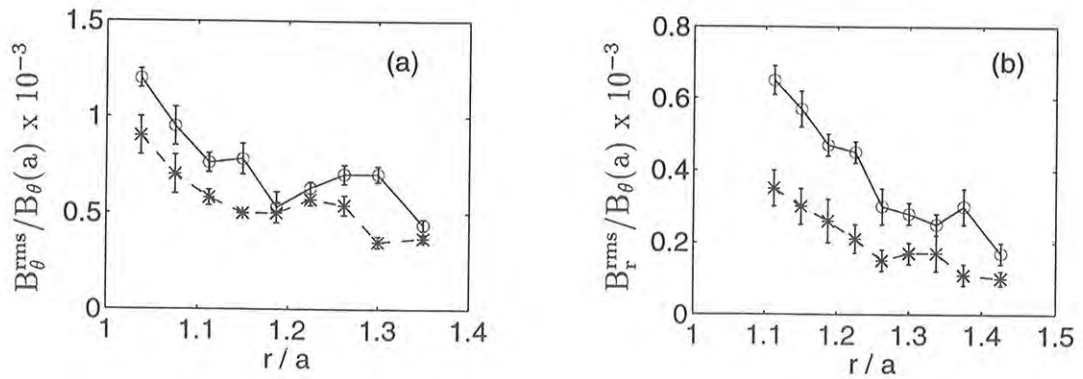


Fig. V.6 Perfil radial do nível relativo das flutuações magnéticas poloidais (a) e radiais (b), com (*) e sem (o) a atuação das PMRs.

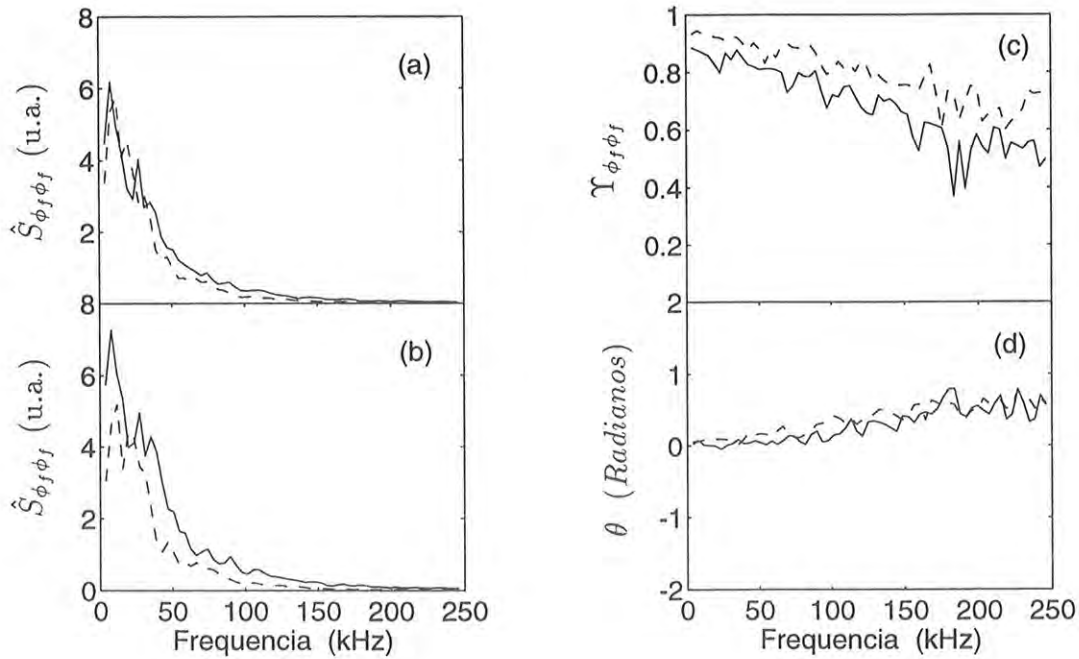


Fig. V.7 Auto-espectro das flutuações do potencial flutuante medidas por duas sondas (a) e (b), espectro de coerência (c) e fase (d) entre estas flutuações, com (---) e sem (-) a atuação das PMRs.

Na figura V.7 temos o efeito das PMRs sobre os espectros das flutuações do potencial flutuante, para medidas realizadas por duas sondas na posição $r = 7,1$ cm. Os auto-espectros (figs. V.7a e V.7b) e o espectro de fase (fig. V.7d) não se alteram com a presença das perturbações externas, no entanto, estes sinais tornam-se mais coerentes (fig. V.7c).

Os gráficos da figura V.8 mostram a influência das perturbações externas sobre os espectros das flutuações da corrente de saturação de íons medidas por outras duas sondas. Verificamos que os auto-espectros, com a atuação destas perturbações, são menores (figs V.8a e V.8b), devido à diminuição da amplitude destas flutuações. O espectro de fase (fig. V.8d) não se alterou com as perturbações externas, porém, estes sinais tornam-se mais coerentes (figura V.8c), da mesma forma que ocorreu com as flutuações do potencial flutuante. O aumento da coerência entre as flutuações medidas por duas sondas, com a atuação das PMRs, também foi verificado nas outras posições. A figura V.9 mostra o perfil radial da coerência média entre as flutuações do potencial flutuante (fig. V.9a) e entre as flutuações da corrente de saturação de íons (fig. V.9b), calculada pela expressão:

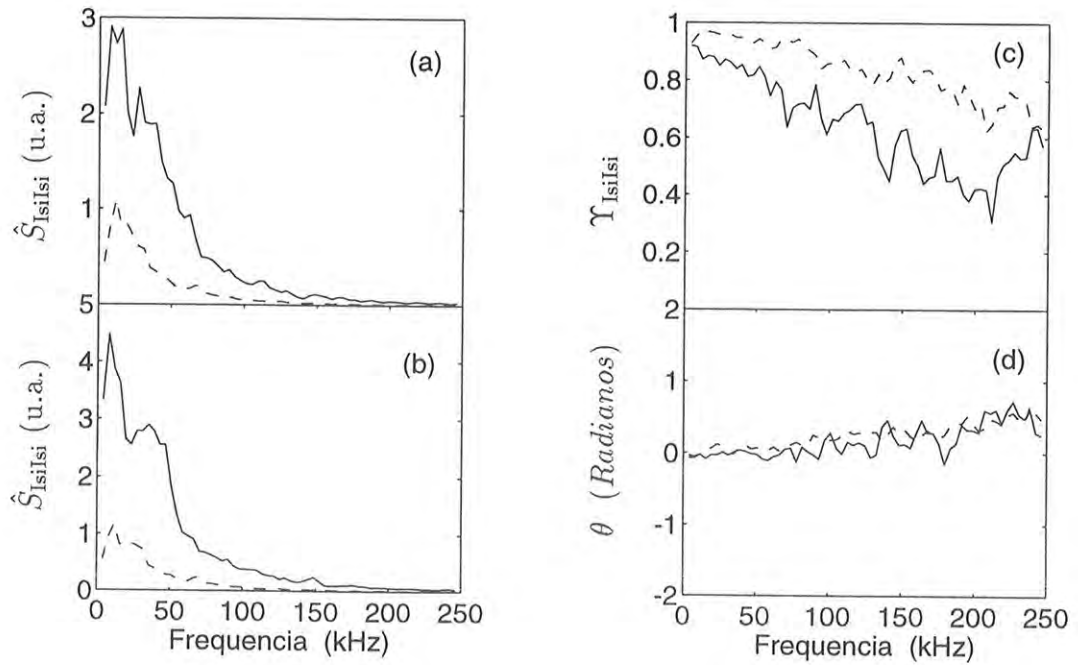


Fig. V.8 Auto-espectro das flutuações da corrente de saturação de íons medidas por duas sondas (a) e (b), espectro de coerência (c) e fase (d) entre estas flutuações, com (---) e sem (-) a atuação das PMRs.

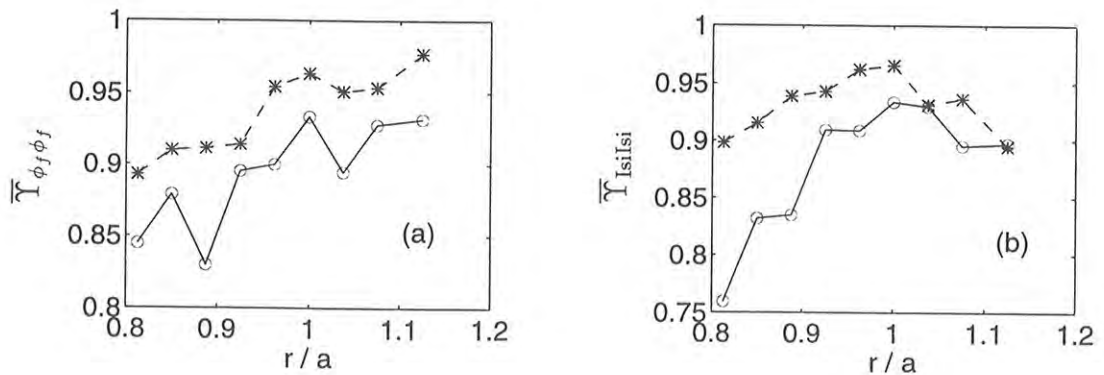


Fig. V.9 Perfil radial da coerência média entre as flutuações do potencial flutuante medidas por duas sondas (a) e da corrente de saturação de íons medidas por outras duas sondas (b), com (*) e sem (o) a atuação das PMRs.

$$\bar{\Upsilon}_{xy} = \sum_l \Upsilon_{xy}[l] \frac{|\hat{S}_{xy}[l]|}{\sum_l |\hat{S}_{xy}[l]|} ,$$

onde $\Upsilon_{xy}[l]$ é o espectro de coerência entre os sinais medidos em duas posições e $|\hat{S}_{xy}[l]|$ é o espectro cruzado entre estes sinais. O aumento desta coerência sugere que a borda do plasma torna-se um meio menos turbulento com a aplicação das perturbações magnéticas externas.

A figura V.10 mostra os espectros com a correlação entre as flutuações do potencial flutuante e da densidade (calculada a partir das flutuações da corrente de saturação de íons sem a correção das flutuações da temperatura), para medidas em $r = 7,1$ cm, com e sem a atuação das PMRs. Os espectros de coerência (fig. V.10b) e de fase (fig. V.10c) entre estas flutuações não se modificam significativamente com a atuação destas perturbações, somente o espectro cruzado (fig. V.10a) apresenta uma pequena diminuição, que é consequência do decréscimo do auto-espectro das flutuações da corrente de saturação de íons.

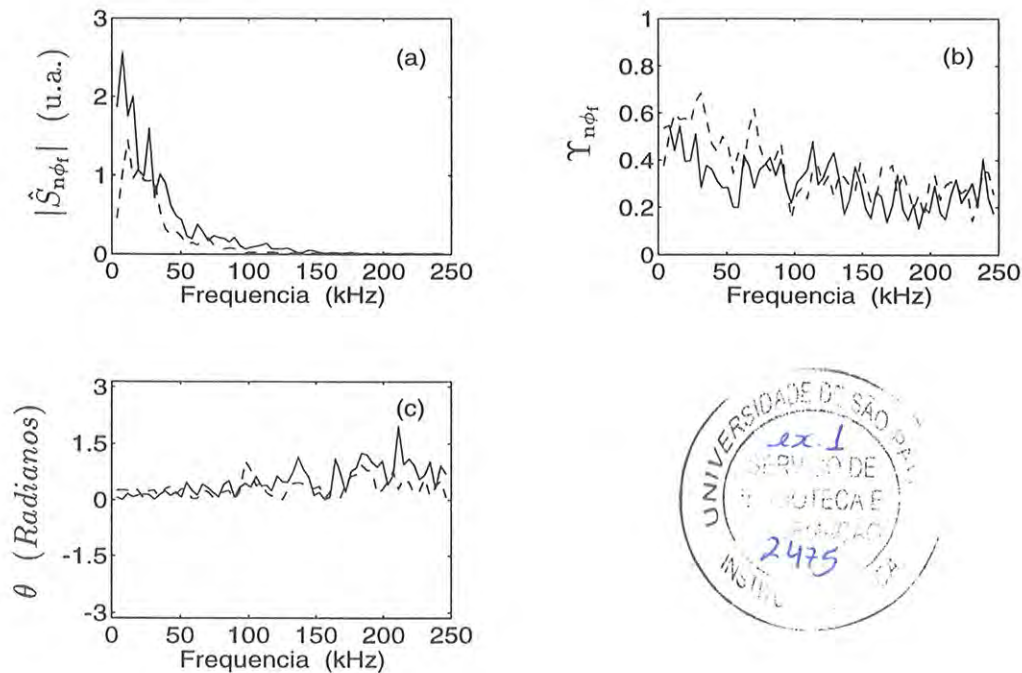


Fig. V.10 Espectro cruzado (a), de coerência (b) e de fase (c) entre as flutuações do potencial flutuante e da densidade com (—) e sem (---) a atuação das PMRs.

