

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Análise da Turbulência do Plasma no Tokamak TCABR

Gustavo Zampier dos Santos Lima
Orientador: Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas

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

Membros da Banca Examinadora:

Prof.Dr. Iberê Luiz Caldas(IFUSP - Orientador)
Prof.Dr. Álvaro Vannucci(IFUSP)
Profa.Dra. Maria Vittória P. A. Heller(IFUSP)
Profa.Dra. Maria Célia Ramos de Andrade(INPE)
Prof.Dr. Milton kayama(UNESP)

São Paulo, 2009

Dedicatória

À minha doce e amada esposa Viviane que tem sido uma mulher forte, carinhosa e companheira. Amo você. Aos meus pais, Mário e Alice, *in memoriam*. Aos meus irmãos, Rodrigo, Alexandre e Izabela. Aos meus queridos vô Chico e vó Maria *in memoriam*.

Agradecimentos

À minha amada esposa Viviane pelo carinho, paciência e companheirismo para comigo nessa fase de minha vida. Agradeço a ela essa conquista.

Aos meus amados pais, Mário e Alice *in memoriam*, pelo amor incondicional, carinho e confiança que sempre depositaram em mim.

Aos meus irmãos, Rodrigo, Alexandre e Izabela. A presença marcante deles deu cor à minha vida e iluminou o meu caminho.

À Dona Ana, Irene e Nádia que nos agraciam diariamente com suas presenças.

Ao Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas pela orientação e atenção ímpar que dedicou no desenvolvimento deste trabalho. A ele sou grato não só pelo apoio concedido, como também pela amizade adquirida.

A Profa. Dra. Maria Vittoria Heller pelas explicações e discussões sobre as *turbulencias* e algumas dicas fundamentais.

Ao Dr. Zwinglio Guimarães Filho, não só pelas explicações, correções e dicas inestimáveis, que muito contribuíram para este trabalho, como também pela amizade.

Aos meus colegas caóticos da sala 232 do Ed. Basilio Jafet do Instituto de Física da USP - Alberto, Batista, Bruno, Danilo, Denis, Everton, Elton, Julio, Rafael, Renê e Zwinglio - pelo aprendizado marcante e convivência diária agradável. A estes o meu muito obrigado. Em especial, a dois colegas de trabalho que se tonaram grandes amigos: ao Dr. Zwinglio O. Guimarães-Filho pela paciência e dedicação em ajudas inquestionáveis nas resoluções de problemas computacionais e discussões e ao Dr. Francisco Alberto Marcus pelas horas de estudo e discussão sobre a física de plasma, essenciais para a realização deste trabalho.

Ao meus grandes amigos André e Carlos do apartamento 33 da “ladeira” Julio Cesar de Faria 91-C, pelas impagáveis horas de acalorada discussão em mesas de bar, churrascos ou pelas diárias e árduas andanças em idas e vindas no longo percurso apartamento-IFUSP.

A todos meus eternos amigos “capaeros” de Curitiba e de Nova Esperança que me apoiaram nesta jornada da vida.

Ao Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da USP pelo acesso aos dados utilizados nesta dissertação.

Ao apoio financeiro do Capes e FAPESP

A ciência é feita de fatos, da mesma forma que uma casa é feita de tijolos. Contudo, um agrupamento de fatos não constitui ciência, da mesma forma que um monte de tijolos não é uma casa.

Henri Poincaré

Resumo

Nesta tese investigamos a turbulência eletrostática e o transporte de partículas induzido pela mesma na borda do plasma, conforme medidas em algumas experiências no tokamak TCABR. Analisamos o espectro de potência e o biespectro das flutuações turbulentas com a atividade MHD baixa e alta, medidas por bobinas magnéticas colocadas fora da coluna de plasma. Apresentamos as principais alterações da turbulência causadas pelo aumento da atividade MHD, ou seja, as semelhanças entre os espectros da turbulência eletrostática e das oscilações magnéticas para atividade alta. Simulamos essas semelhanças espectrais considerando um modelo que descreve a evolução do potencial elétrico turbulento com três ondas de deriva, acopladas não linearmente, sob a ação de uma perturbação periódica, representando a atividade MHD, e um ruído Gaussiano. Além disso, analisamos também o transporte de partículas induzido pela turbulência. O transporte é alto com atividade MHD alta, especialmente na frequência de Mirnov e na posição radial onde a condição de ressonância é satisfeita. Essa condição ocorre quando a velocidade de deriva, associada à componente radial do campo elétrico, for igual a velocidade de fase de uma onda de deriva. Mostramos que essas propriedades do transporte no TCABR são explicadas pela propagação de ondas de deriva na borda do plasma com um fluxo poloidal. Esse efeito é descrito por uma teoria Hamiltoniana com dinâmica caótica introduzida para interpretar o transporte observado em tokamaks.

Abstract

We investigate plasma edge electrostatic turbulence that induced particle transport, previously measured in some experiments performed at tokamak TCABR. We analyze the power spectra and the bispectra of the turbulent fluctuations with low and high MHD activity which were measured by magnetic coils placed outside the plasma column. We report the main turbulence alterations caused by the onset of high MHD activity, namely, the spectral similarities between the turbulence and the magnetic oscillations observed whenever this activity is high. We simulate these spectral similarities by considering a model that describes the turbulent electric potential evolution with three drift waves nonlinearly coupled and driven by a time-periodic forcing, representing the MHD activity, in the presence of a Gaussian noise. Furthermore, we also analyze the particle transport induced by the turbulence. For high MHD activity, the transport is high, specially at the Mirnov frequency and at the radial position where resonance condition is satisfied. The resonance appears where the drift velocity, associated to the electric radial field component, is equal to the phase velocity of a drift wave. We show that these reported transport properties in TCABR are explained by considering drift waves propagating in the plasma edge with $E \times B$ poloidal flow. This effect is described by a Hamiltonian theory with chaotic dynamics proposed to interpret transport data in tokamaks.

Índice

1	Introdução	1
2	Tokamak TCABR	7
2.1	Introdução	7
2.2	Tokamak TCABR	7
2.2.1	Formação da Coluna de Plasma no TCABR	9
2.2.2	Evolução de Parâmetros do Plasma no TCABR	10
2.3	Sondas Eletrostáticas	12
2.4	Bobinas de Mirnov	17
2.5	Atividade MHD Alta	19
3	Análise Espectral e Transporte	23
3.1	Introdução	23
3.2	Análise Espectral	24
3.2.1	Auto-espectro de Potência	25
3.2.2	Espectro de Potência Cruzado	26
3.2.3	Aplicações às Flutuações do TCABR	26
3.3	Análise Transformada de Fourier Janelada	28
3.3.1	Aplicações às Flutuações do TCABR	30
3.4	Espectro de Transporte	33
3.5	Espectro em Número de Onda e Frequência $S(k, f)$	35
4	Análise Espectral Não Linear	41
4.1	Introdução	41
4.2	Análise Biespectral	41
4.2.1	Autobiespectro de potência	42
4.2.2	Autobicoerência	43
4.2.3	Relação de Simetria do Biespectro	44
4.3	Aplicações do Biespectro no TCABR	46

5	Turbulência com Atividade MHD Alta	51
5.1	Introdução	51
5.2	Atividade MHD no Plasma	51
5.3	Seleção do Intervalo de Tempo	54
5.4	Dependência Radial do Potencial Flutuante	57
5.5	Turbulência Eletrostática e Atividade MHD	58
5.5.1	Bicoerência das Flutuações	59
5.6	Conclusão	62
6	Interação entre Três Ondas	63
6.1	Introdução	63
6.2	Modelo Fenomenológico da Turbulência	63
6.2.1	Acoplamento de Ondas de Deriva	64
6.3	Aplicação do Modelo à Turbulência do TCABR	66
6.3.1	Escolha dos Parâmetros do Modelo de Hasegawa-Mima	67
6.4	Simulações do Modelo de Hasegawa-Mima	68
6.5	Conclusão	71
7	Atividade MHD e Transporte de Partículas	73
7.1	Introdução	73
7.2	Turbulência e Atividade MHD	73
7.2.1	O Espectro $S(k, f)$	74
7.2.2	Perfil Radial da Velocidade de Fase	78
7.3	Transporte de Partículas	80
7.3.1	Transporte por Bandas de Freqüências	82
7.4	Perfil Radial do Campo Elétrico	85
7.5	Velocidades de Fase e de Deriva	87
7.5.1	Velocidades em Função da Banda de Freqüência	89
7.6	Transporte Caótico	91
7.7	Conclusão	94
8	Conclusões e Perspectivas	95
	Referências	99
	Referências Bibliográficas	106
	Lista de tabelas	112

Capítulo 1

Introdução

Inicialmente, comentarei de forma sucinta a importância da física de fusão termonuclear controlada e a necessidade de se obter energia proveniente do controle dessa fusão. Mesmo que a fração do consumo de energia coberta pelas energias renováveis (hidráulica, solar, eólica, das ondas, das marés, geotérmica, biomassa, etc.) aumente significativamente, os peritos estão de acordo que essas alternativas ainda assim não poderão satisfazer a totalidade das necessidades mundiais em um futuro não muito distante [1, 2]. Torna-se, pois, necessário desenvolver novas opções energéticas, otimizadas em termos de segurança, de impacto sobre o meio ambiente e de economia [1]. A fusão termonuclear controlada é uma dessas opções [1, 2].

A fusão termonuclear trata-se de um processo pelo qual dois núcleos de átomos leves se fundem, constituindo elementos mais pesados, liberando nesse processo uma quantidade de energia que se pretende converter em energia elétrica [2]. Para que os núcleos, carregados positivamente, possam se aproximar suficientemente um do outro (ou seja, vencer a força de repulsão eletrostática entre eles) e para que as reações de fusão ocorram a uma taxa conveniente, são necessárias temperaturas bastante elevadas. Em um reator de fusão nuclear, seria possível a geração de energia a partir de matéria prima abundante na natureza e com o mínimo de impacto ambiental. Apesar de notarmos, na fusão termonuclear, perspectivas tentadoras de suprir a crescente necessidade energética, uma série de dificuldades de natureza tanto técnicas (para a construção de um reator), quanto científicas (para melhorar o confinamento do plasma), vem adiando sua concretização.

Para a viabilização dos futuros reatores de fusão termonuclear controlada, é necessário confinar o plasma a altas temperatura e densidade, em um campo magnético, por um tempo suficientemente longo para que a energia produzida supere a gasta com o confinamento e o aquecimento [3]. Entre as máquinas de confinamento magnético de plasma, como tokamaks e stellarators, o tokamak é a mais promissora e a mais desenvolvida, com

uma melhora contínua em sua performance ao longo do tempo, desde o sucesso com as primeiras máquinas montadas na URSS nos anos 50 [3]. Como mostrado nos últimos anos, nesses dispositivos, várias descobertas importantes para a melhoria do confinamento foram realizadas e ainda assim, várias limitações permanecem sem uma solução adequada, o que dificulta a previsão do comportamento do plasma confinado nas novas máquinas propostas [4].

Atualmente, vários tokamaks estão em operação em diferentes países. No exterior destacamos os tokamaks: JET, ASDEX, TORE SUPRA e o DIII-D. No Brasil temos o TCABR (*Tokamak Chauffage Alfvén Brésilien*) [5, 6] do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (USP), o ETE (Experimento Tokamak Esférico) do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) [7] e o NOVA do Instituto de Física da Universidade Estadual de Campinas. Cada um desses tokamaks tem objetivos específicos, mas todos tentam esclarecer propriedades do plasma e fornecer indicações sobre a viabilidade de se construir um reator a fusão.

O confinamento magnético de plasma em um tokamak é limitado por algumas dificuldades entre as quais destacamos as instabilidades, a turbulência e o transporte anômalo de partículas na borda do plasma. Experiências em tokamaks indicam que a turbulência do plasma causa o transporte anômalo de partículas e a conseqüente perda de partículas na borda do plasma, comprometendo seu confinamento [8, 9, 10]. Assim, a conseqüência do transporte de partículas não está resolvida e será um limite importante à performance do tokamak ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), que será construído através de uma ampla colaboração internacional com a intenção de verificar a viabilidade da construção de um reator.

A influência da turbulência eletrostática sobre o transporte de partículas observado em tokamaks tem sido bastante estudada [10, 11]. Essa turbulência deve-se, principalmente, às ondas de deriva [4]. Essas ondas surgem devido à não uniformidade do plasma ao ser confinado magneticamente num recipiente toroidal [12] e provocam a deriva que leva à perda de partículas pela borda do plasma. Assim, o transporte em questão é inerente ao confinamento em tokamaks e não poderá ser eliminado, restando apenas a possibilidade de controlá-lo para diminuir o prejuízo que causa ao confinamento. O transporte radial de partículas induzido pelas flutuações turbulentas na região da borda do plasma pode ser obtido pelas flutuações da densidade e da velocidade radial das partículas carregadas do plasma [13, 14]. Além disso verificou-se em vários tokamaks [15], através de uma comparação entre o transporte total de partículas e o transporte de partículas induzido por flutuações eletrostáticas, que este último é o principal responsável pela perda de partículas na região de borda. Um dos diagnósticos utilizado para medir essas grandezas

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO

na região da borda é a sonda eletrostática de Langmuir [16, 17, 18, 19].

Uma outra dificuldade no confinamento magnético em plasmas de tokamaks é a existência das oscilações magnéticas macroscópicas, que impõem severas restrições aos valores de corrente e densidade do plasma. Essas oscilações surgem, basicamente, devido a gradientes de corrente e de pressão do plasma, combinados com campos magnéticos desfavoráveis e formação de ilhas magnéticas [20, 21]. Apesar das diferentes causas que podem originar essas oscilações macroscópicas, as conseqüências são aproximadamente as mesmas: forte perturbação ou até mesmo a completa destruição do plasma magneticamente confinado [22]. Essas oscilações existentes no plasma, também conhecidas como atividade MHD, podem ser detectadas pelas bobinas de Mirnov colocadas ao redor da coluna de plasma. Em tokamaks, o transporte de partículas devido às flutuações magnéticas é muito menor que o transporte causado pelas flutuações eletrostáticas. Entretanto, apesar das oscilações magnéticas não contribuírem diretamente para o transporte de partículas, elas podem aumentar e modular a turbulência eletrostática na região de borda do plasma [23, 24], conduzindo assim a um aumento de transporte de partículas causado pelas oscilações eletrostáticas [25].

A origem das flutuações eletrostáticas turbulentas em tokamaks e a sua influência sobre o transporte tem sido discutida teoricamente. Em muitos casos, as previsões dos modelos teóricos são consistentes com as experiências, ainda que limitada por incertezas consideráveis. Apesar das recentes teorias e do progresso experimental, uma compreensão adequada do fenômeno turbulento ainda não foi conseguida. A análise da literatura indica que uma compreensão melhor é ainda necessária para complementar à descrição na borda do plasma e para melhorar os projetos de tokamaks futuros [4, 8, 10, 11].

No tokamak TCABR, do Laboratório de Plasmas do Instituto de Física da USP, foram feitas várias experiências sobre a turbulência eletrostática do plasma e sobre o transporte de partículas, com as flutuações elétricas na borda do plasma medidas, principalmente, por sondas eletrostáticas. As principais características espectrais dessas flutuações foram obtidas e alterações no transporte de partículas foram conseguidas com a alteração do perfil radial do campo elétrico de equilíbrio [26, 27]. A variação da turbulência com o aumento da amplitude da atividade MHD foi também observada [26, 27, 28]. Algumas dessas experiências foram uma ampliação ou aprofundamento das pesquisas sobre a turbulência realizadas no tokamak TBR-1, que antecedeu o TCABR no Laboratório de Plasmas [29, 30, 31, 32, 33].

Motivados pelas questões teóricas relacionadas a essas experiências, alguns trabalhos teóricos foram desenvolvidos, no Laboratório de Plasmas, sobre o plasma na borda de um tokamak. Entre eles, destacamos o que faz previsões sobre a existência de modos

acoplados na turbulência eletrostática [34], conforme descrito pela equação de Hasegawa-Mima [4]. Outro trabalho, de interesse para esta tese, foi realizado sobre a influência do perfil radial do campo elétrico na formação de barreiras ao transporte de partículas [35]: uma consequência das órbitas das partículas serem caóticas [4].

Nesta tese, analisamos, com as técnicas de análise espectral linear e quadrática, as flutuações eletrostáticas turbulentas medidas por sondas elétricas nas experiências realizadas no tokamak TCABR. O procedimento adotado para essa análise é uma adaptação dos usados anteriormente para a análise da turbulência no TBR-1 [29] e no TCABR [27, 28]. A partir dessa análise espectral, obtivemos as características principais da turbulência e calculamos o transporte de partículas oriundo do fenômeno. Para interpretar os resultados obtidos, aplicamos os procedimentos apresentados nos artigos [34, 35]. Dessa forma encontramos, nas experiências do TCABR, evidências do acoplamento quadrático entre os modos da turbulência [25, 36, 37] e da formação de barreiras ao transporte [38]. A seguir apresentamos algumas informações adicionais sobre os resultados obtidos nesta tese.

Inicialmente é descrito técnicas de análises espectrais [13, 14] para o estudo da turbulência eletrostática e das oscilações magnéticas na borda do plasma. Com estas técnicas de análise, identificamos os modos ressonantes presentes no plasma, as suas amplitudes, os números de onda e as diferenças de fase entre os mesmos [39, 40]. Pelas correlações entre as oscilações eletrostáticas medidas, calculamos o transporte de partículas devido à turbulência eletrostática. Nessa análise as flutuações turbulentas podem ser aproximadas, em primeira ordem, por uma superposição de modos lineares e independentes [13].