A figura V.11 mostra o perfil radial do transporte de partículas induzido por flutuações (calculado sem a correção das flutuações da temperatura) com e sem a atuação das PMRs. Uma alteração apreciável ocorre na região da borda do plasma ($r/a < 1$) com a atuação destas perturbações. O transporte de partículas diminui consideravelmente nas posições mais internas, e há um deslocamento do valor máximo para uma posição mais próxima do limitador. Na região da sombra do limitador ($r/a \geq 1$) o transporte de partículas não se altera significativamente com a atuação das perturbações externas. O mesmo efeito ocorre no transporte de partículas corrigido pelas flutuações da temperatura, como mostra a figura V.12. Portanto, a atuação das perturbações externas efetivamente contribui para a redução do transporte de partículas induzido por flutuações nesta região.

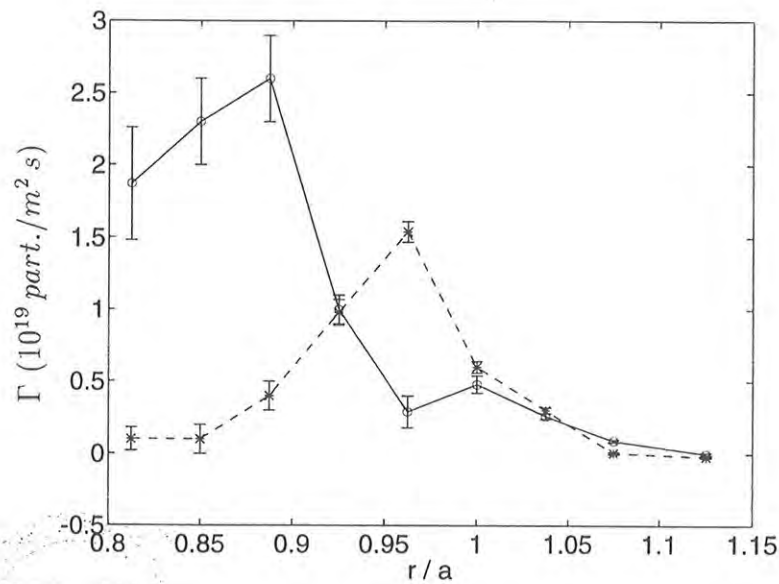


Fig. V.11 Perfil radial do transporte de partículas induzido por flutuações, calculado sem a correção das flutuações da temperatura, com (*) e sem (o) a atuação das PMRs.

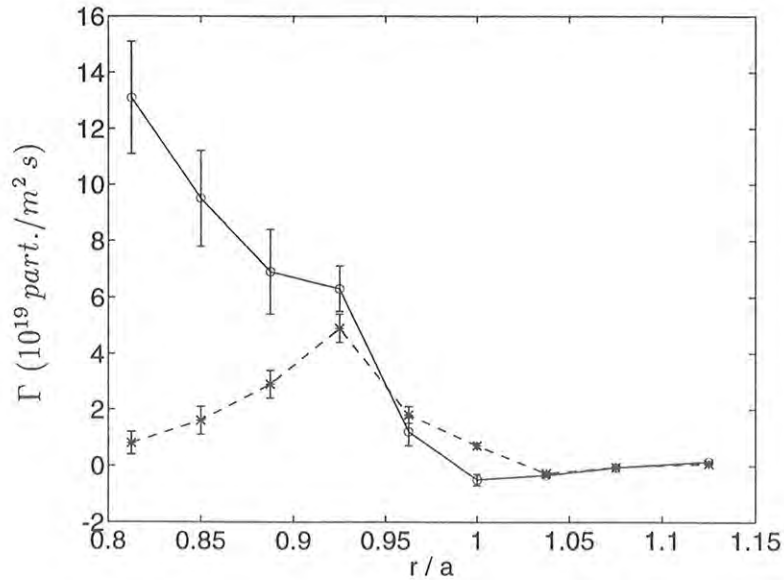


Fig. V.12 Perfil radial do transporte de partículas induzido por flutuações, calculado com a correção das flutuações da temperatura, com (*) e sem (o) a atuação das PMRs.

A figura V.13 mostra o perfil radial do fluxo total de energia induzido por flutuações, calculado a partir das flutuações do potencial e da densidade sem a correção das flutuações da temperatura, com e sem a atuação das perturbações magnéticas externas. Verificamos que a atuação destas perturbações reduz o fluxo de energia nas posições mais internas da borda do plasma, como ocorreu com o transporte de partículas. Este efeito também é verificado, nesta mesma região, com o fluxo de energia calculado com a correção das flutuações da temperatura (figura V.14).

A redução do transporte de partículas e do fluxo de energia pode ser atribuído à diminuição do nível da turbulência eletrostática, com a atuação das perturbações magnéticas externas.

Mudanças significativas são verificadas também no espectro em frequência e número de onda, $S(k, f)$, das flutuações do potencial flutuante e da densidade (calculada sem a correção das flutuações da temperatura), com a atuação das PMRs. A figura V.15 mostra as curvas de nível destes espectros, com e sem a atuação destas perturbações, para medidas realizadas na posição $r = 7,1$ cm. A potência espectral que se espalhava em números de

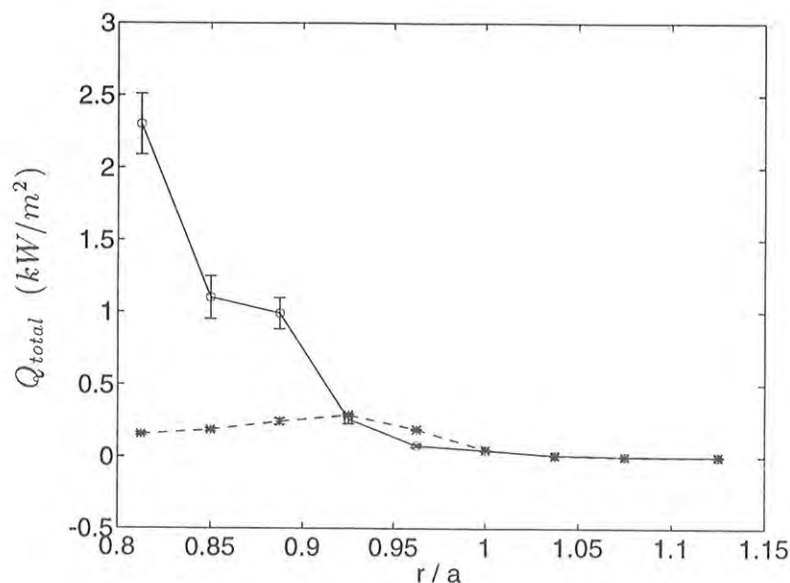


Fig. V.13 Perfil radial do fluxo total de energia, calculado sem a correção das flutuações da temperatura, com (*) e sem (o) a atuação das PMRs.

onda entre $\sim -5 \text{ cm}^{-1}$ e $\sim +5 \text{ cm}^{-1}$ passa a se concentrar em uma faixa entre $\sim -2.5 \text{ cm}^{-1}$ e $\sim +2.5 \text{ cm}^{-1}$, com a atuação das perturbações externas, mantendo aproximadamente a mesma banda de frequências. O mesmo efeito foi verificado nas outras posições medidas pelas sondas. Portanto, concluímos que a atuação das perturbações externas efetivamente reduz o nível da turbulência na região da borda do plasma. Isto se verifica também através da diminuição da relação entre $\bar{k}(f)$ e a sua largura espectral, $\sigma_k(f)$, das flutuações do potencial flutuante e da densidade (figura V.16).

Na figura V.17 comparamos a velocidade de fase das flutuações do potencial flutuante e da densidade com e sem a atuação das PMRs. A atuação destas perturbações aumenta significativamente a velocidade de fase destas flutuações (figs. V.17a e V.17b) na direção da deriva diamagnética dos íons ($v_f > 0$), tornando mais evidente a ausência de uma região de cisalhamento desta velocidade na região da borda do plasma.

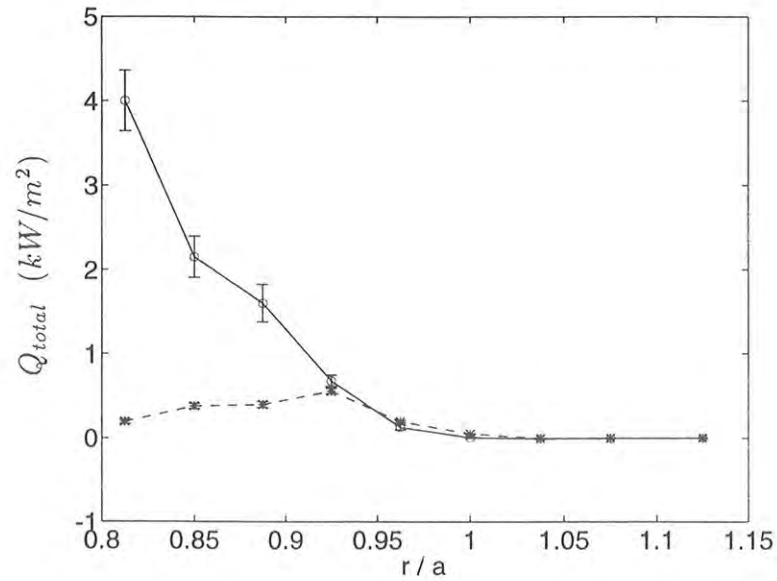


Fig. V.14 Perfil radial do fluxo total de energia, calculado com a correção das flutuações da temperatura, com (*) e sem (o) a atuação das PMRs.

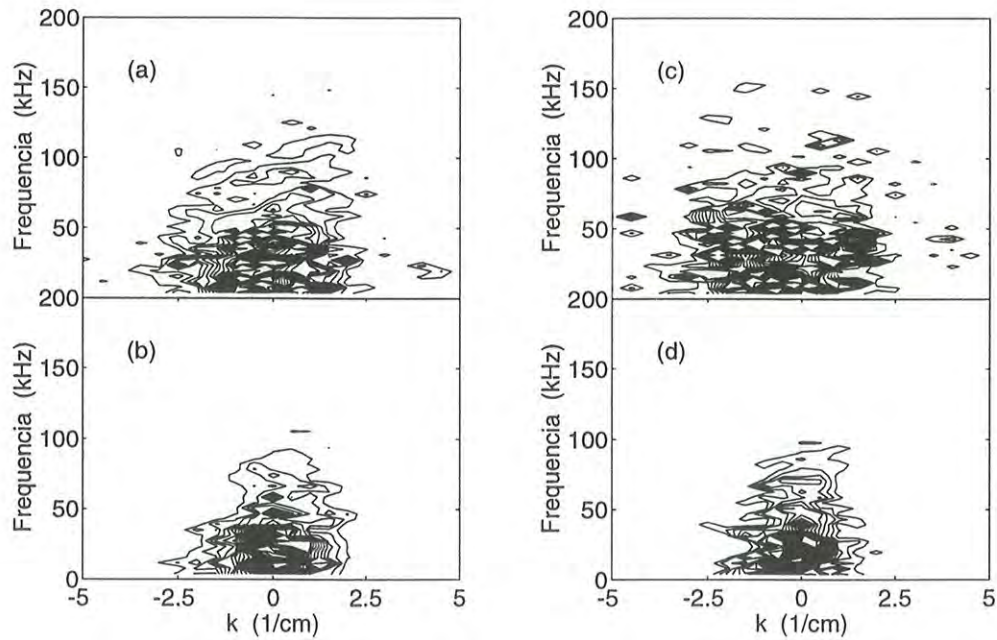


Fig. V.15 Curvas de nível do espectro $S(k, f)$ das flutuações do potencial flutuante sem (a) e com (b) a atuação das PMRs, e das flutuações da densidade sem (c) e com (d) estas perturbações, para medidas em $r = 7,1$ cm.