Entretanto, com a aplicação das técnicas de análise espectral não linear, especialmente a determinação do espectro da bicoerência [41, 42, 43, 44], identificamos a presença de efeitos não-lineares na turbulência do TCABR. Entre esses efeitos destacamos o acoplamento dos modos dessas flutuações e a sincronização entre essas flutuações e as do campo magnético na borda do plasma [36].

Contrariamente à maioria dos tokamaks, no TCABR os espectros de frequências das flutuações elétricas e magnéticas apresentam uma peculiar superposição parcial [45]. Em algumas descargas elétricas do TCABR a atividade magnetohidrodinâmica (MHD) pode aumentar e modular a turbulência eletrostática na borda do plasma [46, 47]. Essa modulação da turbulência da atividade MHD com uma determinada frequência é similar às observadas nos tokamaks TEXTUp [48] e CASTOR [49]. Nestes tokamaks a oscilação magnéticas intensas e periódicas foi produzida por correntes elétricas externas. Assim a similaridade apontada indica que, no TCABR, a atividade MHD modula a turbulência elétrica.

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO

Para essas descargas, a análise espectral linear e a análise espectral não-linear por biespectro apresentam características comuns à turbulência eletrostática, o que indica um acoplamento das oscilações magnéticas com as flutuações eletrostáticas [45, 23, 24]. Além disso, em algumas descargas elétricas do TCABR, a atividade MHD pode aumentar e alcançar amplitudes grandes com um espectro estreito do número de onda e um pico bem definido na frequência de Mirnov da ordem de ~ 10 kHz, podendo chegar em torno de ~ 13 kHz dependendo do regime analisado [25, 26, 27, 36].

Nesta tese, investigamos a turbulência do plasma na região de borda do TCABR em descargas elétricas com atividade MHD alta. As oscilações observadas foram simuladas aplicando-se um modelo teórico de três ondas eletrostáticas acopladas [34, 50]. Para tal modelo introduzimos um ruído gaussiano, que é uma característica do plasma, o qual apresentou comportamento turbulento semelhante ao do plasma [36]. Além disso para simular o crescimento da atividade MHD, observado no plasma, introduzimos no sistema de equações um forçamento periódico externo não-linear acarretando em comportamento turbulento similar ao encontrado no plasma quando ocorre o crescimento MHD. Para todos esses dados simulados caracterizamos a turbulência do modelo com as ferramentas de análises espectrais utilizadas na caracterização da turbulência dos dados experimentais do TCABR [36].

É sabido que o transporte de partículas para fora da coluna de plasma depende do perfil radial do campo elétrico. A alteração do campo elétrico radial pode levar à criação de barreiras na borda do plasma que diminuem o transporte de partículas. O processo de criação dessas barreiras, apesar de ter sido discutido na literatura, ainda não tem uma descrição teórica completa [50, 51]. Nesta tese, analisamos as flutuações turbulentas em várias descargas elétricas do TCABR, na presença da atividade MHD alta, e encontramos evidências da formação de barreiras ao transporte de partículas com a variação do perfil radial do campo elétrico, conforme previsto em [35, 38]. Além disso, conseguimos evidenciar a relação entre a velocidade de fase da onda e a velocidade de deriva do plasma com o transporte de partículas para fora da coluna de plasma corroborando o modelo teórico [38].

No capítulo 2 apresentamos algumas informações sucintas sobre as experiências realizadas sobre turbulência no TCABR, realizando uma breve descrição do equipamento que foi utilizado para a obtenção das flutuações turbulentas analisadas nesta tese, bem como as principais características dessas flutuações, procedimentos experimentais e parâmetros do plasma. Nos capítulos 3 e 4 apresentamos os métodos de análise espectrais que aplicamos às flutuações medidas nessas experiências. No capítulo 3 tratamos das técnicas básicas de análise espectral linear por Fourier e Fourier janelada, com a determinação

do espectro em função do número de onda e frequência e do espectro de transporte em função da frequência e do tempo. No capítulo 4 introduzimos as técnicas biespectrais para caracterizar o acoplamento entre os modos não-lineares observados no TCABR.

A seguir, apresentamos, no capítulo 5, um estudo e interpretação sobre a caracterização da turbulência na borda do plasma do TCABR e também sobre a alteração dessa turbulência com o crescimento da atividade MHD durante as descargas consideradas. No capítulo 6 utilizamos um modelo de interação de três ondas para reproduzir os espectros obtidos para as flutuações medidas. No capítulo 7 apresentamos os perfis radiais do transporte de partículas e a sua alteração com o crescimento da atividade MHD e a sua dependência com o perfil radial do campo elétrico de equilíbrio. Finalmente, no capítulo 8, comentamos os principais resultados obtidos e apresentamos algumas propostas para a continuação do trabalho.

Capítulo 2

Tokamak TCABR

2.1 Introdução

Neste capítulo, apresentamos uma breve descrição do equipamento utilizado para a obtenção das flutuações analisadas nos próximos capítulos. Também citamos algumas características e parâmetros do plasma do tokamak TCABR [5, 6]. Indicamos, também, como se obtém as flutuações elétricas e magnéticas, com as sondas de Langmuir e bobinas de Mirnov instaladas no TCABR [30, 31, 32]. Comentamos algumas características das flutuações do plasma e o perfil radial da turbulência na borda do plasma.

2.2 Tokamak TCABR

O tokamak TCABR, visto na Fig.2.1, construído no CRPP (*Centre de Recherches en Physique des Plasmas*), em Lausanne, Suíça, foi trazido ao Brasil em 1994 onde foi modificado e remontado no Instituto de Física da Universidade de São Paulo [5, 6].

O TCABR é um tokamak de porte médio, que possui câmara de vácuo de aço inoxidável não magnético, com seção retangular de 42 cm x 52 cm (Fig.2.1). O campo magnético toroidal é criado por 72 bobinas agrupadas em 18 conjuntos com 4 bobinas cada, que suportam uma corrente elétrica máxima de 53 kA. O sistema ôhmico, por sua vez, é constituído por um solenóide de 200 espiras, pelas quais passam correntes de 5,5 kA. Os limitadores são de grafite. A pressão base na câmara de vácuo, de até 2×10^{-7} mbar, é obtida através de duas bombas turbomoleculares. Os parâmetros do TCABR durante descargas normais de plasma, são mostrados na Tabela 2.1.

A Fig.2.2 mostra o sistema de coordenadas que usamos para descrever um tokamak,

2.2. TOKAMAK TCABR

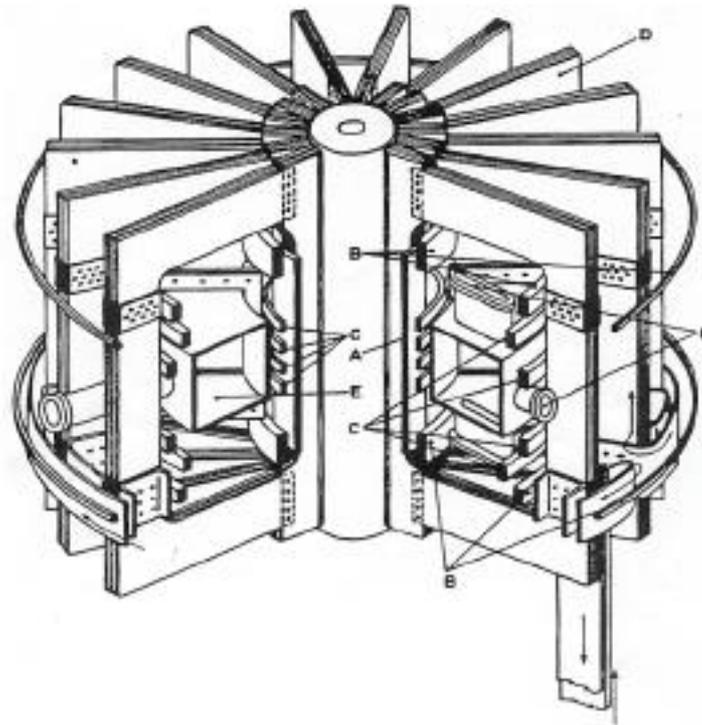


Figura 2.1: Tokamak TCABR: (A) Bobinas de aquecimento ôhmico. (B) Bobinas auxiliares. (C) Bobinas do campo vertical. (D) Bobinas do campo toroidal. (E) Vaso. (F) Janelas de diagnóstico.

Campo magnético toroidal	B_φ	1,1 T
Raio maior	R	0,61 m
Raio menor da coluna de plasma	a	0,18 m
Corrente de plasma	I_p	100 kA
Duração da descarga	τ_d	120 ms
Densidade central de elétrons	n_e	1 a $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Densidade do plasma no SOL	n_e	$1,5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
Temperatura média de elétrons	$T_{e\text{media}}$	400 eV
Temperatura dos elétrons na borda	T_e	10 a 20 eV
Temperatura dos elétrons no SOL	$T_{e\text{SOL}}$	5 eV

Tabela 2.1: Principais parâmetros do tokamak TCABR. SOL (Scrape-off Layer): região na borda do plasma com $r/a \geq 1$

onde φ é a coordenada toroidal, θ é a coordenada poloidal, a é o raio do limitador (raio menor da coluna de plasma) e R é a distância entre o centro do solenóide central e o centro da coluna de plasma (raio maior).

Na mesma Fig.2.2, observam-se as posições das bobinas de Mirnov, das sondas de

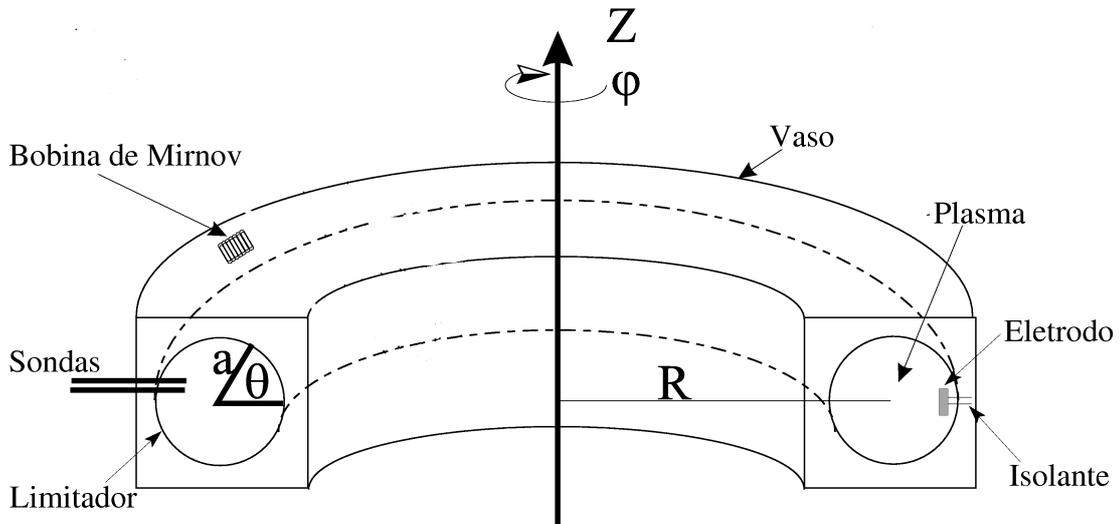


Figura 2.2: Esboço da geometria da câmara de vácuo do TCABR mostrando a posição do eletrodo, das bobinas de Mirnov, da sonda de Langmuir e do sistema de coordenadas do tokamak.

Langmuir (sondas eletrostáticas) e do limitador. As sondas de Langmuir (comentadas com mais detalhes na próxima seção) medem as flutuações elétricas da corrente de saturação iônica (\tilde{I}_{sat_i}) e do potencial flutuante do plasma (\tilde{V}_{flut}) em várias posições radiais. As bobinas de Mirnov medem as oscilações do campo magnético \tilde{B} numa posição radial de $r=19,5$ cm. A circunferência apresentada nesta figura serve para indicar o formato da coluna de plasma, que é definida pelo limitador, formado por um anel (afastado da sonda elétrica) que limita o raio menor do plasma em $a=18,0$ cm.

2.2.1 Formação da Coluna de Plasma no TCABR

No solenóide central (OHT), visto na Fig.2.3(a), uma corrente elétrica primária cria um campo magnético cujo fluxo varia com o tempo. Essa variação do fluxo magnético faz surgir um campo elétrico no plasma na direção toroidal (\vec{E}_φ), pela lei da indução eletromagnética (Fig.2.3(b)). As partículas do plasma são aceleradas criando uma corrente secundária denominada corrente de plasma (I_p). Bobinas que envolvem a câmara do tokamak (vaso) produzem um campo magnético toroidal (\vec{B}_φ) [Fig.2.3(c)] que junto com o campo magnético poloidal (induzido pela corrente de plasma) fazem com que os elétrons e íons descrevam movimentos helicoidais ao longo do eixo definido pelas linhas do campo magnético [Fig.2.3(d)]. A corrente de plasma (I_p), através da formação do campo poloidal, estabiliza a coluna de plasma e aquece o plasma por efeito Joule (aquecimento ôhmico). O perfil temporal da corrente de plasma é mostrado na próxima seção.

2.2. TOKAMAK TCABR

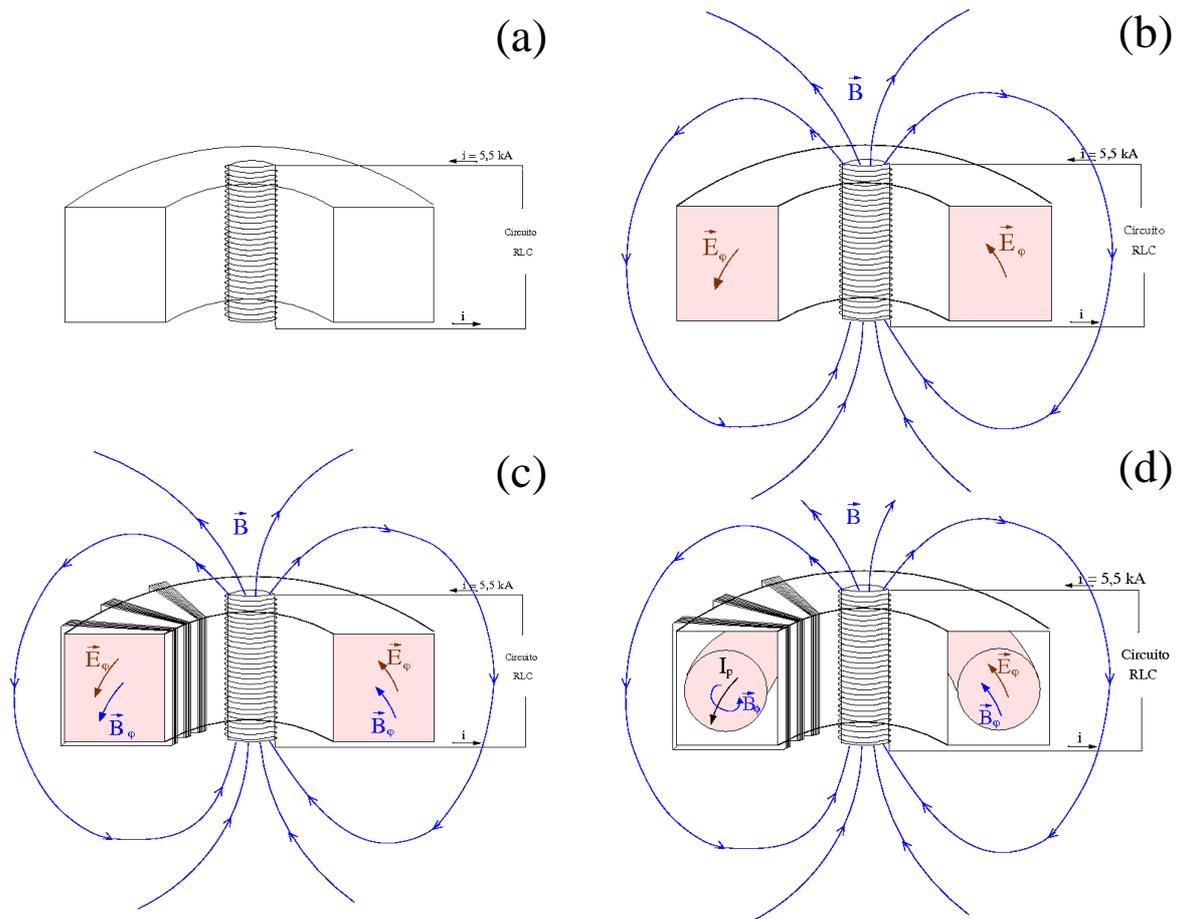


Figura 2.3: Esquema da formação da coluna de plasma no TCABR. (a) Corrente elétrica variada passa pela bobina central formando campo magnético em torno do vaso do tokamak (b) induzindo ao campo elétrico toroidal E_ϕ (c). Em (d) temos a formação da coluna de plasma pelo surgimento da corrente de plasma (I_p) e indução do campo magnético poloidal (\vec{B}_θ).

2.2.2 Evolução de Parâmetros do Plasma no TCABR

Nesta seção mostramos a evolução dos parâmetros típicos na borda do plasma no tokamak TCABR [26]. Selecionamos uma descarga elétrica (disparo 17716), para mostrar um comportamento padrão dos parâmetros do plasma. A Fig.2.4 mostra alguns sinais dos parâmetros do plasma, como I_p (corrente elétrica de plasma), n (densidade do plasma), V_{Loop} (potencial de enlace) e a intensidade de raio-X duros do disparo em questão.

Apesar da duração da descarga ser de aproximadamente 120 ms, os sinais analisados neste trabalho foram tomados na região do platô da corrente de plasma (I_p), correspondente ao intervalo entre 45 ms e 100 ms (visto na Fig.2.4). Foi escolhido tal intervalo pois nele a densidade, a temperatura e a corrente de plasma se mantêm constantes. Os parâmetros do plasma, observados na Fig.2.4, são usados para verificar se a descarga do plasma é de boa qualidade para as análises. Entende-se por boa qualidade um sinal cujos parâmetros são estáveis onde não se observa nenhuma mudança abrupta na evolução do

CAPÍTULO 2. TOKAMAK TCABR

sinal, como o processo de disrruptura do plasma. Na análise dos parâmetros do plasma podemos verificar o tipo de descarga ocorrida no plasma, se por exemplo, um sinal é dito de subida rápida da corrente de plasma (analisados nos capítulos 2, 3 e 4 dessa tese) ou se é dito de subida lenta da corrente de plasma (analisados nos capítulos 5, 6 e 7 dessa tese).

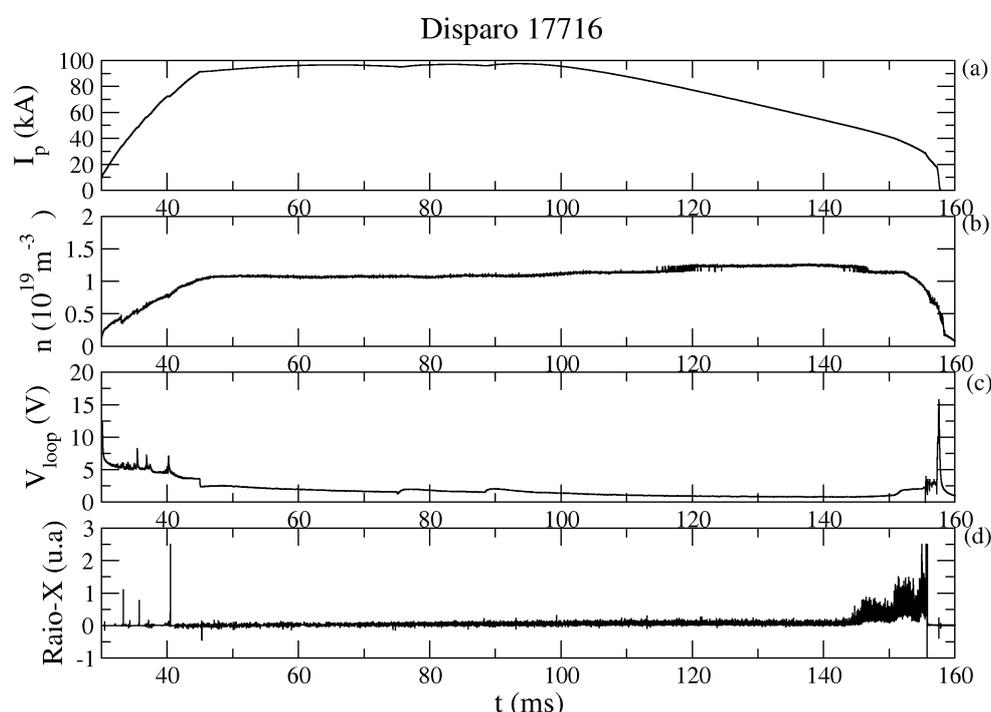


Figura 2.4: Parâmetros do disparo 17716. (a) Corrente de plasma. (b) Densidade do plasma. (c) Tensão de enlace. (d) Raios-X duros.

Na Fig.2.4(a) observa-se que a corrente de plasma (I_p) começa a surgir no instante $t=30$ ms e cresce até $t=45$ ms (regime com subida rápida da corrente do plasma), mantendo-se constante em até aproximadamente $t=100$ ms, quando cai novamente até chegar a zero, onde provavelmente não há mais corrente no solenóide central OHT.

A densidade média de elétron do plasma (n) medida ao longo de uma linha transversal que passa pelo centro da coluna de plasma por um sistema de microondas é observada no gráfico da Fig.2.4(b). O princípio de operação é baseado na mudança de fase que sofre o feixe linearmente polarizado ao atravessar a coluna de plasma. Esta mudança de fase é proporcional à densidade integrada ao longo de uma corda (caminho reto) que atravessa o plasma. Notamos na Fig.2.4(b) o início do crescimento da densidade do plasma em

2.3. SONDAS ELETROSTÁTICAS

aproximadamente $t=30$ ms, acompanhando o início do crescimento da corrente de plasma (início da formação da coluna de plasma), e atingindo uma estabilidade na densidade em até $t=100$ ms. A densidade mantém-se num platô (estável) até $t=155$ ms, quando cai rapidamente para zero em $t=160$ ms. Na Fig.2.4(c), a tensão de enlace (V_{Loop}) é uma medida da corrente elétrica, induzida pelo campo elétrico toroidal (E_φ), numa espira disposta toroidalmente em torno do vaso do tokamak. Observamos um pico em $t=30$ ms, com o início da corrente de plasma, com um platô que vai desde $t=45$ ms até $t=155$ ms, onde ocorre outro pico, devido principalmente à abrupta interrupção da corrente na bobina OHT (multiplicando-se V_{Loop} por I_p , temos uma estimativa da potência ôhmica aplicada do plasma). As partículas que escapam do confinamento das linhas de campo magnéticas e se chocam com a parede do vaso do tokamak podem emitir tanto radiação de baixa energia (≤ 100 eV), raio-X mole, quanto emitir radiação de alta energia (≥ 1 keV), raio-X duro.

Essas informações, sobre os parâmetros do plasma, vistos na Fig.2.4, são importantes para verificarmos se uma dada descarga do plasma é boa ou não para utilizarmos em nossos estudos nesse trabalho e que tipo de descarga estamos utilizando.

2.3 Sondas Eletrostáticas

Para investigarmos a turbulência na borda do plasma no TCABR, existe um diagnóstico por sondas eletrostáticas, denominadas sondas de Langmuir [19], como podemos observar na Fig.2.5.

Sondas eletrostáticas são usadas em tokamaks para medir parâmetros e flutuações do plasma na região de borda. São muitas as vantagens de se utilizar sondas eletrostáticas, uma delas está relacionada com o baixo custo comparado com o custo de outros diagnósticos. Outras vantagens estão relacionadas com a resolução espacial e temporal das sondas e ao fato de serem sistemas antigos e bem descritos [19]. Existem limitações para a utilização desses dispositivos, pois, pelo fato de estarem em contato com o plasma, recebem um alto fluxo de partículas e de calor. Portanto, sua utilização está restrita às regiões mais externas da coluna do plasma .

Na Fig.2.5 tem-se um esboço da geometria da câmara de vácuo (1) e da coluna de plasma (2) do TCABR. A posição da sonda de Langmuir é mostrada em (3) juntamente com o esquema mecânico da sonda (4) que tem um movimento radial, possibilitando uma análise, disparo a disparo, das flutuações em função da posição radial desde $r=16,0$ cm até $r=21,0$ cm.

No arranjo experimental instalado no tokamak TCABR, têm-se três sondas simples

CAPÍTULO 2. TOKAMAK TCABR

[24]. Tais sondas foram arranjadas experimentalmente de forma a ter mobilidade radial (ver Fig.2.5) permitindo medir os parâmetros do plasma e suas flutuações, tais como potencial flutuante e corrente de saturação iônica, em posições radiais diferentes, desde 16,0 cm a 21,0 cm (distância medida referente ao centro da coluna de plasma). Isso possibilita analisar um perfil da turbulência como função do raio do plasma.

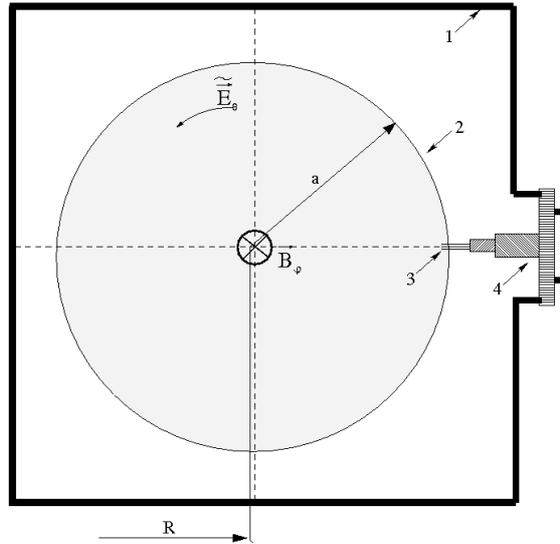


Figura 2.5: Esboço da geometria da câmara de vácuo (1) e da coluna de plasma (2) do TCABR. Posição da sonda de Langmuir (3) e do esquema mecânico da sonda (4) possibilitando a análise das flutuações em função da posição radial desde $r=16,0$ cm até $r=21,0$ cm.

Se um potencial muito negativo, em relação ao vaso (recipiente onde está contido o plasma) for aplicado à sonda, então a corrente coletada pelo eletrodo será, predominantemente, devido ao fluxo de íons e é conhecida por corrente de saturação iônica (I_{sat}), dada por [16]:

$$I_{sat} = neAf \left(\frac{T_i}{T_e} \right) C_s \quad (2.1)$$

onde n é a densidade local do plasma, A é a área da sonda e $f \left(\frac{T_i}{T_e} \right)$ é uma função que considera a influência da temperatura dos íons na sua corrente de saturação e C_s é a velocidade mínima a partir da qual os íons são capazes de penetrar a região da bainha do plasma e dependo de T_i e T_e . Da fórmula (2.1) podemos determinar as flutuações da densidade do plasma, supondo desprezíveis as flutuações de temperatura.

Se o potencial aplicado for aumentando, então a corrente coletada, que era predominantemente devido ao fluxo dos íons, passa a ser consequência também do fluxo de elétrons. Quando os dois fluxos se iguam, tornando a corrente no eletrodo nula

2.3. SONDAS ELETROSTÁTICAS

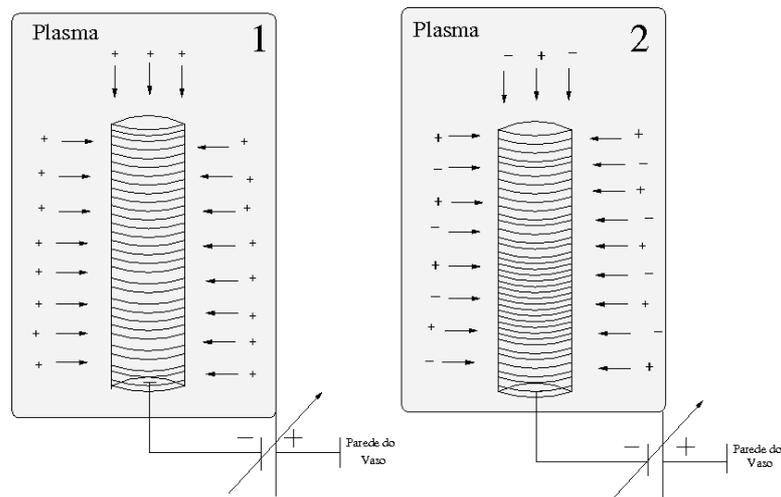


Figura 2.6: (1) Sonda simples com potencial muito negativo, a corrente no eletrodo é devido aos íons (corrente de saturação iônica). (2) Sonda simples agora com um aumento do potencial atingindo o potencial flutuante (o fluxo de corrente é nulo).

[Fig.2.6(2)], tem-se um valor de potencial conhecido como potencial flutuante (V_{flut}). Com o aumento do potencial na sonda, cada vez mais elétrons e menos íons são coletados, provocando um crescimento rápido da corrente até a região de potenciais bastante superiores ao potencial do plasma, onde a corrente no eletrodo é devida ao fluxo dos elétrons, e é conhecida como corrente de saturação de elétrons (I_{se}). O potencial onde a corrente pára de crescer e torna-se constante é denominado como potencial do plasma (V_p).

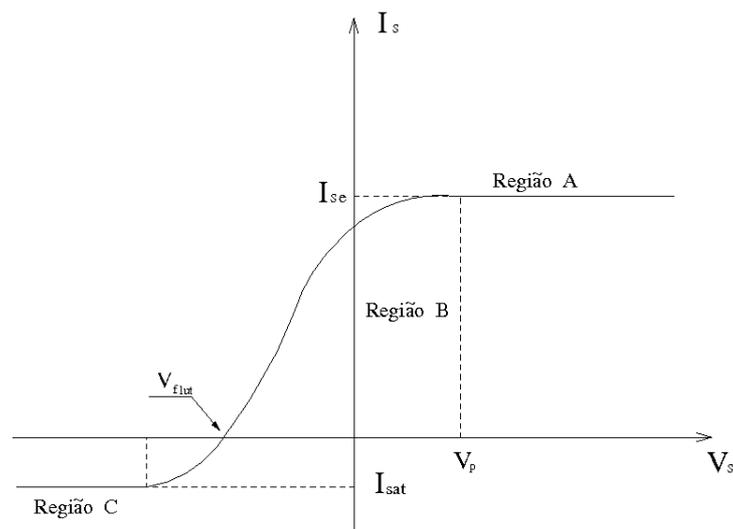


Figura 2.7: Curva Característica da sonda de Langmuir (sonda simples). Região A: Corrente de saturação eletrônica. Região B: Região de transição. Região C: Corrente de saturação iônica.

Na Fig.2.7 observam-se três regiões distintas (A), (B) e (C). A região (A) indica a corrente de saturação eletrônica e ocorre quando aumentamos a tensão na sonda. Como

a sonda agora tem um potencial positivo, este atrair os elétrons e quanto mais positiva a sonda estiver, mais elétrons serão capturados, chegando a uma região (A), onde ocorre a corrente de saturação de elétrons. A região (B) é intermediária entre as correntes de saturação dos íons e dos elétrons, e é conhecida como região de transição. Esta região fornece informações mais precisas da temperatura e densidade eletrônica. Na região (C) temos a sonda polarizada muito negativamente atraindo íons do plasma até um ponto de saturação. Mostramos também o potencial do plasma, acima do qual começa a ocorrer a saturação da corrente de elétrons. Para a região (B), a corrente na sonda é dada por [17]:

$$I_{sat} = I_{se} e^{\left[\frac{e(V_s - V_p)}{K_B T_e}\right]} \quad (2.2)$$

A relação entre o potencial flutuante e o potencial do plasma é aproximadamente dada por [17]:

$$V_p(V) \cong V_{flut}(V) + 3 \frac{K_B T_e}{e}, \quad (2.3)$$

(para $T_i \ll T_e$).

Uma aplicação importante desse diagnóstico é determinar a característica da turbulência na borda do plasma no tokamak. Para isso devemos medir a parte flutuante da densidade e do potencial do plasma, pois com estas grandezas calculamos os fluxos de partículas nessa região. Para se determinar as flutuações de densidade, medimos as flutuações de corrente de saturação iônica e, para determinar as flutuações de potencial, medimos as flutuações do potencial flutuante. As flutuações de temperatura introduzem erros na determinação da densidade e do potencial. Neste trabalho consideramos estas flutuações desprezíveis. Nestes casos as fórmulas que dão as flutuações serão:

$$\tilde{n} = \frac{\tilde{I}_{sat}}{\beta \sqrt{T_e}} \quad (2.4)$$

$$\tilde{V}_{flut} = \tilde{V}_p \quad (2.5)$$

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

As flutuações elétricas consideradas nesta tese foram medidas em três sondas simples [23]. A primeira mede o potencial flutuante em uma posição poloidal (V_{flut_1}), a segunda, o potencial flutuante numa outra posição poloidal (V_{flut_2}) (razão pela qual podemos aferir medidas espaciais sabendo a distância entre as sondas) e a terceira, a corrente de saturação iônica I_{sat} vistos na Fig.2.8.

2.3. SONDAS ELETROSTÁTICAS

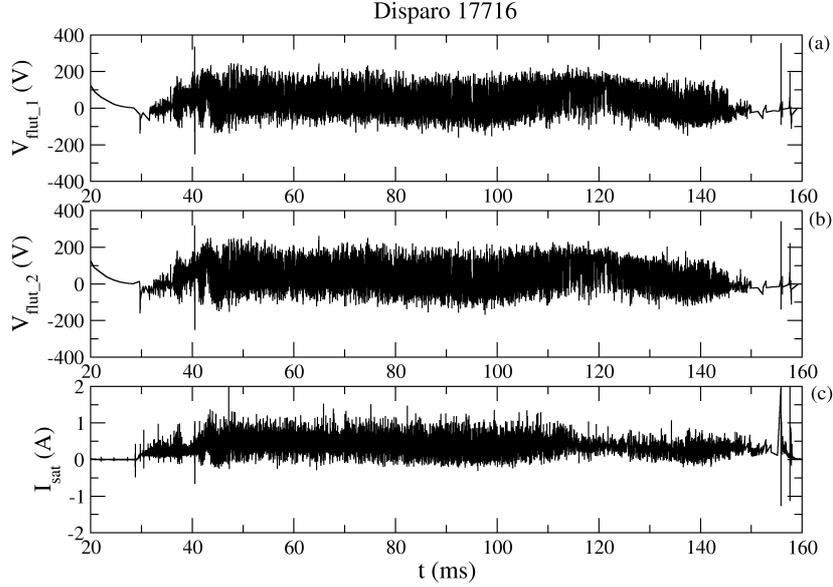


Figura 2.8: (a) e (b) Potenciais flutuantes medidos pela primeira sonda (V_{flut1}) e pela segunda sonda (V_{flut2}) respectivamente. (c) Corrente de saturação iônica medida pela terceira sonda I_{sat} . (Dados digitalizados com taxa de amostragem de 1 MHz)

Preparação dos sinais para a análise

Antes de se iniciar as medidas, faz-se um disparo acionado todos os campos elétricos e magnéticos de controle, confinamento e aquecimento, sem que seja injetado hidrogênio dentro da câmara do tokamak [24]. Esse fato se dá para verificar se os circuitos eletrônicos estão funcionando bem em se não há nenhuma interferência destes campos ou da rede elétrica nos sinais dos mesmos.