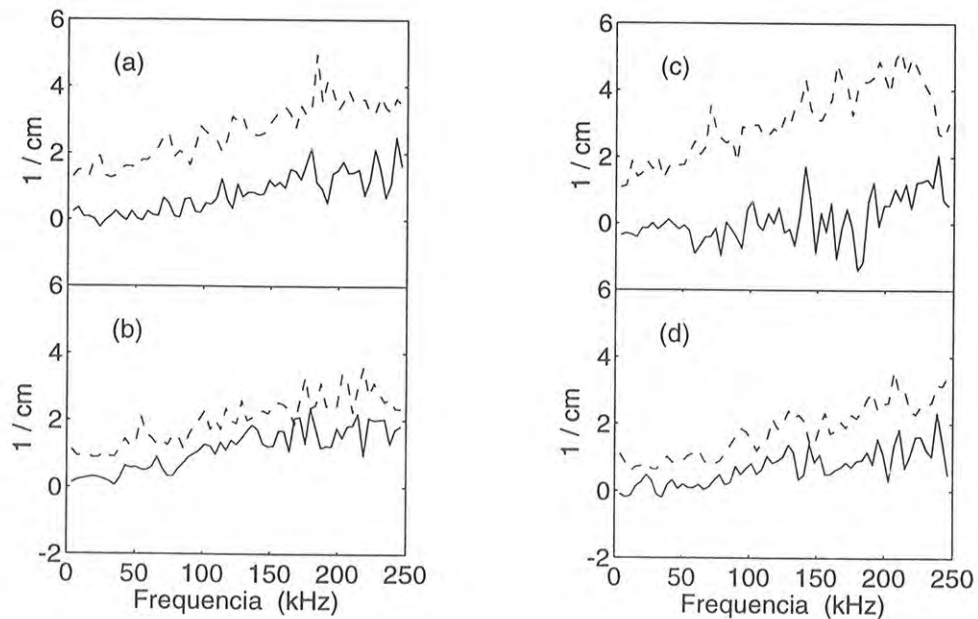


Fig. V.16 $\bar{k}(f)$ (-) e $\sigma_k(f)$ (- -) das flutuações do potencial flutuante sem (a) e com (b) a atuação das PMRs, e das flutuações da densidade sem (c) e com (d) estas perturbações, para medidas em $r = 7,1$ cm.

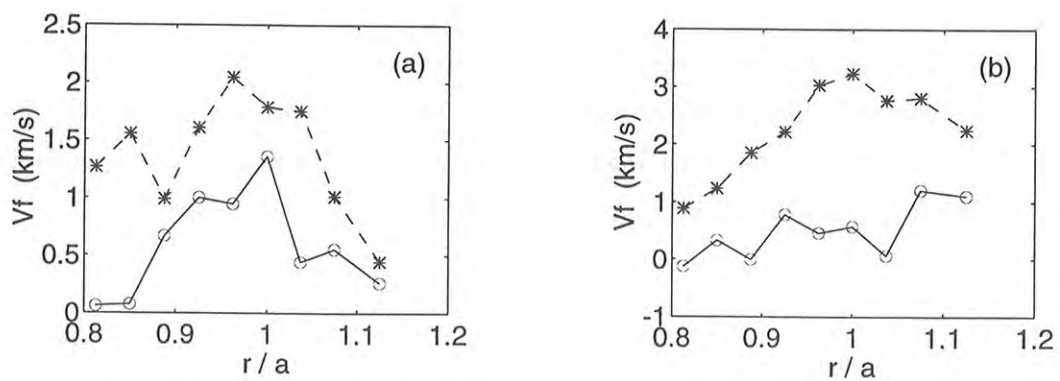


Fig. V.17 Perfil radial da velocidade de fase das flutuações do potencial flutuante (a) e da densidade (b) com (*) e sem (o) a atuação das PMRs ($v_f > 0$: sentido da deriva diamagnética dos íons).

5.3 Influência das PMRs nos Espectros das Flutuações Magnéticas

Neste item analisaremos a influência da atuação das perturbações magnéticas externas sobre as flutuações magnéticas poloidais e radiais, medidas pelos dois conjuntos de bobinas na sombra do limitador.

A figura V.18 mostra a influência destas perturbações nos espectros das flutuações magnéticas poloidais medidas por duas bobinas. A atuação das perturbações diminui a potência espectral das flutuações [He-95] (figs. V.18a e V.18b), porém, as frequências predominantes continuam em torno de 50 kHz. A coerência e a defasagem entre as flutuações medidas por duas bobinas não se altera significativamente com a atuação destas perturbações. Este mesmo efeito ocorreu para as flutuações magnéticas radiais, medidas por outras duas bobinas (figura V.19).

Os efeitos observados nas flutuações magnéticas poloidais e radiais indicam que as PMRs reduziram a amplitude das frequências predominantes nestes sinais, aumentando a banda de frequências que contribuem para o espectro. Isto sugere que houve uma redução na atividade MHD do plasma com a atuação destas perturbações.

A figura V.20 mostra a correlação entre as flutuações magnéticas radiais e poloidais com e sem a atuação das PMRs. O espectro cruzado (fig. V.20a) reflete as alterações ocorridas nos respectivos auto-espectros, ou seja, torna-se menor e mais largo com as perturbações. O espectro de coerência (fig. V.20b) mostra que as flutuações tornam-se menos coerentes na faixa de frequências em torno de 50 kHz, devido ao alargamento dos espectros das oscilações nestas frequências, no entanto, a defasagem entre estas flutuações não se modifica, continuando em torno de $\pi/2$ radianos.

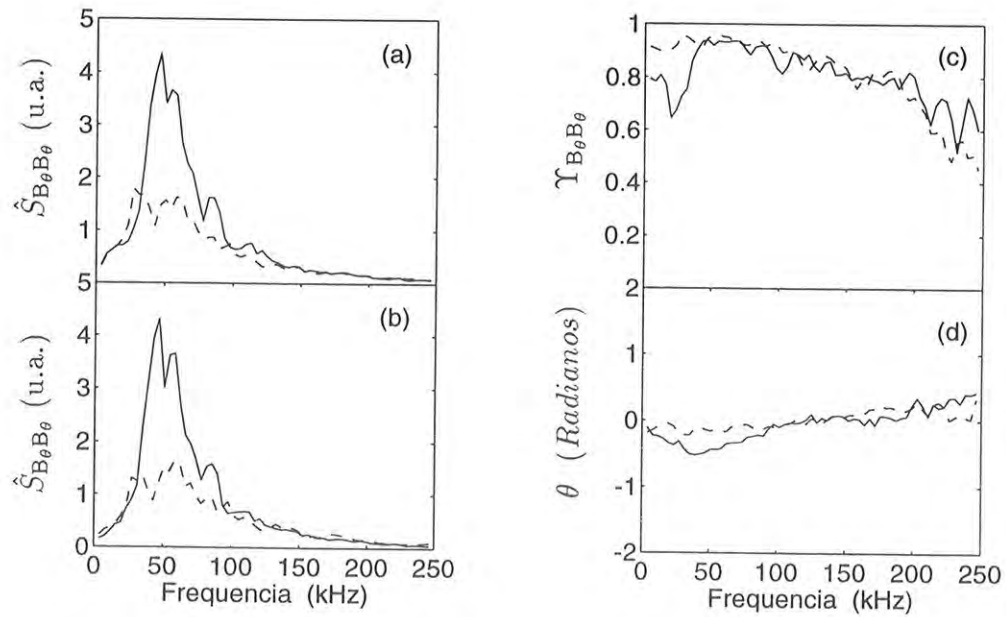


Fig. V.18 Auto-espectro das flutuações magnéticas poloidais medidas por duas bobinas (a) e (b), espectro de coerência (c) e fase (d) entre estas flutuações, com (—) e sem (---) a atuação das PMRs, para medidas em $r = 8,3$ cm.

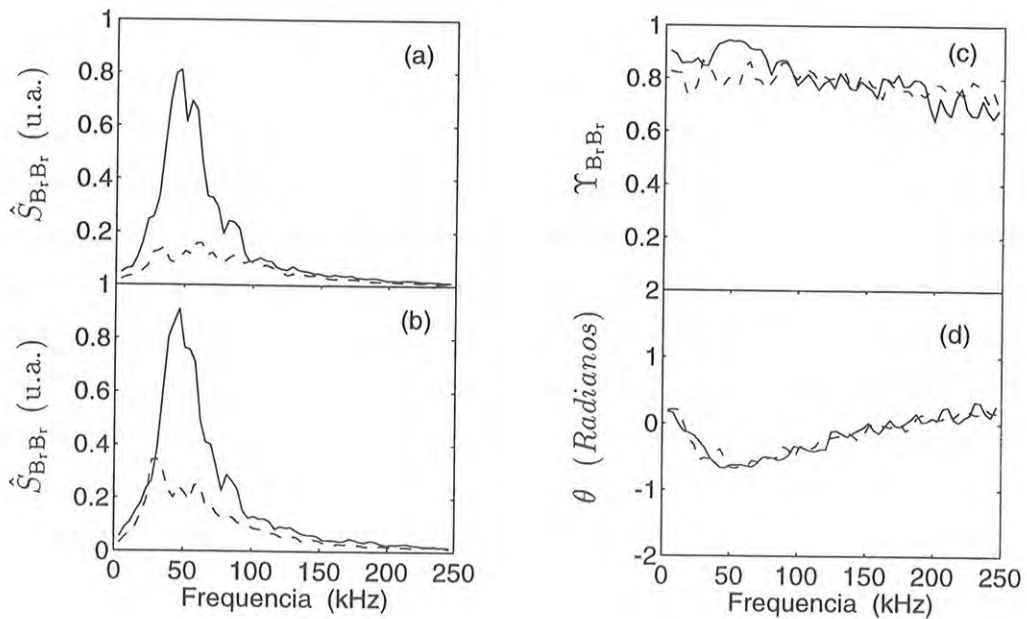


Fig. V.19 Auto-espectro das flutuações magnéticas radiais medidas por duas bobinas (a) e (b), espectro de coerência (c) e fase (d) entre estas flutuações, com (—) e sem (---) a atuação das PMRs, para medidas em $r = 8,3$ cm.