Após esta aferição tem-se a certeza que os sinais medidos são provenientes do plasma e não de ruídos espúrios, onde é constatado que o ruído do instrumento é pelo menos vinte vezes menor que o sinal gerado pelo plasma, o que garante uma boa relação sinal/ruído [24].

Os sinais medidos pelas sondas eletrostáticas são digitalizados com uma taxa de amostragem de 1 MHz (1 M sample/s), com frequência de Nyquist de 500 kHz. Notamos que os potenciais flutuantes 1 e 2 têm características de flutuações bem próximas, devido ao fato das duas sondas serem separadas por uma distância muito pequena ($d = 4,0$ mm).

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

$$\tilde{E}_\theta = -\nabla\tilde{V}_p \sim -\frac{\Delta\tilde{V}_{flut}}{d}, \quad (2.6)$$

onde d é a distância entre as duas posições das sondas [24].

Precisamos conhecer \tilde{n} e \tilde{E}_θ , pois nosso objetivo é calcular a perda de partículas por transporte (que será mostrado no próximo capítulo).

2.4 Bobinas de Mirnov

O sistema de bobinas de Mirnov, usado no tokamak TCABR [20], é composto de 22 bobinas construídas e instaladas dentro de invólucros de cerâmica montados em uma estrutura metálica. Essas bobinas foram colocadas dentro da câmara de vácuo do tokamak, formando um anel ao redor da coluna de plasma, na direção poloidal da máquina e distribuição angular levando em conta a geometria toroidal do plasma. O conjunto de bobinas estava a uma distância angular toroidal de 45° das sondas de Langmuir. Para este diagnóstico também foi construído um sistema eletrônico específico para a filtragem e amplificação dos sinais das bobinas, para serem, depois, digitalizados a uma taxa de amostragem de 250 kHz, e gravados através do sistema de aquisição de dados. Na Fig.2.9 tem-se a localização da seção das bobinas de Mirnov, a partir de uma vista superior do tokamak. Tal sistema é fundamental para o estudo e identificação das instabilidades que surgem durante o confinamento magnético de plasma, assim como a determinação da composição dos modos MHD de oscilação.

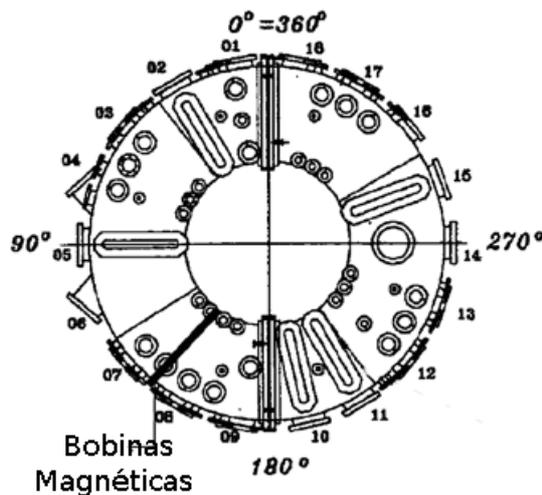


Figura 2.9: Desenho esquemático mostrando a localização das bobinas de Mirnov de uma vista superior do tokamak TCABR, que estão a uma distância angular toroidal de 45° das sondas de Langmuir.

A flutuação do campo magnético altera o fluxo através de cada bobina. Pela forma integral da lei de Faraday, podemos calcular a tensão elétrica induzida (V_{ind}) em uma

2.4. BOBINAS DE MIRNOV

bobina [18]:

$$V_{ind} = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot d\vec{S} \quad (2.7)$$

A existência destas oscilações é detectada pelo fluxo de campo magnético nas bobinas de Mirnov. Essas oscilações são captadas do início da descarga de plasma como podemos ver na Fig.2.10.

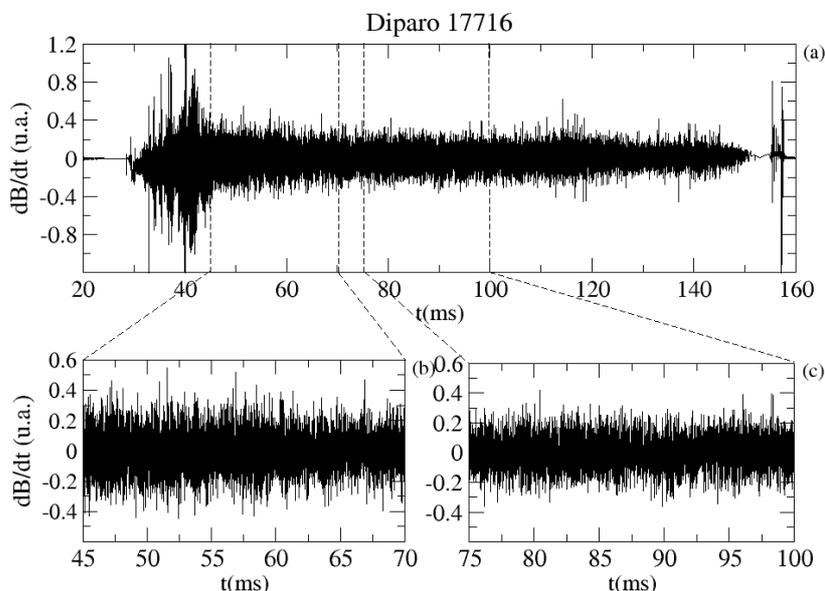


Figura 2.10: (a) Oscilações magnéticas medidas pelas bobinas de Mirnov referente ao disparo 17716. (b) Ampliação no intervalo entre 45 ms e 70 ms. (c) Ampliação no intervalo entre 75 ms e 100 ms.

A Fig.2.10, mostra em (a) as oscilações magnéticas (MHD) medidas por uma bobina de Mirnov, referente ao disparo 17716, com uma taxa de amostragem de 250 kHz (quatro vezes menor que a taxa de amostragem da corrente de saturação iônica e potencial flutuante, já comentados nesse capítulo); e em (b) e (c) temos as ampliações das regiões marcadas pelas linhas tracejadas. Esses intervalos são escolhidos pois referem-se aos intervalos com um platô na corrente de plasma [Fig.2.4(a)]. No TCABR as flutuações magnéticas possuem frequências da ordem de 10 kHz. Para as descargas utilizadas nos capítulos 5, 6 e 7, utilizamos um regime ondas a frequência dominante, quando se tem oscilações magnéticas altas, está em torno de 13 kHz.

2.5 Atividade MHD Alta

No tokamak TCABR, quando se tem o crescimento da atividade MHD, é observado um modo dominante com frequência da ordem de 10 kHz, podendo chegar a 13 kHz dependendo do tipo de regime analisado. Esse crescimento surge em alguns tipos de descarga elétrica no TCABR. Para um desses tipos de descarga elétrica (ou regime), relacionado com o crescimento lento da corrente de plasma, o crescimento da atividade MHD surge espontaneamente e a frequência se dá próximo de 13 kHz, visto nas Fig.2.11 e Fig.2.12. Iremos analisar a turbulência, nesse regime, nos capítulos 5 a 7 desta tese.

Outro tipo de descarga elétrica do TCABR, com atividade MHD alta [Fig.2.13], considerado nos capítulos 2 a 4, ocorre com o crescimento rápido da corrente de plasma [Figs.2.4]. Esse regime surge com a perturbação externa de um eletrodo e a frequência MHD observada é de 10 kHz. O eletrodo é colocado na borda do plasma [Fig.2.14], sendo polarizado com o uso de uma fonte de tensão. O campo elétrico radial, resultante da polarização do eletrodo, melhora o confinamento, levando o plasma ao modo H [26], de melhor confinamento do plasma. Iremos mostrar os dois regimes do plasma (subida rápida e subida lenta da corrente de plasma), mas lembrando que as análises nos capítulos 5 a 7 será sobre o regime de subida lenta onde temos o crescimento da atividade MHD de forma espontânea e não há a intervenção do eletrodo para esse regime.

A Fig.2.14 representa a seção reta da câmara de vácuo na posição toroidal onde o eletrodo foi colocado em relação ao plasma. O eletrodo tem 20 mm de diâmetro e 8 mm de espessura do disco. A parte frontal do disco pode ficar posicionada, sem que ocorra a ruptura do plasma, em até $r=16,0$ cm (2,0 cm dentro da coluna do plasma). A polarização positiva do eletrodo se dá entre 300 V a 400 V. Há referências em que se analisou disparo com várias polarizações do eletrodo, mesmo negativo [26].

2.5. ATIVIDADE MHD ALTA

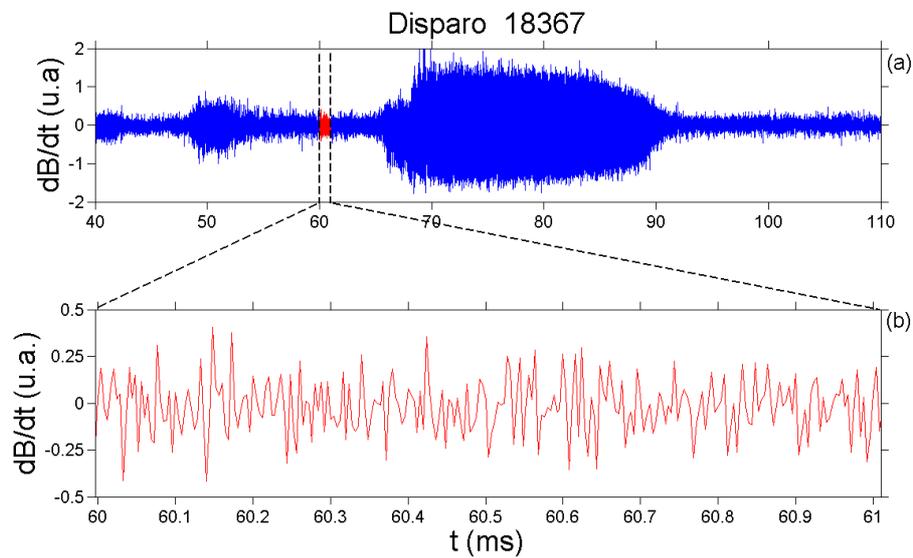


Figura 2.11: (a) Oscilações magnéticas medidas pelo sistema de bobinas de Mirnov do tokamak TCABR. (b) Ampliação das oscilações mostrando atividade MHD baixa, sem modo aparentemente dominante, no intervalo mostrado entre 60 ms e 61 ms.

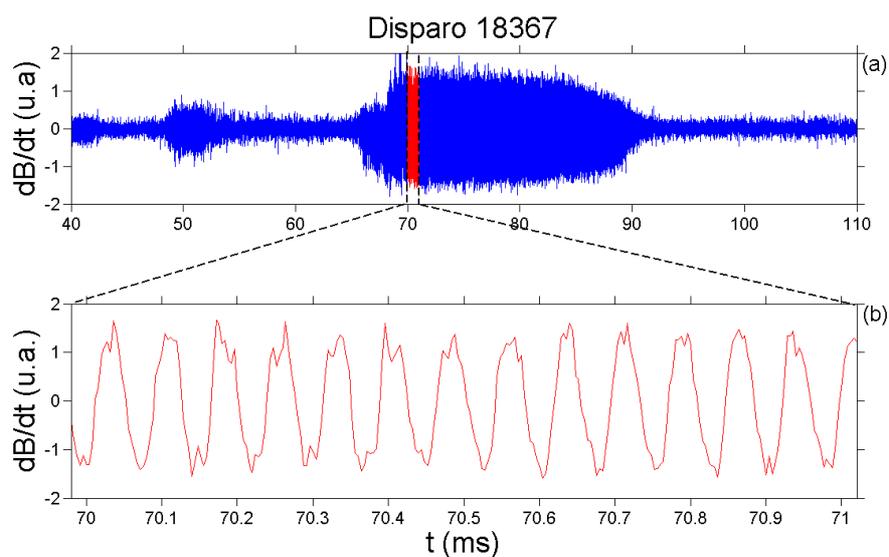


Figura 2.12: (a) Oscilações magnéticas medidas pelo sistema de bobinas de Mirnov do tokamak TCABR. (b) Ampliação das oscilações mostrando a atividade MHD alta, com modo dominante em 13 kHz, no intervalo mostrado entre 70 ms e 71 ms.

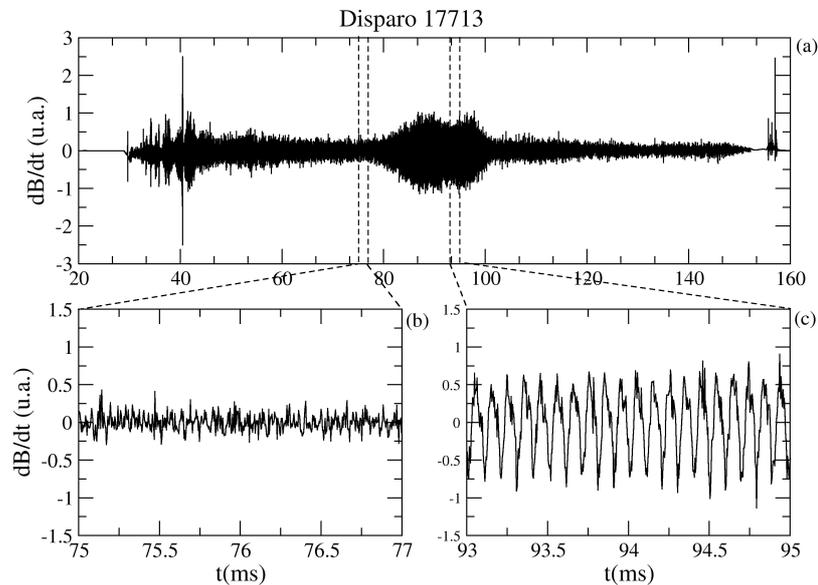


Figura 2.13: (a) Oscilações magnéticas medidas pelo sistema de bobinas de Mirnov do tokamak TCABR. Ampliação das oscilações da atividade MHD baixa (b) e alta (c) com modo dominante em 10 kHz (c).

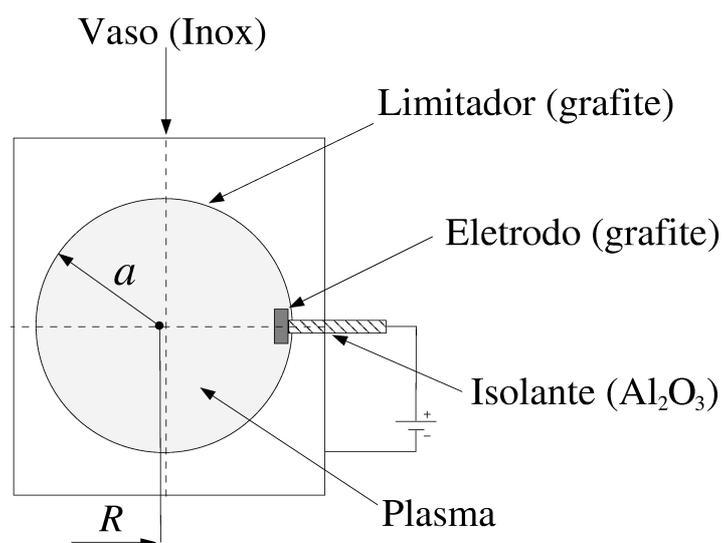


Figura 2.14: Secção da Câmara de Vácuo do TCABR, mostrando o posicionamento do eletrodo em relação ao plasma.

2.5. ATIVIDADE MHD ALTA

Capítulo 3

Análise Espectral e Transporte

3.1 Introdução

A técnica de análise espectral é muito eficiente para o estudo de ondas e turbulência [13, 14]. Ela serve para investigar desde ondas em fluidos e ondas sonoras até flutuações de parâmetros geofísicos. Com esta técnica pode-se identificar modos presentes no plasma, suas amplitudes, números de onda e frequências [39, 40]. Os parâmetros do plasma variam tanto no tempo quanto no espaço, tornando-se então necessário determinar as densidades espectrais como função da frequência f e do número de onda k .

Neste capítulo descrevemos a análise espectral das flutuações mencionadas no capítulo 2. Para essas flutuações introduzimos a transformada de Fourier, a transformada por Fourier janelada e a determinação do espectro em função do número de onda e frequência $S(k, f)$.

A intermitência é uma propriedade básica da turbulência. Isso significa que as características da turbulência (análise espectral, amplitude etc) variam com uma escala de tempo curto. Algumas técnicas de análise que contam com o acúmulo de dados sobre escalas de tempo mais largas que as escalas de tempo características, fazem uma média da dinâmica e apagam informações relevantes (como ocorre com a análise de Fourier). A técnica de análise por Fourier janelada completa a análise por Fourier e permite, em geral, uma interpretação semelhante, porém adiciona a resolução no tempo. Portanto, essa técnica numérica é adequada para analisar nossos sinais de flutuações que apresentam uma variação rápida de frequência durante curtos intervalos de tempo [40, 41].

3.2 Análise Espectral

Utilizando técnicas de correlação para estudar as flutuações, pode-se identificar a amplitude, frequência, fase e número de onda para cada onda presente no processo [42]. Embora as definições sejam introduzidas como funções contínuas, na prática os sinais das experiências analisadas são digitalizados e, portanto, discretos e de durações finitas.

A transformada de Fourier de uma função $x(t)$ e seu espectro de potência são dados por [13]:

$$X(f) = \int_0^T x(t)e^{-i2\pi ft} dt \quad (3.1)$$

$$P_x(f) = |X(f)|^2, \quad (3.2)$$

onde $x(t)$ é um sinal contínuo de flutuação com duração T . A transformada de Fourier para uma função discreta $x'[n]$ é dada por:

$$X'[l] = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x'[n]e^{-i2\pi nl/N}, \quad (3.3)$$

sendo N o número total de amostras e $x'[n]$ é a n -ésima amostra do sinal $x(t)$, medida com um intervalo Δt , como segue:

$$x'[n] = x[n\Delta t] \quad (3.4)$$

$$\Delta t = 1/f_s \quad (3.5)$$

onde $n = 0, 1, 2, \dots, N - 1$, e f_s é a frequência de amostragem do sinal num intervalo $T = N\Delta t$.

Podemos aproximar a integral (3.1) por:

$$X(f) = \sum_{n=0}^{N-1} x[n\Delta t]e^{-i2\pi fn\Delta t} \Delta t \quad (3.6)$$

onde dt foi aproximado pelo tempo de amostragem Δt , e t foi substituído por $n\Delta t$. Por sua vez, cada frequência f no espectro $X(f)$ é dada por $f = l\Delta f$ onde $\Delta f = 1/T$ é a banda de frequência. Podemos reescrever a equação (3.6) como:

$$X[l\Delta f] = \frac{T}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x[n\Delta t]e^{-i2\pi nl/N} \quad (3.7)$$

ou seja:

$$X[l\Delta f] = \frac{1}{\Delta f} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x[n\Delta t] e^{-i2\pi nl/N} \quad (3.8)$$

Logo a Transformada de Fourier para um sinal discreto corresponde então a :

$$X'[l] = X[l\Delta f]\Delta f \quad (3.9)$$

ou seja, $X'[l]$ é igual ao l -ésimo valor de $X[l\Delta f]$ multiplicado pela banda espectral Δf .

3.2.1 Auto-espectro de Potência

Para um processo aleatório representado por $x(t)$ de média zero, a função de autocorrelação é dada por:

$$R_{xx}(t, \tau) = \langle x(t)x^*(t - \tau) \rangle \quad (3.10)$$

onde τ é o tempo de autocorrelação, $\langle \dots \rangle$ é o valor médio e x^* e o complexo conjugado de $x(t)$.

A equação (3.10) pode ser escrita em termos da transformada inversa de Fourier do sinal $x(t)(X(f))$ da forma:

$$R_{xx}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle X(f_1)X^*(f_2) \rangle e^{i2\pi(f_1-f_2)t} e^{i2\pi f_2\tau} df_1 df_2. \quad (3.11)$$

Como estamos considerando um processo estacionário, $R_{xx}(t, \tau)$ deve ser independente do tempo, por isso devemos ter:

$$\langle X(f_1)X^*(f_2) \rangle = S_{xx}(f_1)\delta(f_1 - f_2) \quad (3.12)$$

onde

$$S_{xx} = \langle X(f)X^*(f) \rangle \quad (3.13)$$

é o auto-espectro de potência do sinal $x(t)$. Substituindo a Equação (3.13) em (3.11) e integrando com respeito a f_2 obtemos, após substituírmos f_1 por f :

$$R_{xx}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(f)e^{i2\pi f\tau} df. \quad (3.14)$$

Vemos que a função de autocorrelação e o auto-espectro de potência formam, num caso estacionário, um par de transformadas de Fourier. Devido a simetria $X(f) = X^*(-f)$, o auto-espectro de potência é dado por [13]:

$$P_{xx}(f) = 2\langle X(f)X^*(f) \rangle_M \text{ para } f \geq 0 \quad (3.15)$$

3.2. ANÁLISE ESPECTRAL

onde $\langle \dots \rangle_M$ denota o valor médio de S_{xx} para M realizações. Portanto $P_{xx}(f)$ indica a potência associada às componentes de frequência com largura de banda Δf .

3.2.2 Espectro de Potência Cruzado

O espectro de potência cruzado é uma função que permite investigar a relação linear entre duas quantidades flutuantes. Dados dois sinais de flutuações $x(t)$ e $y(t)$, podemos definir o espectro cruzado de potência como sendo:

$$S_{xy}(f) = X(f)Y^*(f) \quad (3.16)$$

Esta grandeza é a transformada de Fourier de função de correlação cruzada R_{xy} do sinal x com o sinal y e mede o grau de covariância entre os mesmos. P_{xy} é então:

$$P_{xy}(f) = 2\langle S_{xy} \rangle_M \text{ para } f \geq 0, \quad (3.17)$$

onde M é o número de realizações. Esta quantidade é um número complexo e pode ser escrito como:

$$P_{xy}(f) = |P_{xy}(f)|e^{i\theta_{xy}(f)} \quad (3.18)$$

onde

$$\theta_{xy}(f) = \theta_x(f) - \theta_y(f) \quad (3.19)$$

é o espectro de fase cruzado, e representa uma medida direta das características dispersivas do sistema. Pela relação acima se nota que o espectro cruzado de potência preserva a informação sobre as fases de cada sinal sob a forma de uma diferença de fase. Se os sinais x e y são medidos por duas sondas separadas entre si por uma distância d , esta diferença de fase é dada por:

$$\theta_{xy}(f) = k(f)d. \quad (3.20)$$

Então uma forma de se estimar o número de onda local consiste em dividir o espectro de fase por d e determinar o espectro de número de onda $k(f)$.

3.2.3 Aplicações às Flutuações do TCABR

Iremos mostrar, nessa seção, aplicações da análise espectral por Fourier. Para isso, escolhemos, como exemplo de análise, as flutuações eletrostáticas de um disparo típico

CAPÍTULO 3. ANÁLISE ESPECTRAL E TRANSPORTE

do plasma do tokamak TCABR (N° 17713). Para este disparo o eletrodo é acionado no instante $t=70$ ms e é desligado em $t=100$ ms. As sondas de Langmuir [Fig.2.5], para esse disparo, estão posicionadas em $r=17,0$ cm, região de borda do plasma.

A Fig.3.1(a) mostra o sinal do potencial flutuante do plasma selecionado (em vermelho) entre 55 ms e 71 ms. Notamos que a média das amplitudes das flutuações eletrostáticas do potencial flutuante não sofre uma mudança abrupta no tempo (constante no tempo). Em 3.1(b) observa-se o auto-espectro de potência do potencial flutuante, onde a taxa de amostragem é de 1 MHz. É interessante notar que a potência é maior para as frequências mais baixas e diminui com uma lei do tipo exponencial conforme a frequência aumenta. Restringimos o gráfico para mostrar somente as frequências até 200 kHz, pois acima dessa frequência não há mais modos com potência significativa.

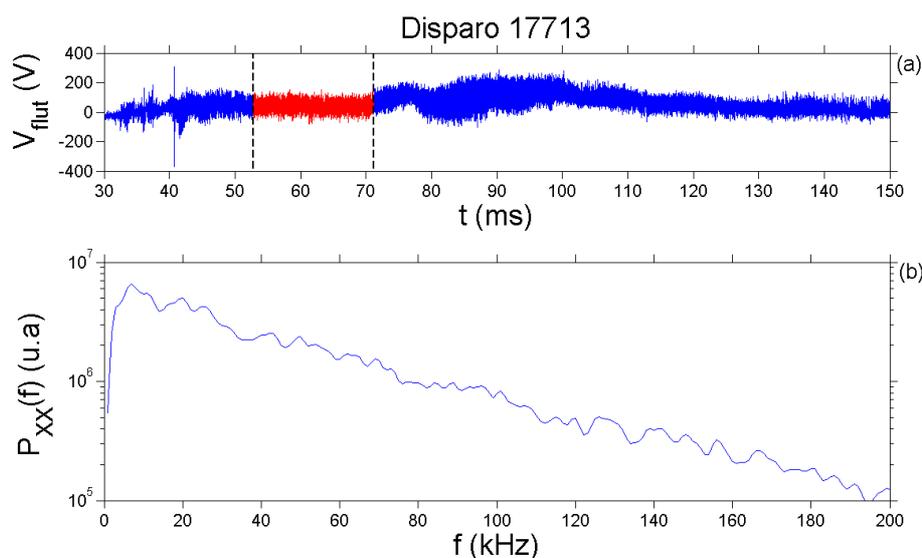


Figura 3.1: (a) Sinal temporal do Potencial Flutuante do disparo 17713 ($r=17,0$ cm) e o intervalo de tempo entre 55 ms a 72 ms analisado (vermelho). (b) Auto-espectro de potência do intervalo analisado com taxa de amostragem de 1 MHz.

A Fig.3.2(a) mostra o sinal do potencial flutuante do plasma analisado (em vermelho) entre 80 ms e 100 ms. Notamos que as amplitudes do potencial flutuante, nesse intervalo, sofrem variações na média móvel, diferentemente do intervalo anteriormente analisado. Na Fig.3.2(b) observa-se o auto-espectro de potência do potencial flutuante. Notamos o surgimento de um modo, em torno de $f \sim 10$ kHz, com uma amplitude que se destaca em relação às demais frequências existentes nesse intervalo. Nesse caso, ocorreu a intervenção do eletrodo [Fig.2.14], na borda da coluna de plasma. O surgimento desse modo com frequência em torno de 10 kHz indica a ocorrência do crescimento da atividade MHD,

3.3. ANÁLISE TRANSFORMADA DE FOURIER JANELADA

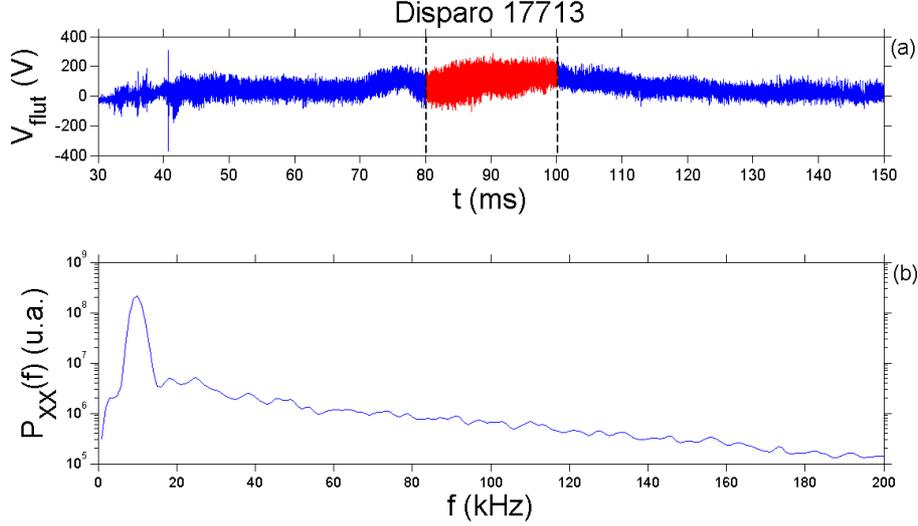


Figura 3.2: (a) Sinal temporal do Potencial Flutuante do disparo 17713 ($r=17,0$ cm) e o intervalo de tempo entre 80 ms a 100 ms analisado (vermelho). (b) Auto-espectro de potência (taxa de amostragem de um MHz) do intervalo analisado.

comentado na seção 2.5. É interessante notar que, mesmo com o surgimento de um pico em 10 kHz (pelo crescimento da atividade MHD), mantém-se um decaimento do tipo exponencial, para as demais frequências (fundo de frequências), na relação entre a amplitude do espectro de potência e a frequência, como observamos para a região onde não há crescimento da atividade MHD.

3.3 Análise Transformada de Fourier Janelada

Apresentamos, nesta seção, uma breve introdução sobre a Transformada de Fourier Janelada [43], que nos proporciona informações sobre as alterações das flutuações durante o intervalo total considerado.

Assim, foi introduzido, nas análises dos sinais do TCABR, a Transformada de Fourier Janelada (TFJ), que consiste em dividir o sinal em regiões (janelas) e aplicar a Transformada de Fourier a cada uma delas. Matematicamente, a TFJ de um sinal discreto $x(n)$ é dada por [43]:

$$F(p, \omega) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n)\omega(n-p)e^{-i\omega n} \quad (3.21)$$

onde $\omega(n)$ é uma função de janelamento, responsável pela delimitação do trecho que

CAPÍTULO 3. ANÁLISE ESPECTRAL E TRANSPORTE

está sendo considerado no sinal temporal. A posição da janela dentro do sinal é dada pelo parâmetro p . A título de ilustração, a Fig.3.3 mostra um sinal dividido por duas janelas de 5 ms onde cada janela transladada no tempo, com passo de 2,5 ms em 2,5 ms, no intervalo considerado.

Uma dificuldade na análise por Fourier Janelada é a escolha do intervalo para a função de janelamento. Suponha, por exemplo, que sejam usadas janelas retangulares com M variáveis n . Então, cada janela dá origem à M coeficientes de Fourier e, portanto, a preservação do número total de N variáveis requer o uso de N/M janelas. Nota-se que aumentando M , melhora-se a análise de cada janela (maior número de coeficientes de Fourier), mas perde-se resolução espacial (menor número de janelas) [43].

Uma escolha conveniente da largura da função janelada dos sinais do tokamak TCABR foi de 0,5 ms para as análises. Essa escolha foi tomada a partir da necessidade de se observar mais os efeitos de longa duração, como crescimentos de atividades MHD no plasma, do que efeitos de curta duração, como intermitências e *bursts* (com picos de duração em torno de $\sim 50 \mu s$).

A análise por Fourier Janelada completa a análise por Fourier e permite, em geral, uma interpretação semelhante; porém amplia a análise citada, adicionando a resolução no tempo. Portanto, esta técnica numérica é adequada para analisar nossos sinais de flutuações do plasma do TCABR.

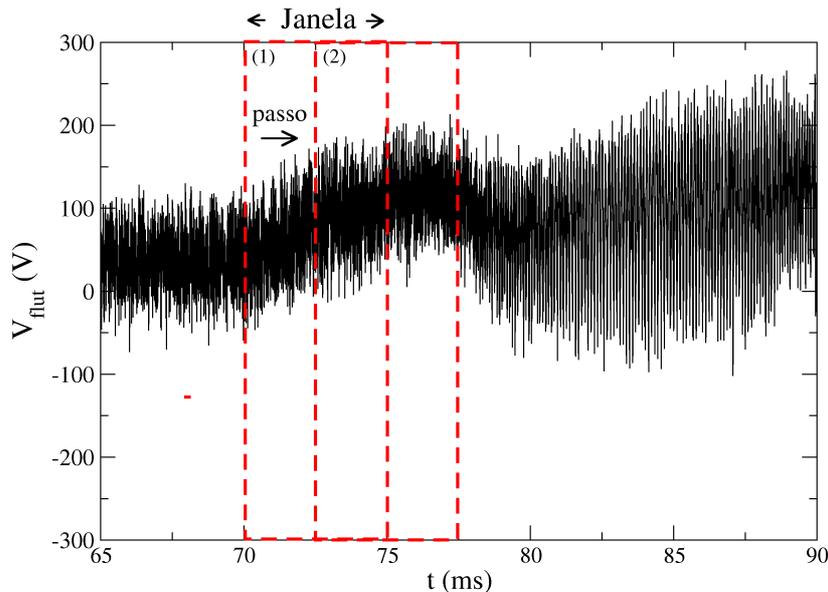


Figura 3.3: Potencial Flutuante do disparo 17713, mostrando, nessa ilustração, o processo de análise por Transformada de Fourier Janelada.

3.3. ANÁLISE TRANSFORMADA DE FOURIER JANELADA

3.3.1 Aplicações às Flutuações do TCABR

Aplicamos o método da análise por Fourier janelada no sinal temporal das bobinas de Mirnov (dB/dt), para mostrar a evolução das atividades MHD, no intervalo com baixa atividade MHD e com alta atividade MHD, do disparo 17713. Os sinais do potencial flutuante (V_{flut}) e da corrente de saturação iônica (I_{sat}), nas regiões com atividade MHD baixa e alta, também são mostradas com a análise por Fourier janelada, com o propósito de observamos a sincronização e a influência das oscilações magnéticas na turbulência eletrostática.

A Fig.3.4(a) mostra as oscilações magnéticas tomadas pelas bobinas de Mirnov cuja disposição no tokamak e discussão pode ser vista na Fig.2.9, onde temos em (a) a série temporal das oscilações magnéticas e em (b) a transformada por Fourier janelada (no eixo das abcissas temos o tempo e no eixo das ordenadas a frequência, a grade de cinza indica a potencia de cada frequência). Observamos que as oscilações magnéticas estão presentes em toda a duração do disparo. A figura está dividida em dois intervalos para análise. Quanto ao primeiro intervalo, entre 50 ms e 75 ms, há uma atividade MHD baixa, com amplitude pequena das oscilações magnéticas. No segundo intervalo, entre 75 ms e 105 ms, há um aumento considerável da amplitude das oscilações magnéticas (crescimento da atividade MHD), com uma frequência em torno de 10 kHz (faixa escura), que tem início em torno de $t \sim 80$ ms. A atividade se mantém alta até ~ 100 ms.

Analizamos como variam as frequências das oscilações magnéticas, nos intervalos considerados [Fig.3.4(b)]. Notamos que em torno de 80 ms surge uma faixa de frequência de 10 kHz, que se mantém até aproximadamente 100 ms. A figura ainda mostra a existência de um segundo modo em torno de 20 kHz, neste mesmo intervalo. Possivelmente o segundo modo é um harmônico do modo fundamental de 10 kHz. A largura da função janelada foi de 0,5 ms (como nas figuras a seguir).