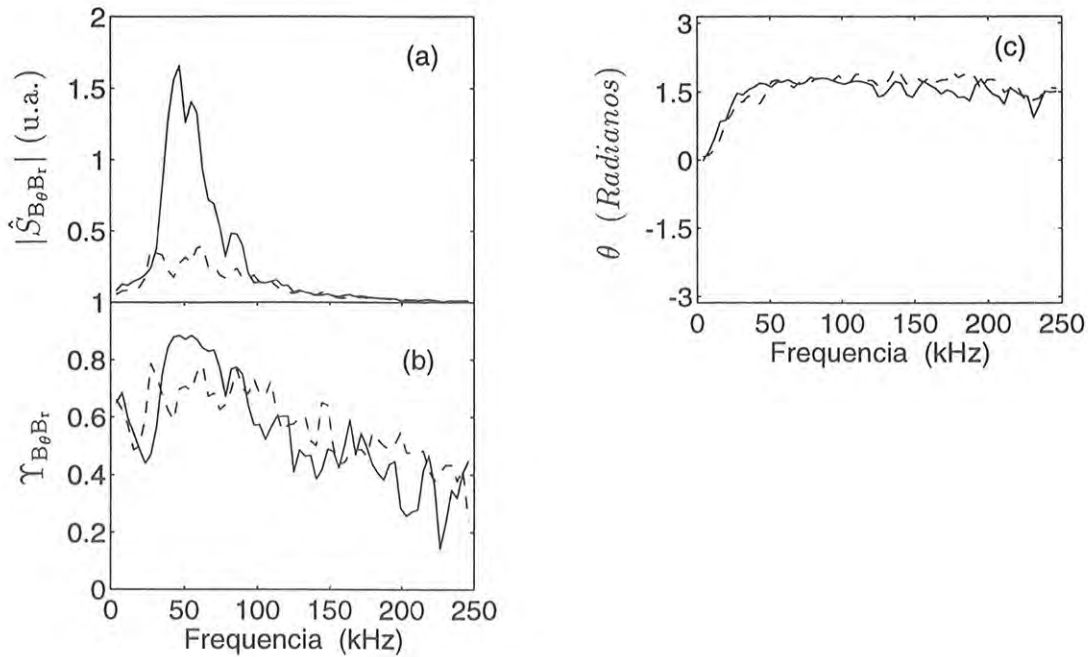


Fig. V.20 Espectro cruzado (a), espectro de coerência (b) e espectro de fase (c) entre as flutuações magnéticas poloidais e radiais, com (---) e sem (—) a atuação das PMRs, para medidas em $r = 8,3$ cm.

A influência das perturbações externas no espectro $S(k, f)$ das flutuações magnéticas poloidais é apresentada na figura V.21, onde observamos que a potência espectral distribui-se em frequências maiores com estas perturbações (fig. V.21b), concentrando-se em uma faixa de números de onda menos negativos. Isto também pode ser verificado na relação de dispersão estatística $\bar{k}(f)$, figura V.22, para as frequências ao redor de 50 kHz. Por esta análise vemos que não há uma alteração apreciável na relação entre $\bar{k}(f)$ e $\sigma_k(f)$, com a atuação das perturbações externas, como foi verificado para as flutuações eletrostáticas. Os efeitos citados acima também foram observados nas medidas realizadas nas outras posições radiais.

A figura V.23 mostra o perfil radial da velocidade de fase das flutuações magnéticas poloidais com e sem a atuação das PMRs, onde observamos que estas perturbações modificam consideravelmente este perfil, principalmente nas posições mais externas da sombra do limitador.

A correlação linear entre as flutuações magnéticas e eletrostáticas mostrou pouca alteração com a atuação das perturbações magnéticas externas.

Os resultados apresentados neste capítulo mostram que as perturbações magnéticas ressonantes externas diminuem o nível da turbulência da borda do plasma, atuando no sentido de reduzir o transporte de partículas e energia induzido por flutuações.

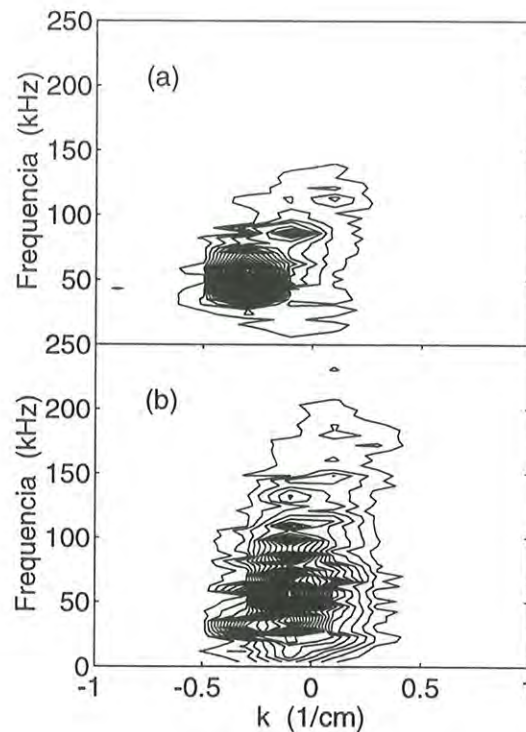


Fig. V.21 Curvas de nível do espectro $S(k, f)$ das flutuações magnéticas poloidais sem (a) e com (b) a atuação das PMRs, para medidas em $r = 8,3$ cm.

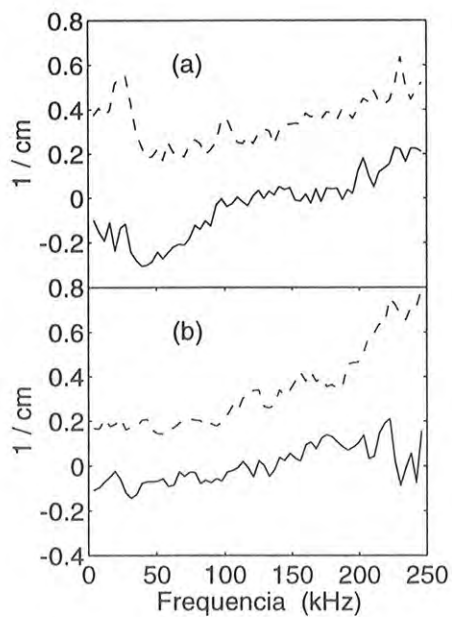


Fig. V.22 $\bar{k}(f)$ (—) e $\sigma_k(f)$ (---) das flutuações magnéticas poloidais sem (a) e com (b) a atuação das PMRs, para medidas em $r = 8,3$ cm.

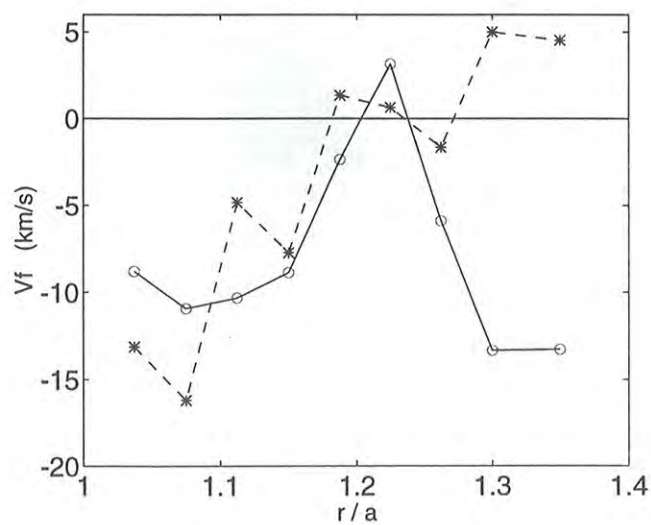


Fig. V.23 Perfil radial da velocidade de fase das flutuações magnéticas poloidais com (*) e sem (o) a atuação das PMRs.

Capítulo 6

Discussão, Conclusões e Desenvolvimento Futuro

Neste capítulo discutiremos os resultados da análise dos sinais medidos pelas sondas eletrostáticas e magnéticas, comparando-os com alguns modelos teóricos desenvolvidos para descrever a turbulência na borda do plasma. Apresentaremos as principais conclusões desta análise e apontaremos algumas das diretrizes que devem ser seguidas para melhorar o sistema de diagnóstico e as técnicas de análise dos sinais medidos.

6.1 Discussão

Neste trabalho desenvolvemos um sistema integrado de sondas eletrostáticas e magnéticas para estudar as características da borda do plasma do tokamak TBR-1. Este conjunto de sondas foi utilizado para medir tanto os perfis de equilíbrio quanto as flutuações dos parâmetros do plasma tais como densidade, temperatura e potencial e também as flutuações do campo magnético nas direções poloidal e radial. Com este arranjo de sondas foi possível estudar a estrutura temporal e espacial da turbulência, a partir da qual determinamos o transporte de partículas e energia induzido por flutuações.

Na análise das flutuações da densidade e do potencial, introduzimos a correção das flutuações da temperatura, medidas por um conjunto de sondas conhecido como sonda tripla, e comparamos os resultados obtidos, principalmente os do transporte de partículas e energia, com aqueles em que esta correção não foi considerada. Os resultados mostram grandes alterações no nível das flutuações do potencial, no transporte de partículas, que aumentou consideravelmente de valor na região da borda do plasma, e no fluxo de energia por convecção, que passou a ser maior do que o fluxo de energia por condução, como ocorre em outros tokamaks [Ri-89, Li-86]. Em alguns trabalhos os autores salientam que as flutuações da temperatura não deveriam ser desprezadas na determinação do transporte de partículas induzido por flutuações [Rh-89, Ne-92, Va-93]. Os nossos resultados mostram que a correção destas flutuações efetivamente altera o cálculo do transporte e, portanto, não deve ser desconsiderada. Este transporte, corrigido pelas flutuações da temperatura, fornece um tempo de confinamento de partículas na borda do plasma ($\tau_p \sim 1,0 - 1,5 \text{ ms}$) que é da mesma ordem dos obtidos por outros métodos [Si-89b, Me-93], o que não ocorre se calcularmos o transporte sem esta correção.

Algumas características das flutuações medidas no tokamak TBR-1 podem ser comparadas com as previsões dos modelos teóricos desenvolvidos para descrever a turbulência na região da borda do plasma. Dois modelos são os que melhor descrevem as características da turbulência nesta região: o modelo de ondas de deriva [Ho-85], no qual a turbulência é induzida pelo gradiente da densidade e o modelo no qual a turbulência é consequência do gradiente da resistividade (“rippling modes”) [Ka-70]. Existem diversos tipos de modelos de onda de deriva e de “rippling modes” que diferem entre si por aspectos no mecanismo que gera a instabilidade e o seu amortecimento.

Consideraremos o modelo de ondas de deriva desenvolvido por Terry e Diamond [Te-85], que fornece previsões que concordam com a experiência. Este modelo considera a turbulência como uma mistura de ondas e elementos (“bolhas”) de densidade que agem como uma fonte de ruído não linear e originam flutuações incoerentes de densidade. Partindo de um modelo de fluido para os elétrons isotérmicos em uma geometria toroidal, as equações são obtidas e resolvidas analiticamente, considerando contribuições coerentes e incoerentes. O amortecimento é devido à viscosidade paralela e ao espalhamento Compton dos íons. O modelo “rippling mode” de L. Garcia e outros [Ga-85] enfatiza a importância da estabilização da turbulência, com a saturação (não linear) das amplitudes

das oscilações obtida com o balanço entre o gradiente da resistividade e a dissipação causada pela condução térmica paralela, quando a difusão turbulenta é alta. Este mecanismo de saturação prevê flutuações com níveis semelhantes aos obtidos experimentalmente.

A tabela VI.1 compara algumas das previsões destes dois modelos com os resultados experimentais medidos na borda do plasma (considerando a correção das flutuações da temperatura, a menos que seja mencionado o contrário).

	TBR-1	Modelo das ondas de deriva	“rippling modes”
$\frac{\tilde{n}}{n}$	10 – 30 %	$\cong \frac{4r_{Li}}{\lambda_n} \cong 30 - 90\%$	$\sim 25 \% *$
$\frac{e\tilde{\phi}}{K_B T_e}$	$> \frac{\tilde{n}}{n}$	$\cong \frac{\tilde{n}}{n}$	$\neq \frac{\tilde{n}}{n}$
$\frac{\tilde{T}_e}{T_e}$	$\sim 10 \%$	$\cong 0$	$\sim 5 \% *$
$\langle k_\theta \rangle$	$(0,4 - 0,6) * cm^{-1}$	$r_{Li}^{-1} (1 + \pi^2/4)^{-1/2}$ $\cong (4 - 5) cm^{-1}$	$(m)^{rms}/r$ $\cong (0,8 - 1,0) cm^{-1}$

* Valor máximo.