Na Fig.3.5(a) observa-se o potencial flutuante (disparo 17713), onde a região em vermelho, escolhida entre 50 ms e 105 ms, é analisada por Fourier Janelada (nos intervalos entre linhas tracejadas). Fica claro, nesse intervalo, que ocorre uma mudança no comportamento das flutuações do potencial flutuante, ao longo do tempo. Em (b) temos o espectrograma da região selecionada (em vermelho) do potencial flutuante. A informação temporal, dada pela análise por Fourier Janelada (com função janelada de 0,5 ms), do modo dominante com frequência em torno de 10 kHz, ocorre de 80 ms até 100 ms.

Observamos que existe uma sincronização entre as oscilações magnéticas e as flutuações eletrostáticas, quando ocorre o crescimento da atividade MHD no plasma. O modo dominante de 10 kHz, captado pelas bobinas de Mirnov (oscilações magnéticas), é também observado nas flutuações eletrostáticas, visto no espectrograma do potencial flutuante.

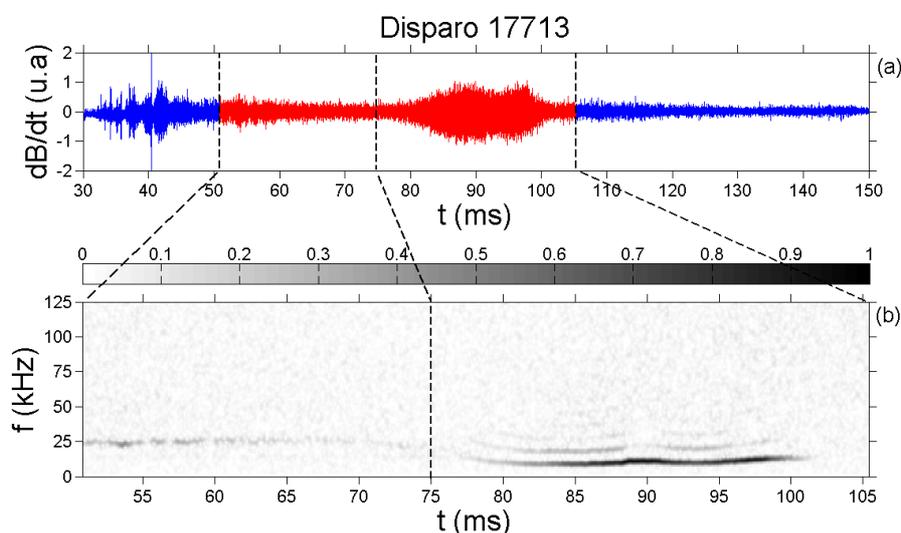


Figura 3.4: (a) Oscilações magnéticas do disparo 17713 com a região em vermelho escolhida para a análise. (b) Espectrograma das oscilações magnéticas da região em vermelho de (a).

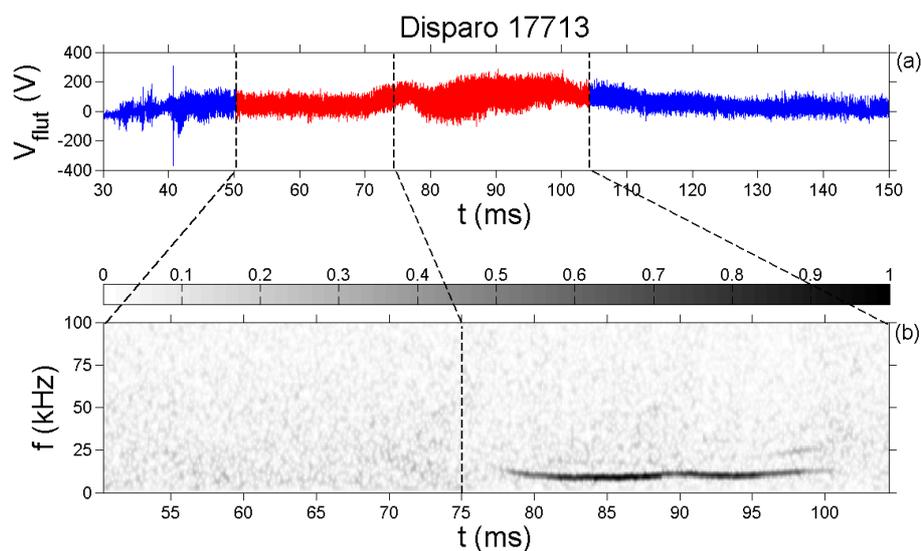


Figura 3.5: (a) Potencial flutuante do disparo 17713 com a região em vermelho escolhida para a análise. (b) Espectrograma do potencial flutuante da região em vermelho de (a).

Com a análise por Fourier Janelada conseguimos visualizar a evolução da intensidade do modo de 10 kHz e da sua frequência. Observamos também um aumento da intensidade em aproximadamente 85 ms e logo em seguida uma diminuição dessa intensidade em

3.3. ANÁLISE TRANSFORMADA DE FOURIER JANELADA

aproximadamente 90 ms, que torna a crescer em 94 ms. Outro aspecto importante dessa análise é observarmos o surgimento dos harmônicos da frequência fundamental de 10 kHz, com intensidade baixa, entre 95 ms e 100 ms.

Na Fig.3.6(a) observamos a corrente de saturação iônica do disparo 17713 e em (b) o espectrograma da corrente de saturação iônica. Observamos uma faixa em aproximadamente 10 kHz devido ao crescimento da atividade MHD no intervalo de 78 ms a 98 ms.

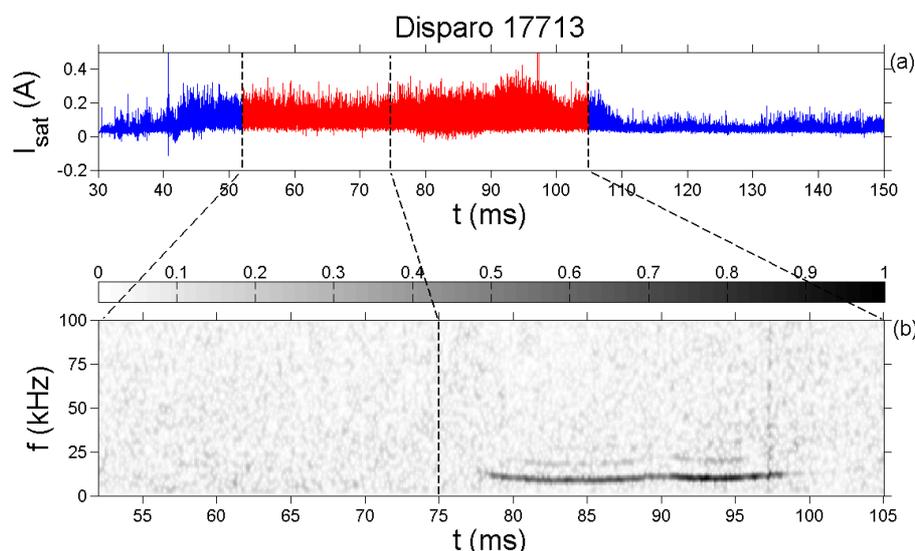


Figura 3.6: (a) Corrente de saturação iônica do disparo 17713 com a região em vermelho escolhida para a análise. (b) Espectrograma da corrente de saturação iônica da região em vermelho de (a).

Interessante notarmos que na faixa de frequência em torno de ~ 10 kHz, no intervalo de tempo compreendido entre ~ 78 ms e ~ 100 ms, a amplitude das oscilações magnéticas torna-se mais intensa em $t \sim 90$ ms [Fig.3.4(b)], diferentemente da intensidade, no mesmo instante de tempo e para o mesmo modo, visto no espectrograma para a corrente de saturação iônica e para o potencial flutuante, vistos respectivamente nas Figs. 3.6(b) e 3.5(b).

Mostramos que a análise por transformada de Fourier janelada nos traz a informação da evolução dos modos presentes no sinal. A relação da amplitude (e a intensidade) das flutuações é vista pela grade de cinza.

3.4 Espectro de Transporte

Para se compreender a importância de se analisar tais flutuações basta lembrar que a interação entre as flutuações do campo elétrico poloidal (E_θ) e o campo magnético toroidal (B_φ) provoca uma deriva nas partículas $\vec{v} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ e faz com que as partículas adquiram velocidade radial, ou seja, que se desloquem gerando um fluxo de partículas para fora do plasma (perda por transporte de partículas). Essa velocidade radial é calculada da seguinte forma:

$$\tilde{\nu}_r = \frac{\tilde{E}_\theta \cdot B_\varphi}{B_\varphi^2} \implies \tilde{\nu}_r = \frac{\tilde{E}_\theta}{B_\varphi} \quad (3.22)$$

O transporte, nesse caso, é definido como a média da multiplicação das flutuações de densidade eletrônica (\tilde{n}) com as flutuações da velocidade radial ($\tilde{\nu}_r(t)$) das partículas, e é dado por [13, 14]:

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{\nu}} = \langle \tilde{n}(t)\tilde{\nu}_r(t) \rangle \quad (3.23)$$

onde $\langle \dots \rangle$ representa o valor médio em um intervalo de tempo e só é diferente de zero quando há correlação entre as flutuações de densidade do plasma e as flutuações da velocidade radial das partículas. Então, substituindo 3.22 em 3.23 temos:

$$\Gamma_{\tilde{n}\tilde{E}} = \frac{\langle \tilde{n}(t)\tilde{E}_\theta(t) \rangle}{B_\varphi} \quad (3.24)$$

É importante relacionar as flutuações, medidas experimentalmente, ao transporte de plasma [44]. O fluxo radial médio de partículas num tokamak é [39, 52]:

$$\Gamma = \langle \tilde{n}(t), \tilde{\nu}_r(t) \rangle_t = \frac{1}{B_\varphi} \langle \tilde{n}(t), \tilde{E}_\theta(t) \rangle_t = Re\left[\frac{1}{B_\varphi} \int_{-\infty}^{\infty} P_{nE}(f)df\right] \quad (3.25)$$

Assim o fluxo total médio de partículas é dado por:

$$\Gamma = \frac{2}{B_\varphi} Re\left[\int_0^{\infty} P_{nE}(f)df\right] \quad (3.26)$$

Devido à simetria do espectro de potência cruzado ($P_{nE}(f) = P_{nE}^*(-f)$), temos:

$$\Gamma = \frac{2}{B_\varphi} Re\left[\int_0^{\infty} P_{nE}(f)df\right], f \geq 0; \quad (3.27)$$

Temos Γ como sendo a função do fluxo total com dimensão de partículas por unidades de tempo, frequência e área, onde $P_{nE}(f)$ é o espectro cruzado de potência entre as flutuações de densidade e as do campo elétrico toroidal.

3.4. ESPECTRO DE TRANSPORTE

Definimos a expressão:

$$T(f) = \frac{2}{B_\varphi} \text{Re} [P_{nE}(f)] \quad (3.28)$$

como sendo a densidade espectral de transporte em função da frequência $T(f)$. Na Fig.3.7 observamos a densidade espectral de transporte para dois intervalos, diferenciadas pelas cores azul e vermelho, sem e com o crescimento da atividade MHD respectivamente, do disparo 17713 ($r=17,0$ cm). Em azul observamos o espectro em função da frequência, no intervalo entre 50 ms e 70 ms (atividade MHD baixa) e em vermelho observamos o espectro no intervalo entre 80 ms e 100 ms (crescimento da atividade MHD modulado em 10 kHz).

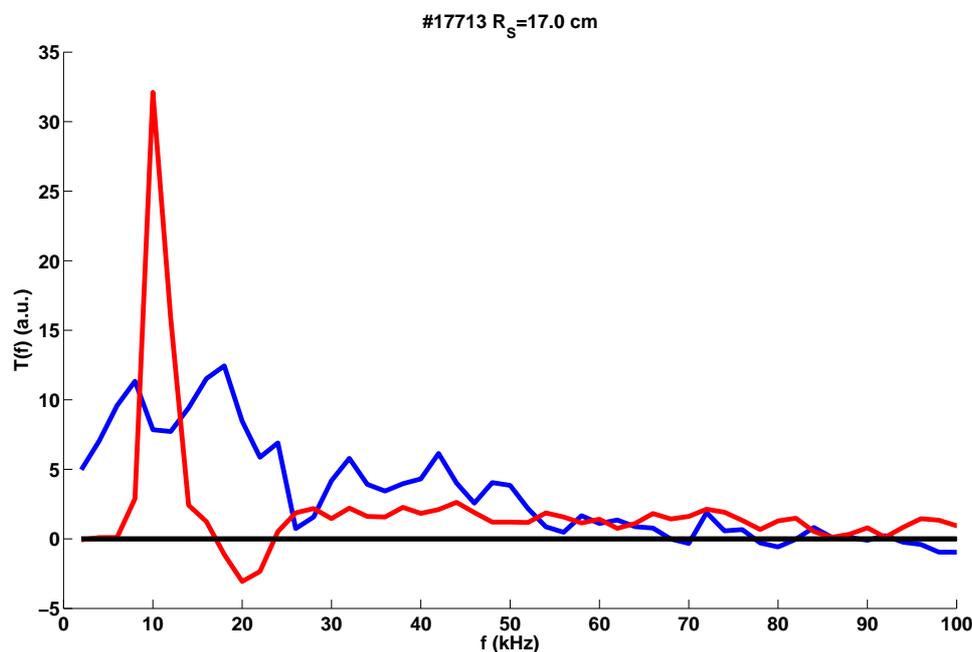


Figura 3.7: Densidade espectral do transporte em função da frequência para os dois intervalos com atividade MHD baixa e alta, respectivamente, em azul e vermelho, do disparo 17713 ($r=17.0$ cm).

Na análise do espectro de transporte correspondente ao intervalo de tempo entre 80 ms e 100 ms (vermelho), notamos a existência de uma quantidade significativa ($T(f) \approx 32$ a.u.) do transporte correspondente à frequência em aproximadamente 10 kHz (modo dominante MHD). Para o gráfico da Fig.3.7 nota-se que não há um pico de transporte

(em azul), equivalente ao visto na curva em vermelho, para o intervalo de tempo entre 50 ms e 70 ms (atividade MHD baixa), mesmo assim observamos que o transporte, entre as frequências 0 kHz e 25 kHz, é significativamente maior ($T(f) \approx 10$ u.a.) que para as demais frequências.

O transporte está fortemente ligado às flutuações com frequências mais baixas e é pequeno para as frequências mais altas (acima de 60 kHz).

3.5 Espectro em Número de Onda e Frequência $S(k, f)$

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

Para obtermos o espectro do número de onda e frequência, $S(k, f)$, mede-se as flutuações em dois pontos [53], separados por uma distância d , baseada na consideração de que, em um meio turbulento, existe uma relação estocástica entre o número de onda e a frequência.

Para calcularmos essa relação, os sinais flutuantes ($x_1(t)$ e $x_2(t)$), provenientes das duas sondas de Langmuir, separadas por uma distância $d = 4$ mm, são divididos em M intervalos adjacentes com N pontos cada um. Para cada par correspondente dos M intervalos são calculados os espectros de potência P_{xx} e P_{yy} , a média da função espectral $\bar{S}(f)$ e o número de onda $k(f)$. A potência $\bar{S}(f)$ associada a estas flutuações será dada pela média entre as duas potências calculadas. O número de onda local k é calculado para cada realização conforme a Eq.3.20:

$$k^l(f) = \frac{\theta_{xy}^l(f)}{d} \quad (3.29)$$

onde θ_{xy}^l é o espectro de fase entre os dois sinais para uma dada realização l .

Como o espectro de fase pode assumir qualquer valor entre $-\pi$ e π , então o número de onda está restrito ao intervalo $[-\frac{\pi}{d}, \frac{\pi}{d}]$. Desta maneira podemos associar, para cada instante de tempo, um número de onda e uma frequência.

O procedimento para determinar $S(k, f)$ se dá desta forma: para cada frequência f escolhe-se um intervalo Δk do número de onda e somamos todas as potências associadas aos valores do número de onda entre $-\frac{\pi}{d}$ e $-\frac{\pi}{d} + \Delta k$, obtendo assim a primeira coluna de $S(k, f)$. Repetimos o processo para $-\frac{\pi}{d} + \Delta k$ e $-\frac{\pi}{d} + 2\Delta k$, obtendo assim a segunda coluna da matriz de $S(k, f)$. Continuamos este procedimento até que tenhamos varrido todos os valores possíveis do número de onda e frequência, completando a matriz $S(k, f)$.

3.5. ESPECTRO EM NÚMERO DE ONDA E FREQUÊNCIA $S(K, F)$

O procedimento que acabamos de descrever é idêntico ao procedimento de construção de um histograma, com largura de sua célula igual à Δk , para cada valor fixo da frequência f . Costuma-se calcular e graficar o espectro $S(k, f)$ apenas para frequências positivas. Neste caso, k pode ser positivo ou negativo. Valores positivos de k indicam ondas se propagando na direção de x positivo com velocidade de fase ω/k , e valores de k negativos indicam propagação no sentido negativo. As contribuições das componentes negativas das frequências são tomadas em consideração multiplicando por fator dois, como foi feito ao formularmos a estimativa espectral dos espectros de potência lineares. Dado $S(k, f)$ podemos determinar os espectros em frequência $S(f)$ e em número de onda $S(k)$, dados respectivamente por:

$$S(f) = \sum_k S(k, f) \quad (3.30)$$

$$S(k) = \sum_f S(k, f) \quad (3.31)$$

Vamos obter $S(k, f)$ para os dados do plasma do tokamak TCABR, em dois intervalos distintos. O primeiro com atividade MHD baixa e o segundo intervalo com atividade MHD alta. As nossas medidas foram feitas com sondas separadas (por uma distância $d = 0,4$ cm) na direção poloidal. Com isso, determinamos somente os números de onda nessa direção.