★ Calculado pela expressão: $\langle k \rangle = \sum_{k,f} k s(k, f)$, para $k > 0$ (flutuações do potencial flutuante sem a correção das flutuações da temperatura).

r_{Li} - raio de Larmor dos íons.

λ_n - decaimento radial característico da densidade do plasma.

$(m)^{rms}$ - Valor quadrático médio dos modos numéricos poloidais.

Tabela VI.1 Comparação entre as previsões dos modelos teóricos e os resultados experimentais medidos no tokamak TBR-1.

Nenhum dos dois modelos reproduz totalmente as características das flutuações medidas na borda do plasma do tokamak TBR-1 (o mesmo acontecendo com as observações feitas em outros tokamaks [Wo-90]). Entretanto, as previsões do modelo “rippling modes” são mais próximas dos resultados experimentais do que as do modelo de ondas de deriva. Em particular o modelo das ondas de deriva não prevê o desvio do comportamento de Boltzmann ($e\tilde{\phi}/K_B T_e \neq \tilde{n}/n$), não considera a existência das flutuações da temperatura e fornece níveis relativos das flutuações da densidade bem maiores daqueles obtidos experimentalmente. O modelo “rippling mode” reproduz melhor os resultados experimentais, apesar de prever um nível das flutuações da temperatura relativamente baixo.

O coeficiente de difusão, obtido através do perfil do transporte de partículas induzido por flutuações (corrigido pelas flutuações da temperatura) e do gradiente da densidade: $D = \Gamma/\nabla n \simeq 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$, pode também ser comparado com os previstos pelos modelos teóricos. As previsões da teoria neoclássica são as mais adequadas para comparar com os resultados experimentais, pois considera o plasma imerso em um campo magnético toroidal com simetria axial, ao invés de utilizar uma aproximação cilíndrica, como na teoria clássica.

No modelo neoclássico existem três diferentes regimes, dependendo da frequência de colisões entre elétrons e íons ν_{ei} [Si-89a]:

O regime “banana”, no qual:

$$\nu_{ei} < \frac{\varepsilon^{3/2} V_{te}}{Rq} \quad \text{onde} \quad D_{\perp}^B = \nu_{ei} r_{Le}^2 \left(1 + \frac{q^2}{\varepsilon^{3/2}}\right) ,$$

$\varepsilon = a/R$ é o inverso da razão de aspecto, q é o fator de segurança, V_{te} é a velocidade térmica dos elétrons, r_{Le} é o raio de Larmor dos elétrons e D_{\perp}^B é o coeficiente de difusão previsto para este regime.

O regime “plateau”, no qual:

$$\frac{\varepsilon^{3/2} V_{te}}{Rq} < \nu_{ei} < \frac{V_{te}}{Rq} \quad \text{onde} \quad D_{\perp}^P = V_{te} r_{Le}^2 \frac{q}{R} ,$$

e o regime “Pfirsch-Schlüter”, no qual:

$$\nu_{ei} > \frac{V_{te}}{Rq} \quad \text{onde} \quad D_{\perp}^{PS} = r_{Le}^2 \nu_{ei} (1 + q^2) .$$

onde D_{\perp}^P e D_{\perp}^{PS} são os coeficientes de difusão previstos para os regimes “plateau” e “Pfirsch-Schlüter”, respectivamente.

Utilizando os dados medidos na região do limitador, temos que [Ch-74]:

$$\nu_{ei}(s^{-1}) \simeq 2 \times 10^{-6} Z n(cm^{-3}) \ln(\Lambda) T_e(eV)^{-3/2} \simeq 2,2 \times 10^5 s^{-1} ,$$

considerando $Z \simeq 3$ [Ol-94], $n \simeq 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $\ln(\Lambda) \sim 11$ e $T_e \simeq 10 \text{ eV}$.

$$\frac{V_{te}}{Rq} \simeq \frac{1}{Rq} \sqrt{\frac{K_B T_e}{m_e}} \simeq 7,1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$$

e

$$\frac{\varepsilon^{3/2} V_{te}}{Rq} \simeq 9,8 \times 10^4 \text{ s}^{-1} .$$

onde utilizamos $R = 0,3 \text{ m}$ e $q(a) \simeq 4,5$.

Pelos valores calculados, o regime que deve ser adotado é o regime “plateau”, cujo coeficiente de difusão previsto é:

$$D_{\perp}^P \simeq 8,1 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s} .$$

Portanto, o coeficiente de difusão obtido experimentalmente ($\simeq 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$) é muito maior do que o previsto pela teoria neoclássica. Por este motivo, o transporte de partículas no plasma é denominado anômalo.

Neste trabalho estudamos também a atuação dos campos magnéticos perturbativos externos, criados por espiras helicoidais colocadas ao redor da câmara do tokamak. Estas perturbações externas destroem as superfícies magnéticas da borda do plasma criando uma região de linhas de campo caótica. Esta nova configuração magnética modifica as características do plasma nesta região. Constatamos uma diminuição da densidade e da temperatura da borda do plasma e também verificamos uma redução no nível da turbulência. Isto é verificado através do aumento da coerência entre as flutuações da mesma grandeza (potencial flutuante ou corrente de saturação de íons) medidas em duas posições distintas, e através da concentração da potência espectral $S(k, f)$ em uma faixa menor de números de onda. Com isto, o transporte de partículas induzido por flutuações diminuiu consideravelmente nas posições mais internas da borda do plasma, tanto com a correção das flutuações da temperatura quanto sem estas correções. O transporte de energia também foi afetado, diminuindo de valor.

As flutuações magnéticas possuem frequências predominantes em torno de 50 kHz, que é a faixa de frequências das oscilações de Mirnov. Com a atuação das perturbações externas, as flutuações magnéticas diminuem tanto em amplitude quanto nas frequências

predominantes, pois o pico do auto-espectro, em torno da frequência citada acima, desaparece. As flutuações magnéticas poloidais possuem claramente um sentido preferencial de propagação na direção da velocidade de deriva diamagnética dos elétrons, com velocidade de fase maiores do que às das flutuações eletrostáticas, que se propagam na direção da deriva diamagnética dos íons. Não foi detectada a existência de uma região de cisalhamento desta velocidade (mudança no sentido de propagação das flutuações eletrostáticas) como se verifica na borda do plasma dos tokamaks maiores [Ri-87, Va-93].

A correlação entre as flutuações magnéticas e eletrostáticas mostrou ser relativamente baixa, possivelmente devido à distância que separa a medida destas flutuações, (na direção radial) ~ 18 mm, maior do que o comprimento de correlação das flutuações eletrostáticas, ~ 6 mm [Ca-91a] e também devido ao fator de segurança na borda ($q(a) = 4,5$), dado que a correlação entre estas flutuações diminui com o aumento do $q(a)$ [Ki-89].

Neste trabalho também fizemos medidas variando a corrente do plasma ($I_p \simeq 6,5$ kA, 8,0 kA e 9,5 kA; os resultados para este último valor de corrente foram apresentados nos capítulos anteriores), com as sondas na posição $r = 7,1$ cm. O objetivo desta varredura foi o de analisar o comportamento das flutuações para diferentes condições do plasma. Os resultados obtidos mostram que os valores de equilíbrio da densidade e da temperatura diminuem com o decréscimo da corrente. Entretanto, os níveis relativos das respectivas flutuações permanecem praticamente inalterados. As flutuações magnéticas poloidais e radiais, normalizadas pelo campo magnético poloidal na posição do limitador, também não se alteram com a diminuição da corrente do plasma. Nas nossas medidas verificamos que somente a correlação entre as flutuações magnéticas e da temperatura é sensível à variação da corrente, sendo maior para as correntes mais altas ($q(a)$ mais baixos). Observamos também que o transporte de partículas diminui para correntes menores, provavelmente devido à diminuição do nível das flutuações da densidade. Os mesmos efeitos da atuação das perturbações magnéticas externas sobre os sinais das sondas, apresentados no capítulo anterior, também foram verificados com as outras correntes de plasma.

6.2 Conclusões

As principais conclusões da análise das medidas realizadas na borda do plasma e na sombra do limitador são listadas abaixo:

- ◇ O sistema de sondas construído para o desenvolvimento deste trabalho permitiu realizar um amplo estudo das características da borda do plasma do tokamak TBR-1, através da medida dos perfis de equilíbrio e das flutuações da densidade, do potencial e da temperatura, em conjunto com a medida das flutuações magnéticas radiais e poloidais. Com estas medidas foi possível analisar a estrutura temporal e espacial das flutuações e, principalmente, permitiu utilizar as flutuações da temperatura para corrigir os sinais das flutuações da densidade e do potencial, o que mostrou ser essencial para uma melhor compreensão da turbulência e suas conseqüências.
- ◇ A análise destas flutuações mostrou que a borda do plasma é um meio turbulento ($\sigma_k/\bar{k} > \approx 1$), caracterizado por flutuações eletrostáticas com grandes amplitudes e uma larga banda de freqüências ($< \approx 100$ kHz).
- ◇ As flutuações magnéticas poloidais e radiais possuem freqüências predominantes na faixa das oscilações de Mirnov (~ 50 kHz), com defasagem de $\cong \pi/2$ entre si.
- ◇ A correção das flutuações da temperatura aumentou significativamente os valores do transporte de partículas e de energia induzido por flutuações na borda do plasma, devido às mudanças ocorridas nas características das flutuações da densidade e, principalmente, das flutuações do potencial. Estas alterações mostram que as flutuações da temperatura não devem ser desconsideradas no cálculo destes transportes, como foi feito em diversos trabalhos [Le-84, Ri-87, Ro-87, Ma-91, Rh-93, Va-93, He-95].
- ◇ O transporte de partículas, corrigido pelas flutuações da temperatura, fornece um tempo de confinamento da mesma ordem daquele obtido somente com os perfis de equilíbrio [Si-89b] ou através da medida da emissão H_α [Me-93], de onde concluímos que o transporte induzido por flutuações pode ser considerado como o principal processo de perda de partículas na região da borda do plasma. Entretanto, o fluxo de energia induzido por flutuações é uma parte pequena da energia introduzida no

- plasma, sugerindo que a borda do plasma do tokamak TBR-1 perde energia por outros processos.
- ◇ O nível relativo das flutuações eletrostáticas não sofre alterações acentuadas com a variação da corrente do plasma, no intervalo considerado (correspondente à $4,5 < q(a) < 6,5$), apesar da diminuição dos valores de equilíbrio com a redução da corrente.
 - ◇ Os modelos teóricos (ondas de deriva e “rippling modes”) não reproduzem totalmente as características das flutuações medidas na borda do plasma. Entretanto, as previsões do modelo “rippling modes” são as que mais se aproximam dos resultados experimentais.
 - ◇ A atuação das perturbações magnéticas externas produziu alterações consideráveis tanto nos perfis de equilíbrio, diminuindo a temperatura e a densidade da borda do plasma, quanto nas flutuações eletrostáticas, reduzindo o nível da turbulência e os transportes de partículas e energia nesta região. As flutuações magnéticas também foram afetadas por estas perturbações, diminuindo de amplitude e atenuando as frequências na faixa das oscilações de Mirnov, de onde concluímos que houve uma redução na atividade MHD no plasma com a atuação das perturbações externas.