A Fig.3.8, mostra as curvas de nível do espectro $S(k, f)$ das flutuações do potencial flutuante, do disparo 17713, no intervalo com baixa atividade MHD, onde no eixo da ordenada temos as frequências e no eixo da abscissa temos o número de onda, sendo a grade de cor (desde o azul, mais baixo, até o vermelho, mais alto) indicado pela intensidade do espectro $S(k, f)$. Notamos que os modos dominantes do espectro de potência das flutuações do potencial flutuante concentram-se predominantemente abaixo de 30 kHz. Os números de onda dos modos dominantes estão entre $k \sim -1 \text{ cm}^{-2}$ até $k \sim 1 \text{ cm}^{-2}$. Essas larguras no espectro $S(k, f)$ indicam uma relação de dispersão alta o que pode indicar um nível de turbulência alto.

Nessa mesma figura, observamos um ajuste por uma função linear (reta contínua em preto) indicando a velocidade de fase (inclinação da reta) dada pela fórmula $V_{ph} = 2\pi f/k$. Vemos que a velocidade, nesse intervalo com baixa atividade MHD é positiva. O ajuste, da média da velocidade de fase (reta), foi dado pelas médias dos números de onda, calculados para cada frequência (pontos pretos).

A Fig.3.9, mostra as curvas de nível do espectro $S(k, f)$ das flutuações do potencial flutuante, do disparo 17713, no intervalo com alta atividade MHD. Notamos agora que os modos do espectro de potência das flutuações do potencial flutuante se concentraram

CAPÍTULO 3. ANÁLISE ESPECTRAL E TRANSPORTE

predominantemente em torno de 10 kHz, com os números de onda entre $k \sim -0.25 \text{ cm}^{-1}$ e $k \sim 0.25 \text{ cm}^{-1}$. A relação entre o número de onda e a frequência sofreu uma modificação, com o crescimento da atividade MHD, com os modos mais concentrados do que no espectro $S(\vec{k}, f)$ analisado no intervalo com baixa atividade MHD. Nesse gráfico, observamos dois ajustes de funções lineares (retas em preto) indicando a velocidade de fase (inclinação da reta). O primeiro ajuste mostra uma velocidade de fase negativa (reta contínua preta), dado pela média das velocidades de todo o espectro de frequência (fundo de frequência). O segundo ajuste (linha tracejada) mostra uma velocidade que se ajusta com o número de onda quase em zero, para a banda de frequência em torno de 10 kHz.

3.5. ESPECTRO EM NÚMERO DE ONDA E FREQUÊNCIA $S(K, F)$

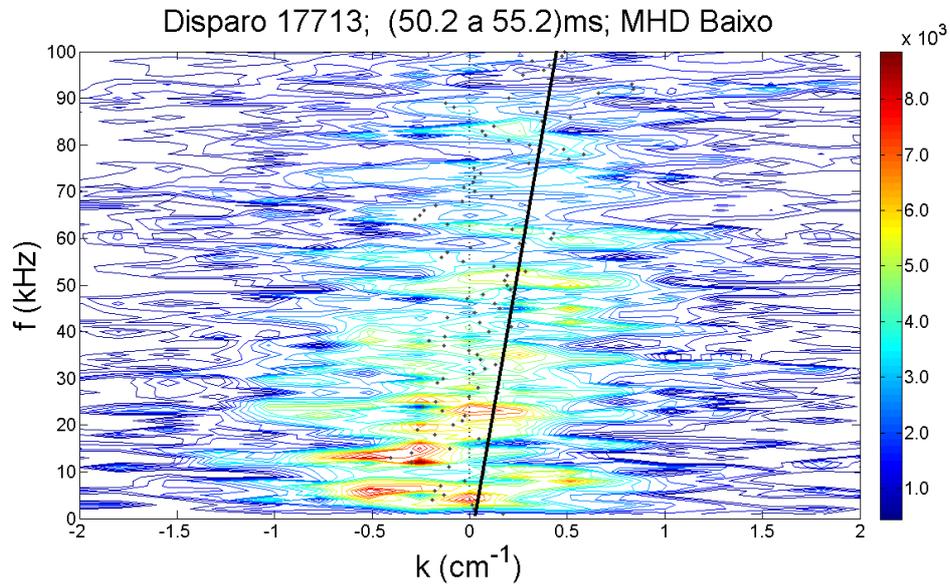


Figura 3.8: Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência do potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD baixa. A inclinação da reta, em preto, indica a média da velocidade de fase.

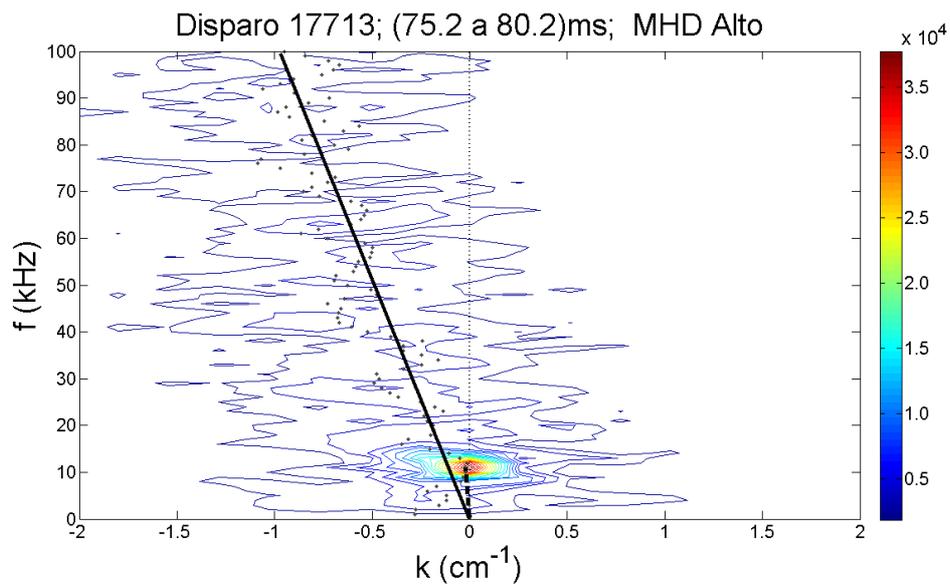


Figura 3.9: Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência do potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD alta. A inclinação da reta, em preto, indica a média da velocidade de fase.

CAPÍTULO 3. ANÁLISE ESPECTRAL E TRANSPORTE

Os ajustes das médias das velocidades de fase (retas), foram dados pelas médias dos números de onda, para cada frequência (pontos pretos). A partir das análises mostradas dos espectros $S(k, f)$, dos sinais temporais do TCABR nos intervalos com baixa e alta atividade MHD, notamos uma mudança no comportamento turbulento na região de borda do plasma. Aqui não podemos afirmar que o comportamento turbulento aumentou ou diminuiu, só podemos afirmar que ocorreu uma mudança pelo crescimento da atividade MHD, onde observamos a estrutura MHD restringindo sua potência em 13 kHz, mas ainda existe todo o fundo de frequências que não é observado na figura pela mudança de escala (ver grade de cor), que ocorre entre o intervalo com atividade MHD baixa e alta.

3.5. ESPECTRO EM NÚMERO DE ONDA E FREQUÊNCIA $S(K, F)$

Capítulo 4

Análise Espectral Não Linear

4.1 Introdução

No capítulo anterior aplicamos a análise espectral das flutuações, sem considerar qualquer acoplamento entre os modos existentes em meios turbulentos do plasma. Entretanto, essa superposição de modos lineares não é capaz de explicar como ondas, inicialmente instáveis, numa região limitada de frequência e número de onda, podem gerar um espectro turbulento, que se estende numa vasta gama de frequência e número de onda [54]. O surgimento ou desaparecimento dos modos das flutuações está relacionado com o acoplamento de modos lineares e, para analisá-los, é necessário o conhecimento das funções de correlação de ordem superior [55].

Neste capítulo trataremos especificamente de funções de correlação triplas, que envolvem o valor esperado do produto de três séries temporais. Essas funções recebem o nome de funções de bicorrelação.

Iremos também introduzir o autobiespectro de um sinal $x(t)$ e a sua auto-bicoerência [56]. Mostraremos também as relações de simetria do autobiespectro [13] e como facilitam o cálculo das funções mencionadas. Em seguida definiremos o biespectro cruzado e a bicoerência cruzada, funções que medem o acoplamento quadrático existente entre dois sinais de flutuações.

4.2 Análise Biespectral

Na análise biespectral a relação de fase entre as oscilações de frequências f_1 , f_2 e $f_1 + f_2$ foram consideradas com o objetivo de avaliar a existência de acoplamentos quadráticos envolvendo esses modos. A importância de se considerar a coerência de fase é que o acoplamento quadrático de dois modos com frequências f_a e f_b , dá origem a modos com

4.2. ANÁLISE BIESPECTRAL

freqüências $f_a + f_b$ e $f_a - f_b$ cuja oscilação é exatamente igual a dos modos não acoplados nessas freqüências, exceto pelo fato de haver coerência de fase com os modos de freqüências f_a e f_b .

4.2.1 Autobiespectro de potência

A função de bicorrelação para um sinal $x(t)$ é dada por [13]:

$$R_{xxx}(t, \tau_1, \tau_2) = \langle x(t)x^*(t - \tau_1)x^*(t - \tau_2) \rangle \quad (4.1)$$

onde τ_1 e τ_2 são dois intervalos de tempo de correlações diferentes. Para o caso estacionário em que estas funções tornam-se independentes do tempo temos:

$$R_{xxx}(\tau_1, \tau_2) = \langle x(t)x^*(t - \tau_1)x^*(t - \tau_2) \rangle \quad (4.2)$$

Em particular, quando $\tau_1 = \tau_2 = 0$ e para x real:

$$R_{xxx}(0, 0) = \langle x^3(t) \rangle, \quad (4.3)$$

ou seja, a função de autocorrelação para $\tau_1 = \tau_2 = 0$ é igual ao valor médio do cubo de $x(t)$. A Eq.4.1 pode ser escrita em termos da transformada inversa de Fourier como:

$$R_{xxx}(t, \tau_1, \tau_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} df_0 df_1 df_2 \langle X(f_0)X^*(f_1)X^*(f_2) \rangle x e^{i2\pi(f_0 - f_1 - f_2)t} e^{i2\pi(f_1\tau_1 + f_2\tau_2)} \quad (4.4)$$

Para que o sinal $x(t)$ seja estacionário a equação acima deve ser independente do tempo, o que implica que:

$$\langle X(f_0)X^*(f_1)X^*(f_2) \rangle = S_{xxx}(f_1, f_2)\delta(f_0 - f_1 - f_2) \quad (4.5)$$

onde

$$S_{xxx}(f_1, f_2) = \langle X(f_1 + f_2)X^*(f_1)X^*(f_2) \rangle \quad (4.6)$$

corresponde ao autobiespectro do sinal x . Substituindo a expressão 4.6 em 4.4 e integrando em f_0 obtemos:

$$R_{xxx}(\tau_1, \tau_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} df_1 df_2 S_{xxx}(f_1, f_2) e^{i2\pi(f_1\tau_1 + f_2\tau_2)} \quad (4.7)$$

ou seja, a função de autobicorrelação é a transformada de Fourier bidimensional do autobiespectro $S_{xxx}(f_1, f_2)$, onde aconstituem um par de transformadas de Fourier. Para o caso em que $\tau_1 = \tau_2 = 0$ em 4.7 obtemos:

$$\langle x^3(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{xxx}(f_1, f_2) df_1 df_2 \quad (4.8)$$

Nesta equação S_{xxx} é uma função de densidade espectral; ela representa o valor médio do cubo de $x(t)$ se distribui num plano bidimensional de frequências. Para sinais de duração finita, ao invés de calcularmos S_{xxx} , calculamos seu valor aproximado, denominado estimador, dado por:

$$B_{xxx}(f_1, f_2) = \langle X^*(f_1)X^*(f_2)X(f_1 + f_2) \rangle_M \quad (4.9)$$

onde M é o número total de realizações. Esta quantidade só será diferente de zero se as ondas presentes em f_1 , f_2 e $f_1 + f_2$ estiverem quadraticamente acopladas. Neste caso, as ondas com f_1 e f_2 , e fases ϕ_1 e ϕ_2 , respectivamente, se acoplam quadraticamente, com o surgimento de modos de frequências $f_1 + f_2$ e $f_1 - f_2$, e fases $\phi_1 + \phi_2$ e $\phi_1 - \phi_2$, respectivamente. Assim sendo, a média calculada em 4.9 dará como resultado um valor diferente de zero. Por outro lado, quando as ondas presentes em f_1 , f_2 e $f_1 + f_2$ não estão acopladas (modos espontâneos), cada realização será caracterizada por uma fase randomicamente distribuída, o que faz com que a média calculada em 4.9 tenda para zero, para valores grandes de M .

O autobiespectro pode ser entendido como uma medida qualitativa da potência espectral transferida dos sinais $X(f_1)$ e $X(f_2)$, quando estes se acoplam, para formar o sinal $X(f_1 + f_2)$.

4.2.2 Autobicoerência

O espectro de autobicoerência é um biespectro normalizado, extremamente útil na análise e interpretação de sinais de flutuações associados com interações não lineares de ordem quadrática. O espectro de autobicoerência é dado por:

$$b_{xxx}^2(f_1, f_2) = \frac{|\hat{B}_{xxx}(f_1, f_2)|^2}{\langle |X(f_1)X(f_2)|^2 \rangle_M \langle |X(f_1 + f_2)|^2 \rangle_M} \quad (4.10)$$

Onde $b_{xxx}^2(f_1, f_2)$ é uma quantidade real compreendida entre 0 e 1, dependendo do valor do autobiespectro no numerador. Quando $B_{xxx}(f_1, f_2)$ vale zero, $b_{xxx}^2(f_1, f_2)$ também se anula, indicando que não há acoplamento quadrático envolvendo os modos em f_1 , f_2 e $f_1 + f_2$. Quando $0 < b^2 < 1$, a equação indica a existência simultânea de modos acoplados e espontâneos num ponto (f_1, f_2) , e o acoplamento é parcial. No caso de $b^2 = 1$, B_{xxx} atingiu o seu valor máximo, ou seja, as ondas presentes em $f_1 + f_2$ são devidas ao acoplamento entre as ondas com frequência f_1 e f_2 , dizemos então que o acoplamento se

4.2. ANÁLISE BIESPECTRAL

dá de modo total. O espectro de autobicoerência mede o grau de correlação não linear, de ordem quadrática, entre os modos presentes no sinal $x(t)$. Cabe salientar que, para um acoplamento significativo, deveríamos ter satisfeitas as condições de frequências e número de onda, ou seja, $f = f_1 + f_2$ e $k = k_1 + k_2$. Esta teoria espectral pode ser utilizada tanto para frequência como para número de onda.

4.2.3 Relação de Simetria do Biespectro

Em princípio o autobiespectro é definido sobre todo o plano f_1, f_2 . Porém, não é necessário calcular o autobiespectro sobre todo o plano, pois ele possui vários tipos de simetria, especialmente quando $x(t)$ é real [14]. Assim, a partir da equação 4.9 e do fato que $X^*(-f) = X(f)$, podemos obter as relações de simetria a seguir:

Relação de simetria I:

$$B_{xxx}(-f_1, -f_2) = B_{xxx}(f_1, f_2) \quad (4.11)$$

Como resultado desta relação de simetria, se conhecemos os valores do autobiespectro em todos os pontos do semiplano referentes à f_1 positivo (direito), podemos determinar todos os valores no semiplano de f_1 negativo (esquerdo), portanto passamos a considerar só o semiplano direito [Fig. 4.1].

Relação de simetria II:

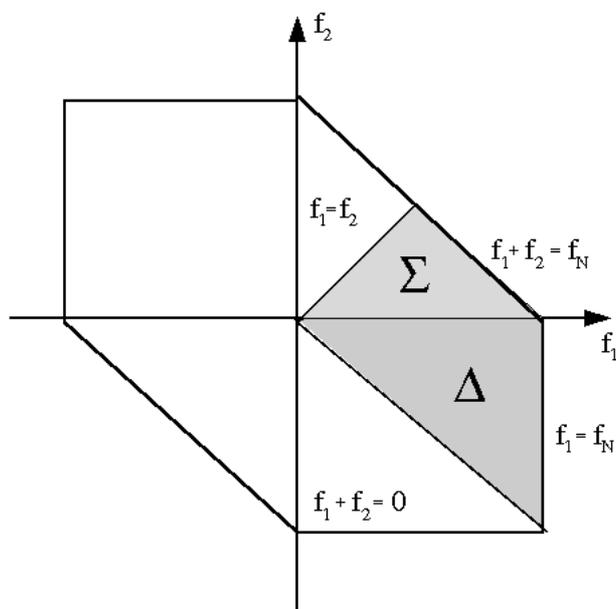
$$B_{xxx}(f_2, f_1) = B_{xxx}(f_1, f_2) \quad (4.12)$$

Esta relação indica que a linha de 45° no primeiro octante é também uma linha de simetria, pois, se calcularmos o autobiespectro no octante marcado com Σ na Fig. 4.1, podemos determinar os valores do autobiespectro no octante imediatamente acima desta linha.

Relação de simetria III:

$$B_{xxx}(-f_2, -f_1) = B_{xxx}^*(f_1, f_2), \quad (4.13)$$

onde $B_{xxx}^*(\)$ é o complexo conjugado do autobiespectro. Por esta relação, a linha de -45° também é uma linha de simetria. Assim, é necessário calcular o autobiespectro apenas nos octantes marcados com Σ e Δ , na figura 4.1.