6.3 Desenvolvimento Futuro

No sistema de sondas construído para o desenvolvimento deste trabalho utilizamos o arranjo da sonda tripla modificada, com quatro eletrodos, para medir a temperatura dos elétrons e suas flutuações. Ao utilizarmos estas flutuações para corrigir as flutuações do potencial, medidas por duas sondas, verificamos que os sinais destas sondas tornaram-se praticamente iguais, como pode ser visto nos espectros da figura IV.14. O mesmo foi verificado para as flutuações da densidade medidas por outras duas sondas (figura IV.15). Isto ocorreu porque os sinais das duas sondas foram corrigidos pela mesma série temporal das flutuações da temperatura, que têm um “peso” maior, principalmente na determinação das flutuações do potencial do plasma. Por este motivo, o espectro dos números de onda deste potencial não pôde ser calculado diretamente dos dois sinais corrigidos. Para evitar este problema, os sinais das flutuações da temperatura deveriam

ser medidos nas mesmas posições em que são medidas as flutuações do potencial flutuante, assim, o sinal de cada sonda seria corrigido pela respectiva série temporal das flutuações da temperatura. Estas medidas poderiam ser realizadas por duas sondas, dispostas em diferentes posições poloidais, utilizando, em cada uma delas, uma varredura de tensão, medindo-se a corrente na sonda e ajustando a curva característica da sonda simples, como foi feito na figura II.2. Com este método obtém-se, simultaneamente, os valores da temperatura dos elétrons, do potencial flutuante e da corrente de saturação de íons. A dificuldade deste método é a de medir estas grandezas em uma escala de tempo menor do que as variações causadas pelas flutuações, ou seja, escalas da ordem de micro-segundos. Isto exige uma série de varreduras de tensão muito rápidas (200 - 400 kHz) e também um sistema de digitalização com grande memória e alta frequência de amostragem (~ 10 MHz). Este método já foi utilizado para medir as flutuações citadas acima [Li-86, Ba-92, Fe-94], entretanto, as flutuações da densidade e do potencial não foram corrigidas pelas flutuações da temperatura, como foi feito no nosso trabalho, e também não foram utilizadas duas sondas para determinar o número de onda das flutuações do potencial na direção poloidal, necessário para o cálculo do espectro de transporte.

Para uma investigação mais precisa da correlação entre as flutuações magnéticas e eletrostáticas, é necessário que estas medidas sejam feitas o mais próximo possível. Para isto, um novo conjunto de sondas deve ser construído com o cuidado de se proteger as bobinas magnéticas da ação do plasma, por exemplo, colocando-as dentro de um tubo revestido de grafite. Seria conveniente construir um sistema de sondas que permitisse a variação da posição relativa entre as sondas eletrostáticas e magnéticas.

Outro problema que deve ser investigado é o das possíveis assimetrias nas medidas, tanto na direção poloidal quanto na toroidal, utilizando vários conjuntos de sondas colocados, simultaneamente, em diferentes acessos ao plasma.

Em tokamaks com descargas de maior duração, da ordem de uma centena de milisegundos, como deve ser a do tokamak TCA/BR que está sendo montado no Instituto de Física da USP, é possível utilizar uma sonda de movimento rápido para medir, na mesma descarga, o perfil radial das grandezas do plasma na borda, evitando os erros associados à reprodutibilidade das descargas. Este sistema de movimentação rápida pode ser acoplado a um conjunto de sondas semelhantes ao que foi utilizado neste trabalho, que fornece um grande número de informações sobre as características da borda do plasma.

No nosso trabalho, utilizamos técnicas de análise espectral linear, porém, para compreender melhor os mecanismos que provocam as flutuações num meio, seria conveniente estudar os efeitos não lineares. Para isto, devemos aplicar a análise biespectral que permite estimar quantitativamente os coeficientes de acoplamento não lineares entre as ondas e a transferência de energia entre componentes espectrais diferentes. Tradicionalmente, a análise biespectral usa transformadas de Fourier, o que pressupõe a existência de modos com frequências bem definidas e que perduram no tempo. Esta análise não permite porém a detecção de comportamentos intermitentes. Uma técnica mais refinada seria a bicoerência com “wavelet” [Mi-95]. Esta técnica adiciona a resolução no tempo à da bicoerência simples e isto permite a determinação da intermitência de estruturas presentes em dados turbulentos. O estudo do comportamento linear e não linear das ondas e instabilidades na borda do plasma, através destas técnicas, pode fornecer informações que, juntamente com modelos teóricos, conduzam a condições otimizadas na borda, com fluxos mínimos de partículas e energia para fora do plasma.

Apêndice A

Relação Entre o Sinal do Espectro de Transporte e o Sentido do Fluxo de Partículas

No item 2.2 obtivemos a expressão do espectro de transporte dada por:

$$Tr(f) = \frac{2}{B_\varphi} k_\theta(f) |S_{n\phi}(f)| \text{sen}[\theta_{n\phi}(f)] \quad , \quad A(1)$$

de onde concluímos que este pode ser positivo ou negativo dependendo dos sinais de $k_\theta(f)$ e de $\theta_{n\phi}(f)$. Neste apêndice mostraremos como este sinal está relacionado com o sentido do fluxo das partículas na direção radial (para dentro ou para fora do plasma). Para isto, devemos considerar a expressão do fluxo total de partículas induzido pelas flutuações da densidade e da velocidade radial, dada por:

$$\Gamma = \langle \hat{n}(t) \hat{v}_r(t) \rangle \quad , \quad A(2)$$

onde

$$\vec{v}_r = \frac{\vec{E}_\theta \times \vec{B}_\varphi}{B_\varphi^2} \quad \Rightarrow \quad \hat{v}_r = \frac{\hat{E}_\theta}{B_\varphi} \quad , \quad A(3)$$

sendo as flutuações do campo elétrico poloidal determinadas a partir das flutuações do potencial medidas em duas posições poloidais distintas ($\hat{E}_\theta = -\nabla\tilde{\phi}$). Para a análise do

sentido do fluxo das partículas, é importante considerar a disposição das sondas que medem as flutuações do potencial na câmara do tokamak e o sentido do campo magnético toroidal. A figura A.1 mostra uma secção da câmara do tokamak com a disposição das sondas na direção poloidal, o sentido do campo magnético toroidal e o sentido da velocidade radial das partículas determinada pelo produto vetorial $\vec{E}_\theta \times \vec{B}_\phi$.

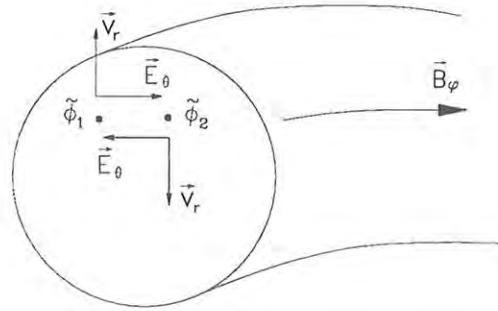


Fig. A.1 Corte do tokamak mostrando a disposição das sondas $\tilde{\phi}_1$ e $\tilde{\phi}_2$ e o sentido do campo elétrico poloidal e da velocidade radial.

A expressão A(2) mostra que o fluxo de partículas será na direção radial para fora do plasma quando, em média, uma densidade maior de partículas ($n > n^\circ$) tiver velocidade radial neste sentido, caso contrário o fluxo será para dentro.

A figura A.2a mostra um exemplo em que a oscilação da densidade e da velocidade se combinam para induzir um fluxo médio para fora do plasma, ou seja, nesta situação temos $n > n^\circ$ quando o sentido de v_r é para fora, o que significa que o fluxo $\Gamma = \langle \tilde{n}(t) \tilde{v}_r(t) \rangle$, no período T, será para fora do plasma. A figura A.2b mostra o caso em que $n > n^\circ$ quando o sentido de v_r é para dentro e $n < n^\circ$ quando o sentido de v_r é para fora, o que irá fazer com que o fluxo médio $\langle \tilde{n}(t) \tilde{v}_r(t) \rangle_T$ seja para dentro do plasma. O fluxo total será máximo e para fora quando as oscilações da velocidade e da densidade estiverem em fase, e será máximo e para dentro quando estas oscilações estiverem em oposição de fase.

No entanto, as flutuações da velocidade \tilde{v}_r são determinadas a partir das flutuações do potencial ($\tilde{\phi}_1$ e $\tilde{\phi}_2$), medidas em duas posições poloidais diferentes separadas por uma distância Δr , pois estas flutuações estão relacionadas pela expressão:

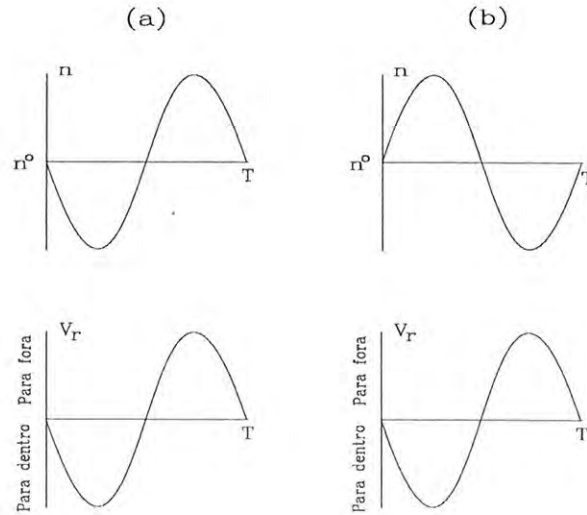


Fig. A.2 Combinação entre as flutuações da densidade e da velocidade radial para induzir um fluxo total para fora (a) e para dentro (b) do plasma

$$\tilde{v}_r = \frac{\tilde{E}_\theta}{B_\varphi} = -\frac{\Delta\tilde{\phi}}{\Delta r} \frac{1}{B_\varphi} \quad A(4)$$

Assim, devemos analisar as flutuações do potencial e da densidade para determinarmos a relação entre o sinal e o sentido do fluxo de partículas na direção radial.

Antes porém, devemos mencionar que na análise dos sinais das flutuações, a convenção adotada para a determinação do espectro de fase entre as flutuações do potencial foi:

$$\theta_{\phi_1\phi_2} = \theta_{\tilde{\phi}_2} - \theta_{\tilde{\phi}_1} \quad , \quad A(5)$$

e para a determinação do espectro de fase entre as flutuações da densidade e do potencial foi:

$$\theta_{n\phi} = \theta_{\tilde{\phi}_1} - \theta_{\tilde{n}} \quad . \quad A(6)$$

Na figura A.3a temos um exemplo de oscilações do potencial $\tilde{\phi}_1$ e $\tilde{\phi}_2$ representadas por um perfil senoidal de mesma amplitude e mesmo período T, mas defasadas entre si. Estamos considerando que as flutuações do potencial sejam simétricas na direção

poloidal, ou seja, que as oscilações possuem a mesma amplitude mas estão defasadas devido à distância finita que separa a medida destas oscilações.

De acordo com a figura A.3a a defasagem entre as oscilações do potencial, $\theta_{\phi_1\phi_2}(f_1) = \theta_{\tilde{\phi}_2}(f_1) - \theta_{\tilde{\phi}_1}(f_1)$ é positiva, portanto estamos considerando o caso em que $k_\theta(f_1) > 0$ (vide expressão 2.2(10)), onde $f_1 = 1/T$.

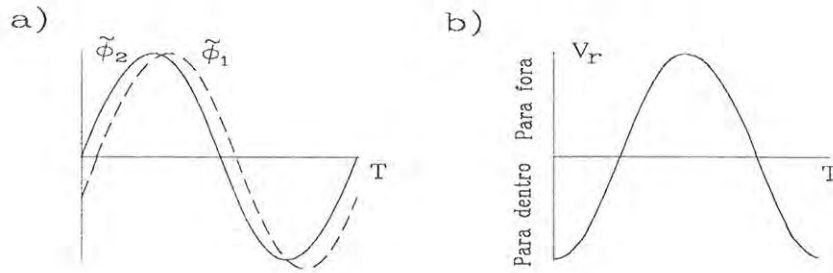


Fig. A.3 Flutuações do potencial medidas por duas sondas (a). Velocidade radial provocada pelas flutuações do potencial (b).

Com estes perfis de potencial determinamos o sentido do campo elétrico na direção poloidal e, através dele, o sentido da velocidade das partículas na direção radial. Para isto, devemos nos lembrar que o vetor campo elétrico aponta no sentido de menor potencial ($\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$). Assim, quando ϕ_1 for menor que ϕ_2 , o campo elétrico apontará no sentido de ϕ_2 para ϕ_1 , o que provocará uma velocidade radial das partículas para dentro do plasma (vide figura A.1), e quando ϕ_2 for menor que ϕ_1 , o campo elétrico provocará uma velocidade das partículas para fora do plasma. Assim, o perfil da velocidade radial será aquele apresentado na figura A.3b.

Devemos agora comparar este perfil da velocidade com o perfil da densidade da mesma maneira que foi feito no exemplo ilustrado na figura A.2. No caso do perfil da densidade ser aquele apresentado na figura A.4a, teremos uma densidade maior de partículas ($n > n^\circ$) com velocidade para fora do plasma, ou seja, numa média temporal, o fluxo total de partículas induzido por flutuações $\langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle_T$ será para fora do plasma.

Comparando a oscilação da densidade com a oscilação do potencial ϕ_1 , para este

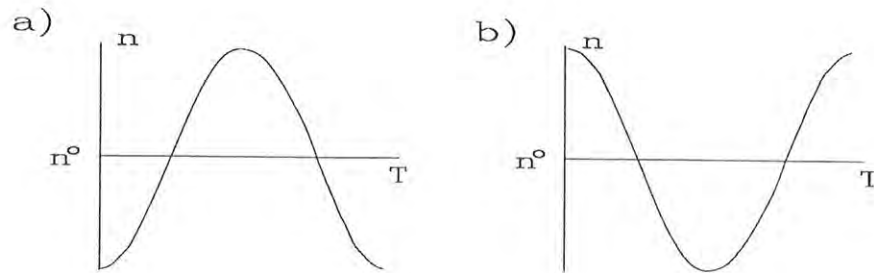


Fig. A.4 (a) e (b) Exemplo de flutuações da densidade.

caso em que o fluxo total é para fora do plasma, deduzimos que a diferença de fase $\theta_{n\phi}(f_1) = \theta_{\phi_1}(f_1) - \theta_n(f_1)$ é positiva. Como já havíamos deduzido que $k_\theta(f_1)$ também é positivo, então o produto $k_\theta(f_1) \text{sen}[\theta_{n\phi}(f_1)]$ também será positivo, de onde concluímos que o sinal positivo do espectro de transporte (expressão A(1)) representa um fluxo de partículas para fora do plasma. Considerando um outro perfil temporal para a densidade, figura A.4b, observamos que uma densidade maior de partículas ($n > n^o$) terá velocidade radial para dentro do plasma, o que significa que o fluxo médio $\langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle_T$ será para dentro do plasma. Como, neste caso, a diferença de fase $\theta_{n\phi}(f_1) = \theta_{\phi_1}(f_1) - \theta_{\tilde{n}}(f_1)$ é negativa, então o produto $k_\theta(f_1) \text{sen}[\theta_{n\phi}(f_1)]$ também será negativo, o que significa que o sinal negativo do espectro de transporte representa um fluxo de partículas para dentro do plasma.

Esta análise mostra que o fluxo de partículas induzido por flutuações não depende somente das amplitudes das grandezas que flutuam, mas também da relação entre as fases dos parâmetros flutuantes. Isto pode ser verificado no termo $\text{sen}[\theta_{n\phi}]$ do espectro de transporte, ou seja, se, por exemplo, as oscilações da densidade e do potencial estiverem em oposição de fase, então o espectro de transporte será nulo independentemente da amplitude destas oscilações.

Referências

- [Ar-72] Artsimovich, L.A., *Tokamak Devices*, Nuclear Fusion, **12**, 215 (1972).
- [Ar-91] Araújo, M.S.T. e Vannucci, A., *Construção e Calibração de Sondas Magnéticas Poloidais e Toroidais do TBR-1*, Publicação Interna, IFUSP/P - 953 (1991).
- [Ar-93] Araújo, M.S.T., *Reconfiguração do Sistema de Malhas do Campo Helicoidal Ressonante do Tokamak TBR - 1*, Publicação Interna, IFUSP/P - 1056 (1993).
- [Ar-96a] Araújo, M.S.T.; Vannucci, A.; Caldas, I.L., *Observation of Disruptions in Tokamak Plasma under the Influence of Resonant Helical Magnetic Fields*, Il Nuovo Cimento, aceito para publicação (1996).
- [Ar-96b] Araújo, M.S.T.; Vannucci, A.; Caldas, I.L.; Nascimento, I.C., *Influence of External Perturbations Created by an Ergodic Magnetic Limiter at the Plasma Edge of the TBR Tokamak*, 4º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, aceito para publicação (1996).
- [Ba-78] Bateman, G., *MHD Instabilities*, Cambridge, MA, MIT Press (1978).
- [Ba-92] Balbín, R.; Hidalgo, C.; Pedrosa, M.A.; García-Corès and Vega, J., *Measurement of Density and Temperature Fluctuations Using a Fast-Swept Langmuir Probe*, Rev. Sci. Instrum., **63**, 4605 (1992).

- [Be-82] Beall, J.M.; Kim, Y.C. e Powers, E.J., *Estimation of Wave Number and Frequency Spectra Using Fixed Probe Pairs*, Journal of Applied Physics, **53**, 3933 (1982).
- [Be-86] Bender, O.W., *Campos Ressonantes Helicoidais no Tokamak TBR - 1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1986).
- [Bo-49] Bohm, D., *Minimum Ionic Kinetic Energy for a Stable Sheath*, in Guthrie, A. e Wakerling R.K. (Eds.), *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company, Inc (1949).
- [Br-94] Brasilio, Z.A., *Análise Espectral da Turbulência Periférica no TBR - 1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1994).
- [Ca-91a] Castro, R.M., *Turbulência Eletrostática no Tokamak TBR - 1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1991).
- [Ca-91b] Carlson, A.; Giannone, L.; ASDEX Team, Proceedings of the EPS, Berlin 1991 (European Physical Society, Petit-Lancy 1991), **Vol. IV**, 305 (1991).
- [Ca-92] Callen, J.D., Carreras, B.A. and Stambaugh, R.D., *Stability and Transport Processes in Tokamak Plasmas*, Physics Today, **1**, 34 (1992).
- [Ca-93] Castro, R.M.; Heller, M.V.A.P.; Caldas, I.L.; Silva, R.P. da; Brasilio, Z.A; TBR - 1 Team, *Transport in the Plasma Edge of a Tokamak with high MHD Activity*, Il Nuovo Cimento, **15D**, 983 (1993).
- [Ca-96] Castro, R.M.; Heller, M.V.A.P.; Caldas, I.L.; da Silva, R.P.; Brasilio, Z.A; Nascimento, I.C., *Temperature Fluctuations and Plasma Edge Turbulence in the Brazilian Tokamak TBR*, Physics Plasmas, **3**, 971 (1996).
- [Ca-97] Castro, R.M.; Heller, M.V.A.P.; Caldas, I.L.; Brasilio, Z.A; da Silva, R.P.; Nascimento, I.C., *Influence of Resonant Magnetic Perturbations on Plasma Edge Turbulence*, Physics Plasmas, aceito para publicação.

- [Ch-65] Chen, S.L. e Sekiguchi, T., *Instantaneous Direct-Display System of Plasma Parameters by Means of Triple Probe*, Journal of Applied Physics, **36**, 2363 (1965).
- [Ch-74] Chen, F.F., *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, N.Y. (1974).
- [Cr-87] Cruz Jr., D.F. da, *Análise do Espectro de Turbulência no TBR-1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1987).
- [El-96] Elizondo, J.I., *Medição de Densidade no Tokamak TBR-1 por Rotação de Faraday*, Tese de Doutorado, IFUSP (1996).
- [Fa-93] Fagundes, A.N., *The TBR-1 Data Acquisition System*, Revista de Física Aplicada e Instrumentação, **8**, 42 (1993).
- [Fe-81] Fenemberg, W. e Wolf, G.H., *A Helical Magnetic Limiter for Boundary Layer Control in Large Tokamaks*, Nuclear Fusion, **21**, 669 (1981).
- [Fe-88] Fernandes, A.S.; Heller, M.V.A.P.; Caldas, I.L., *The Destruction of Magnetic Surfaces by Resonant Helical Windings*, Plasma Physics and Controlled Fusion, **30**, 1203 (1988).
- [Fe-94] Ferreira, J.G., *Electrostatic Probe Measurements on Tokamak Plasmas*, Ph.D. Thesis, Department of Engineering Science, University of Oxford (1994).
- [Ga-85] Garcia, L.; Diamond, P.H.; Carreras, B.A. and Callen, J.D., *Theory of Resistivity-Gradient-Driven Turbulence*, Phys. Fluids **28**, 2147 (1985).
- [Ge-87] Gentle, K.W.; Kim, Y.J.; Ritz, Ch.P. and Rhodes, T.L., *Magnetic Fluctuations and their Correlation with Density Fluctuations in TEXT*, Proceedings of the 14th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, (Madrid, 1987) Vol. **11D**, I, 81 (1987).
- [Gr-90] Grosman, A. e outros., *Plasma Edge Control in Tore Supra*, Plasma Phys. Control. Fusion, **32**, 1011 (1990).

- [He-95] Heller, M.V.A.P.; Castro, R.M.; Brasilio, Z.A.; I.L. Caldas; Silva, R.P. da; TBR - 1 Team, *Edge Turbulence Spectrum Alterations Driven by Resonant Fields*, Nuclear Fusion, **35**, 59 (1995).
- [Hi-92] Hidalgo, C. e outros, *Experimental Evidence of Significant Temperature Fluctuations in the Plasma Edge Region of the TJ - I Tokamak*, Physical Review Letters, **69**, 1205 (1992).
- [Ho-85] Horton, W., *Basic Plasma Physics*, edited by Gallev, A.A. and Sudan, R.N., Amsterdam (1985).
- [Jh-93] Jha, R.; Kaw, P.K.; Mattoo, S.K.; Rao, C.U.S., Saxena, Y.C.; Singh, R.; ADITYA TEAM, *Fluctuation Induced Inward Particle Transport in the Tokamak SOL plasma*, Nuclear Fusion. **33**, 1201 (1993).
- [Ji-91] Ji, H.; Toyama, H.; Yamagishi, K.; Shinohara, S.; Fujisawa, A. and Miyamoto, K., *Probe measurements in the REPUTE-1 reversed field pinch*, Rev. Sci. Instrum. **62**, 2326 (1991).
- [Ka-70] Kadomtsev, B.B.; Pogutse, O.P., *Reviews of Plasma Physics*, (Leontovich, M.A., Ed.), Vol. 5, New York (1970).
- [Ka-75] Karger, F.; Wobig, H.; Corti, S.; Gernhardt, J.; Klüber, O.; Lisitano, G.; McCormick, K.; Meisel, D. and Sesnic, S., *Influence of Resonant Helical Fields on Tokamak Discharges*, Proceedings of 5th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Tokio, 1974), **1**, 207, IAEA, Viena (1975).
- [Ka-77] Kamitsuma, M.; Chen, S. L. and Chang, J.S., *The theory of the instantaneous triple probe method for direct-display of plasma parameters in low-density collisionless plasmas*, J. Phys. D: Appl. Phys. **10**, 1065 (1977).
- [Ka-92] Kadomtsev, B.B., *Tokamak Plasma: A Complex Physical System*, IOP Publishing Ltd., London (1992).

- [Ki-89] Kim, Y.J., *General Description of Magnetic Fluctuations in TEXT*, Ph.D. Thesis, The University of Texas, Austin (1989).
- [Ki-91] Kim, Y.J.; Gentle, K.W.; Ritz, Ch.P.; Rhodes, T.L. and Bengtson, R.D., *The Structure of Magnetic Fluctuations in Tokamaks: Observations in the TEXT Tokamak*, Phys. Fluids **B3**, 674 (1991).
- [Le-84] Levinson, S.J.; Beall, J.M.; Powers, E.J. e Bengtson, R.D., *Space/Time Statistics of the Turbulence in a Tokamak Edge Plasma*, Nuclear Fusion, **24**, 527 (1984).
- [Li-85] Liewer, P.C., *Measurements of Microturbulence in Tokamaks and Comparisons with Theories of Turbulence and Anomalous Transport*, Nuclear Fusion, **25**, 543 (1985).
- [Li-86] Liewer, P.C.; McChesney, J.M.; Zweben, S.J. and Gould, R.W., *Temperature Fluctuations and Heat Transport in the Edge Regions of a Tokamak*, Phys. Fluids, **29**, 309 (1986).
- [Li-89] Lin, H.; Bengtson, R.D. e Ritz, C.P., *Temperature Fluctuations and Transport in a Tokamak Edge Plasma*, Phys. Fluids **B1**, 2027 (1989).
- [Li-91] Lin, H., *Turbulence and Transport Studies in the Edge Plasma of the TEXT Tokamak*, Ph.D. Thesis, FRCR # 401, Austin, Texas (1991).
- [Li-92] Lin, H.; Li, G.X.; Bengtson, R.D.; Ritz, C.P. e Tsui, H.Y.W., *A Comparison of Langmuir Probe Techniques for Measuring Temperature Fluctuations*, Rev. Sci. Instrum., **63**, 4611 (1992).
- [Ma-86] Manos, D.M. and McCrachen, G.M., *Probes for Plasma Edge Diagnostics in Magnetic Confinement Fusion Devices*, in Post, D.E., Behrisch (eds.), *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, New York, N.Y., Plenum Press (1986).
- [Ma-91] Mantica, P.; Vayakis, G.; Hugill, J.; Cirant, S.; Pitts, R.A.; Matthews, G.F., *Broadband Fluctuations and Particle Transport in the Edge Plasma During ECRH in Dite*, Nuclear Fusion, **31**, 1649 (1991).

- [Mc-90] McCool, S.C. e outros, *Particle Transport Studies With Applied Resonant Fields on TEXT*, Nuclear Fusion, **30**, 167 (1990).
- [Me-93] Mendes, A.C.P., *Estudo da Emissão Espectral do Hidrogênio e da reciclagem de Partículas no Tokamak TBR-1*, Tese de Mestrado, IFUSP (1993).
- [Mi-95] Milligen, B.Ph.; Hidalgo, C.; Sanchez, E., *Nonlinear Phenomena and Intermittency in Plasma Turbulence*, Phys. Rev. Letters, **74**, 395 (1995).
- [Mo-95] Moyer, R.A. e outros, *Beyond Paradigm: Turbulence, Transport, and the Origin of the Radial Electric Field in Low to High Confinement Mode Transitions in the DIII-D Tokamak*, Physics Plasmas **2**, 2397 (1995).
- [Na-81] Nascimento, I.C.; Fagundes, A.N.; Silva, R.P. da; Galvão, R.M.O.; del Bosco, E.; Vuolo, J.H.; Sanada, E.K.; Dallaqua, E., *Preliminary Results of the TBR Small Tokamak*, Proceedings of the Spring College on Fusion Energy (Trieste 1980), ICTP - IAEA, 45 (1981).
- [Na-93] Nascimento, I.C.; Caldas, I.L. and Galvão, R.M.O., *Tokamak Research at University of São Paulo*, Journal of Fusion Energy, **12**, 295 (1993).
- [Ne-92] Nedospasov, A.V., *Edge Turbulence in Tokamaks*, Journal of Nuclear Materials, **196 - 198**, 90 (1992).
- [Od-95] Oda, G.A. and Caldas, I.L., *Dimerized Island Chains in Tokamaks*, Chaos, Solitons and Fractals, **5**, 15 (1995).
- [Ol-94] Oliveira, K.A., *Medidas de Raios-X de Baixas Energias no Tokamak TBR-1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1994).
- [Pa-95] Payan, J. e outros, *Turbulence During Ergodic Divertor Experiments in Tore Supra*, Nuclear Fusion, **35**, 1357 (1995).
- [Po-74] Powers, E.J., *Spectral Techniques for Experimental Investigation of Plasma Diffusion due to Polychromatic Fluctuations*, Nuclear Fusion, **14**, 749 (1974).

- [Po-90] Powers, E.J., *Polyspectral Analysis and its Applications*, Internal Report, The University of Texas at Austin (1990).
- [Pr-82] Proudfoot, G. e Harbour, P.J., *A New Electrostatic Probe for Instantaneous Measurements of Gradients in a Plasma Boundary Layer*, Journal of Nuclear Materials, **111 & 112**, 87 (1982).
- [Pu-85] Pulsator Team, *The Pulsator Tokamak*, Nuclear Fusion, **25**, 1059 (1985).
- [Rh-89] Rhodes, T.L., *Experiments on Turbulence and Transport in the Edge Plasma of the TEXT Tokamak*, Ph.D. Thesis, The University of Texas at Austin (1989).
- [Rh-93] Rhodes, T.L.; Ritz, C.P.; Bengtson, R.D., *Scaling of Far Edge Plasma Turbulence and Fluctuation Induced Particle Transport in the TEXT Tokamak*, Nuclear Fusion, **33**, 1147 (1993).
- [Ri-84] Ritz, Ch.P.; Bengtson, R.D.; Levinson, S.J. e Powers, E.J., *Turbulent Structure in the Edge Plasma of the TEXT Tokamak*, Physics of Fluids, **27**, 2956 (1984).
- [Ri-87] Ritz, C.P.; Brower, D.L.; Rhodes, T.L.; Bengtson, R.D.; Levinson, S.J.; Luhmann Jr., N.C.; Peebles, W.A., *Characterization of Tokamak Edge Turbulence by Far-Infrared Laser and Langmuir Probes*, Nuclear Fusion, **27**, 1125 (1987).
- [Ri-89] Ritz, Ch.P. e outros, *Fluctuation Induced Energy Flux in the Tokamak Edge*, Physical Review Letters, **62**, 1844 (1989).
- [Ri-90] Ritz, Ch.P.; Lin, H.; Rhodes, T.L. and Wootton, A.J., *Evidence for Confinement Improvement by Velocity Shear Suppression of Edge Turbulence*, Physical Review Letters, **65**, 2543 (1990).
- [Ri-92] Ribeiro, C., *Mudanças nas Grandezas da Borda do Plasma do Tokamak TBR-1 Devido à Ação de Campos Magnéticos Helicoidais*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1992).

- [Ro-85] Robinson, C., *Ten Years of Results from the TOSCA Device*, Nuclear Fusion, **25**, 1101 (1985).
- [Ro-87] Rowan, W.L.; Klepper, C.C.; Ritz, C.P.; Bengtson, R.D.; Gentle, K.W.; Phillips, P.E.; Rhodes, T.L.; Richards, B.; Wootton, A.J., *Global Particle Confinement in the TEXAS Experimental Tokamak*, Nuclear Fusion, **27**, 1105 (1987).
- [Ro-92] Ross, D.W., *On Standard Forms for Transport Equations and Quasilinear Fluxes*, Plasma Phys. Controlled Fusion, **34**, 137 (1992).
- [Sá-87] Sá, W.P. de, *Medida de Turbulência na Periferia do TBR-1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1987).
- [Si-89a] Silva, R.P. da, *Transporte de Partículas e Energia no Plasma do Tokamak TBR-1: Diagnosticos e Estudo Experimental*, Tese de Doutorado, IFUSP (1989).
- [Si-89b] Silva, R.P. da e Nascimento, I.C., *Transport Parameters in the Plasma Edge Region of a Small Tokamak*, ICPP, New Delhi - India, **Vol. 1**, 93 (1989).
- [Si-91] Silva, R.P. da e Nascimento, I.C., *Simultaneous Measurement of Ion and Electron Temperatures in the Scrape-off Layer of a Small Tokamak*, Rev. Sci. Instrum., **62**, 2700 (1991).
- [St-82] Stangeby, P.C., *Effect of Bias on Trapping Probes and Bolometers for Tokamak Edge Diagnosis*, Journal of Physics D: Applied Physics **15**, 1007 (1982).
- [St-83] Stangeby, P.C.; McCracken, G.M.; Erents, S.K.; Vince, J.E. and Wilden, R., *Edge Measurements of T_e , T_i , n , E_r on the DITE Tokamak Using a Biased Power Bolometer*, Journal of Vacuum Science Technology, **A1**, 1302 (1983).

- [St-84] Stangeby, P.C.; McCracken, G.M.; Erents, S.K. and Matthews, G., *Dite Langmuir Probe Results Showing Probe Size and Limiter Shadow Effects*, Journal of Vacuum Science Technology, **A2**, 702 (1984).
- [St-85] Stangeby, P.C., *Large Probes in Tokamak Scrape-off Plasmas. Analytic Model for the Collisionless Scrape-off Plasma*, The Physics Fluids, **28**, 644 (1985).
- [St-89] Stangeby, P.C., *The interaction of plasma probes for fusion experiments*, in Plasma Diagnostics: Surface Analysis and Interactions, Vol. 2 of Plasma-Materials Interactions, chapter 5, pages 157-209, Academic Press (1989).
- [St-90] Stangeby, P.C. e McCracken, G.M., *Plasma Boundary Phenomena in Tokamaks - Review Paper*, Nuclear Fusion, **30**, 1225 (1990).
- [Ta-84] Tan, I.H., *Oscilações MHD no TRB-1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1984).
- [Ta-86] Tan, I.H.; Caldas, I.L.; Nascimento, I.C.; Silva, R.P. da; Sanada, E.K. and Bruha, R., *Mirnov Oscillations in a Small Tokamak*, IEEE Trans. Plas. Sci., **PS-14**, 279 (1986).
- [Ta-92] Tan, I.H., *Edge Gradient and Safety Factor Effects on Electrostatic Turbulent Transport in Tokamaks*, Ph.D. Thesis, University of Wisconsin-Madison (1992).
- [Te-85] Terry, P.W. and Diamond, P.H., *Theory of Dissipative Density-Gradient-Driven Turbulence in the Tokamak Edge*, Phys. Fluids **28**, 1419 (1985).
- [Ts-92a] Tsui, H.Y.W.; Bengtson, R.D.; Li, G.X.; Lin, H.; Meier, M.; Ritz, Ch. P. and Wootton, A.J., *A New Scheme for Langmuir Probe Measurement of Transport and Electron Temperature Fluctuations*, Rev. Sci. Instrum., **63**, 4608 (1992).
- [Ts-92b] Tsui, H.Y.W. e outros, *A Database for Edge Turbulence and Transport Studies*, Journal of Nuclear Materials, **196-198**, 794 (1992).

- [Ts-93] Tsui, H.Y.W. e outros, *A Comparison of Edge Turbulence in Tokamaks, Stellarators and Reversed-Field Pinches*, Phys. Fluids B **5**, 2491 (1993).
- [Va-88] Vannucci, A.; Bender, O.W.; Caldas, I.L.; Nascimento, I.C.; Tan, I.H.; Sanada, E.K., *Influence of Resonant Helical Windings on the Mirnov Oscillations in a Small Tokamak*, Il Nuovo Cimento **10D**, 1193 (1988).
- [Va-91] Vayakis, G., *Anomalous Transport in the Tokamak Edge*, Ph.D. Thesis, Department of Engineering Science, Parks Road, Oxford (1991).
- [Va-93] Vayakis, G., *Propagation Characteristics and Relation Between Electrostatic and Magnetic Fluctuations in DITE*, Nuclear Fusion, **33**, 547 (1993).
- [We-92] Weynants, R.R. e outros, *Confinement and Profile Changes Induced by the Presence of Positive or Negative Radial Electric Fields in the Edge of the TEXTOR Tokamak*, Nuclear Fusion **32**, 837 (1992).
- [Wo-90] Wootton, A.J.; Carreras B.A. e outros, *Fluctuations and Anomalous Transport in Tokamaks*, Phys. Fluids B **2**, 2879 (1990).