1

Figura 4.1: Região simétrica para o cálculo das quantidades biespectrais. Somente as regiões sombreadas são representadas.

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

Para o autobiespectro, além dessas três propriedades, existe uma propriedade adicional.

Relação de simetria IV:

$$B_{xxx}(f_1, -f_2) = B_{xxx}^*(f_1 - f_2, f_2) \quad (4.14)$$

Esta propriedade basicamente estabelece que para o autobiespectro existe simetria entre os pontos no octante Σ e no octante Δ . Assim, somente é necessário calcular B_{xxx} na região Σ correspondente aos intervalos $0 \leq f_2 \leq \frac{f_N}{2}$ e $f_2 \leq f_1 \leq f_N - f_2$, onde f_N é a frequência de Nyquist¹. A Fig.4.1 mostra a região Σ onde, nessa tese, calculamos o autobiespectro e a auto-bicoerência.

¹Frequência de Nyquist é a metade da frequência de amostragem $f_N = f_s/2$

4.3 Aplicações do Biespectro no TCABR

A seguir, aplicamos o biespectro e a bicoerência para as flutuações do potencial flutuante (V_{flut}) e da corrente de saturação iônica (I_{sat}) na borda da coluna de plasma do tokamak TCABR [57, 58]. Para a obtenção do autobiespectro e da autobicoerência, foi escrito um programa computacional em MatLab onde as figuras foram geradas no mesmo software, para identificar possíveis acoplamentos entre modos presentes no plasma. Também investigamos o biespectro das oscilações magnéticas e mostramos que tais oscilações apresentam modos acoplados não-linearmente e essa modulação (das oscilações magnéticas) interagem com as flutuações eletrostáticas, pelo acoplamento e sincronização das mesmas, na mesma frequência da atividade MHD alta das oscilações magnéticas em torno de 10 kHz.

Na Fig.4.2 temos o biespectro da flutuação do potencial flutuante do disparo 17713 ($r=17,0\text{cm}$) no intervalo entre 50 ms a 70 ms (atividade MHD baixa). Não há nenhum sinal ou evidência de modos acoplados nesse intervalo analisado. A linha tracejada (em vermelho) mostra o espelhamento da região analisada. Na Fig.4.3 temos o biespectro da flutuação do potencial flutuante do disparo 17713, no intervalo entre 80 ms a 100 ms (atividade MHD alta). Observamos um acoplamento em 10 kHz com várias outras frequências. Interessante notar que esse acoplamento de 10 kHz é mais intenso com frequências de modos abaixo de 100 kHz.

Na Fig.4.4 temos o biespectro da corrente de saturação iônica do disparo 17713 no intervalo entre 50 ms a 70 ms, (atividade MHD baixa). Não há acoplamentos significativos. Na fig.4.5 temos o biespectro da corrente de saturação iônica do mesmo disparo (17713) no intervalo entre 80 ms a 100 ms (atividade MHD alta). Observamos claramente um acoplamento de 10 kHz com todas as outras frequências e notamos que tal acoplamento é intenso com todas as frequências.

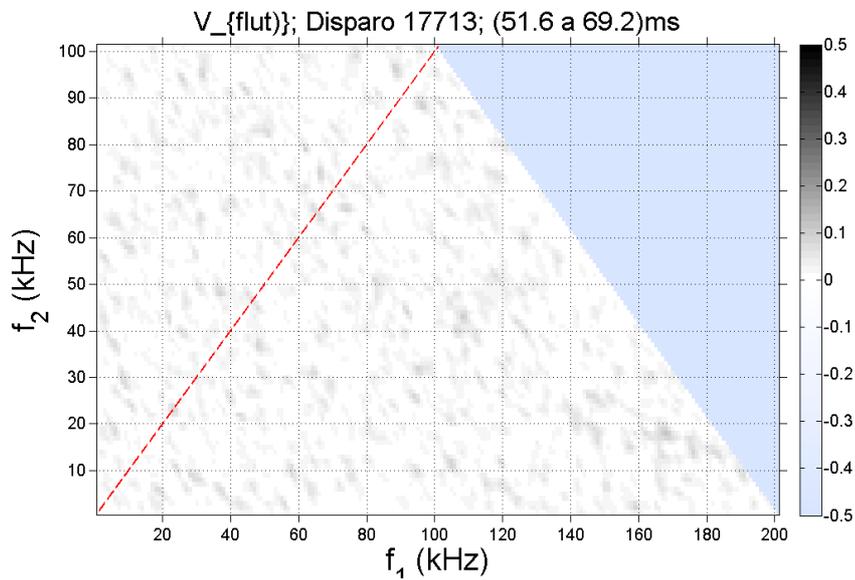


Figura 4.2: Biespectro do potencial flutuante do disparo 17713 no intervalo de 50 ms à 70 ms (atividade MHD baixa).

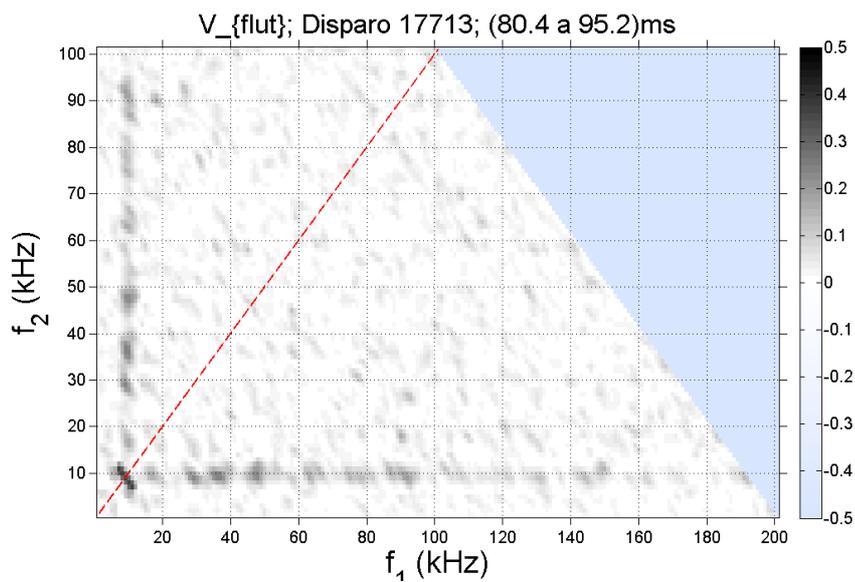


Figura 4.3: Biespectro do potencial flutuante do disparo 17713 no intervalo de 80 ms a 100 ms (atividade MHD alta). Observamos um acoplamento de 10 kHz com todas as outras frequências e notamos que tal acoplamento só é intenso com frequências mais baixas.

4.3. APLICAÇÕES DO BIESPECTRO NO TCABR

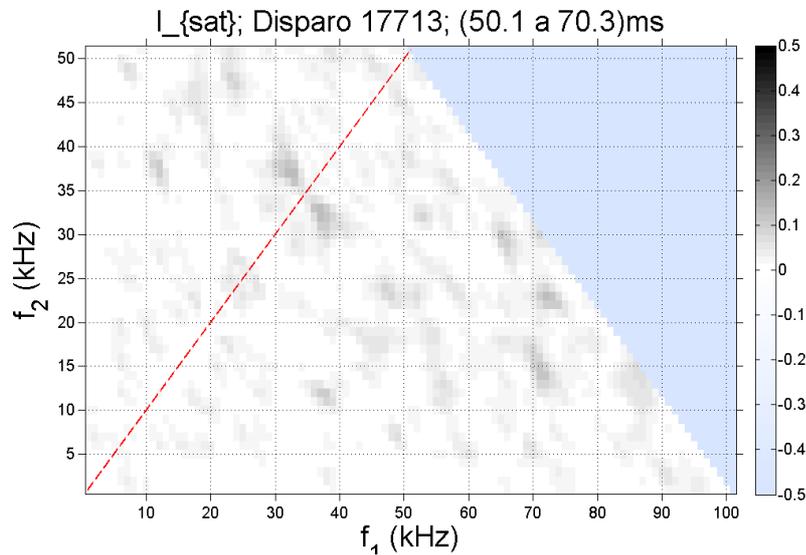


Figura 4.4: Biespectro da corrente de saturação iônica do disparo 17713 no intervalo de 50 ms a 70 ms (atividade MHD baixa).

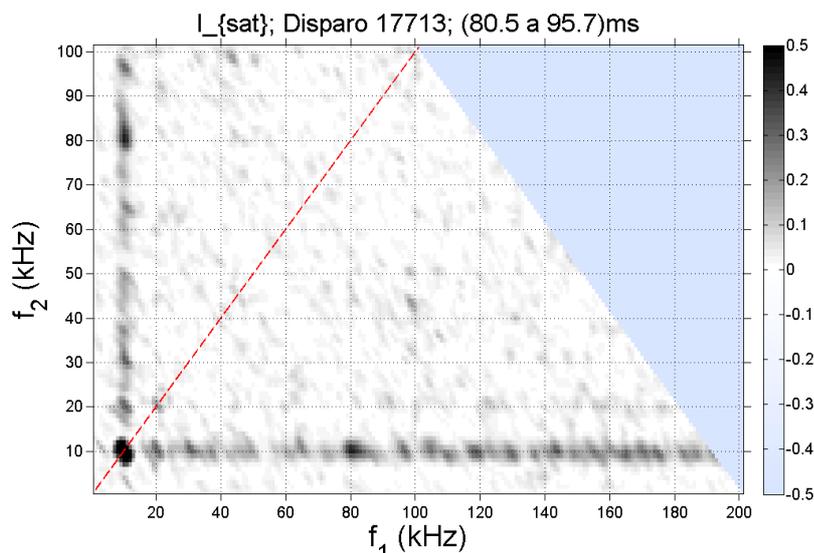


Figura 4.5: Biespectro da corrente de saturação iônica do disparo 17713 no intervalo de 80 ms a 100 ms (atividade MHD alta). Observamos um acoplamento de 10 kHz com todas as outras freqüências e notamos que tal acoplamento torna-se mais intenso com freqüências mais altas.

Na Fig.4.6 temos o biespectro das oscilações magnéticas do disparo 17713 ($r=17,0$ cm) no intervalo entre aproximadamente ~ 50 ms à ~ 70 ms (atividade MHD baixa). Notamos

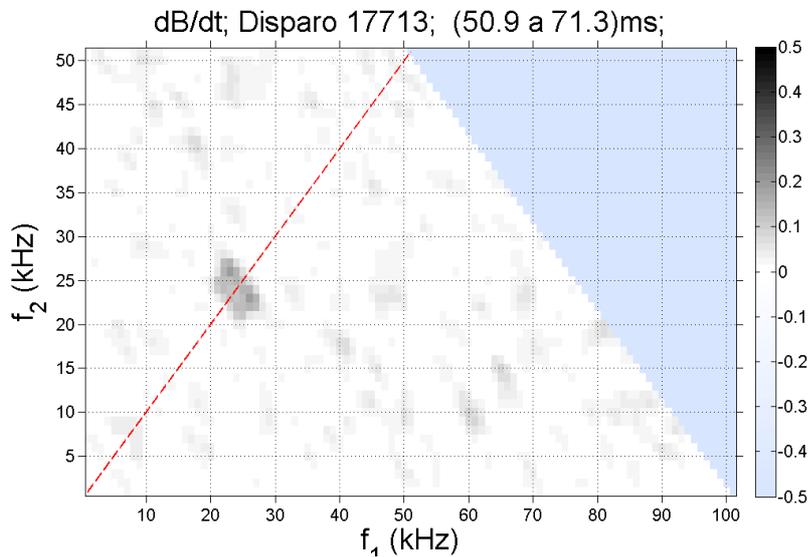


Figura 4.6: Biespectro das oscilações magnéticas do disparo 17713 no intervalo de 50 ms a 70 ms (atividade MHD baixa).

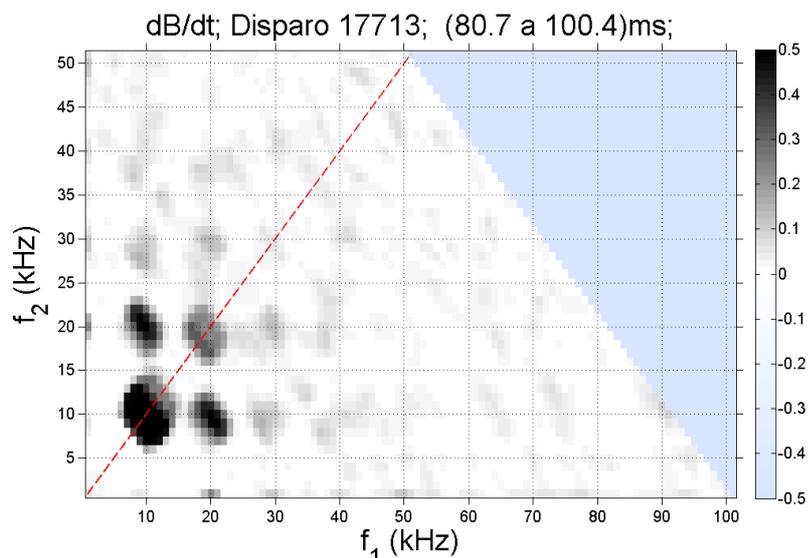


Figura 4.7: Biespectro das oscilações magnéticas do disparo 17713 no intervalo de 80 ms a 100 ms (atividade MHD alta).

a existência de um fundo de frequências com possíveis acoplamentos fracos e um modo acoplado, nesse intervalo, em torno de ~ 25 kHz. O modo de 25 kHz envolvido nesse acoplamento é o mesmo que havíamos observado no espectrograma por Fourier [Fig.3.4],

4.3. APLICAÇÕES DO BIESPECTRO NO TCABR

para o mesmo intervalo de tempo. A linha tracejada (em vermelho) mostra o espelhamento da região analisada. Na Fig.4.7 temos o biespectro das oscilações magnéticas do disparo 17713, no intervalo entre ~ 80 ms e ~ 95 ms (atividade MHD alta). Observamos um acoplamento forte em 10 kHz com várias outras frequências. Interessante notar que esse acoplamento de 10 kHz é discretizado com frequências múltiplas da frequência fundamental (10 kHz), isto é, acoplado com a frequências 20 kHz, 30 kHz, mas torna-se menos intensa na medida que essas frequências aumentam.

Para quantificar o efeito de acoplamento quadrático de ondas na turbulência periférica do plasma, usamos as técnicas de análise biespectral para os dados medidos com as sondas eletrostáticas. Para as flutuações da corrente de saturação iônica e do potencial flutuante, onde observamos um forte acoplamento de 10 kHz com os demais modos no intervalo com alta atividade MHD. Na análise biespectral da corrente de saturação iônica notamos um acoplamento na frequência de 10 kHz com todas as outras frequências e que tal acoplamento torna-se mais intenso com modos de frequências mais altas. Na análise biespectral da flutuação do potencial flutuante o acoplamento de 10 kHz só é intenso com frequências mais baixas. Vimos que essa ferramenta é fundamental para analisar acoplamentos entre ondas, bem como observar o efeito do acoplamento entre oscilações magnéticas e eletrostáticas no plasma.

Capítulo 5

Turbulência com Atividade MHD Alta

5.1 Introdução

Nesse capítulo investigamos as alterações produzidas pelo crescimento da atividade MHD sobre a turbulência na borda do plasma do tokamak TCABR. Para isso, aplicamos as análises espectrais, introduzidas em capítulos anteriores, às oscilações magnéticas e às flutuações eletrostáticas. Mostramos também a modulação e a sincronização da turbulência eletrostática pelas oscilações magnéticas, com atividade MHD alta, vista pelos espectros de potência destas duas oscilações [25, 36, 37, 45].

5.2 Atividade MHD no Plasma

Em alguns disparos do TCABR a atividade magnetohidrodinâmica (MHD) pode aumentar e modular a turbulência eletrostática na borda do plasma. Para essas descargas, as análises espectrais lineares da turbulência eletrostática e oscilações magnéticas apresentam características comuns com um pico perceptível na mesma frequência [36].

Para alguns regimes do TCABR, a atividade MHD aumenta em instantes diferentes do tempo durante a descarga e alcança amplitudes grandes com um espectro estreito do número de onda e um pico bem definido na frequência de Mirnov [26, 25, 36, 27]. Essa modulação das oscilações magnéticas sobre a turbulência eletrostática, observada somente quando a amplitude da atividade MHD torna-se alta o bastante, pode ser interpretada como um acoplamento não-linear entre modos, observados pela modulação das flutuações elétricas com as oscilações magnéticas.

A Fig.5.1 mostra a evolução temporal de uma descarga típica do tokamak TCABR.

5.2. ATIVIDADE MHD NO PLASMA

No início do disparo observamos que a corrente de plasma [Fig.5.1(a)] tem um crescimento rápido, em alguns milissegundos, até atingir um valor em torno de ~ 50 kA, aumentando, logo em seguida, a uma taxa mais lenta, até alcançar um platô curto, onde permanece em um nível perto de ~ 100 kA. A partir daí, diminui lentamente durante a segunda metade da descarga, até seu término. A densidade média, indicada pela Fig.5.1(b), exibe uma evolução similar à da corrente de plasma, com um primeiro nível do platô em $n \sim 1.1 \times 10^{19} m^{-3}$, que coincide, aproximadamente, com a rampa mais lenta da corrente de plasma e é seguida por um segundo platô de $n \sim 1.3 \times 10^{19} m^{-3}$ no intervalo entre 70 ms e 90 ms. Durante o resto da descarga a densidade diminui lentamente. É interessante observar que, durante o segundo platô (mais elevado) da densidade do plasma, a atividade magnética (MHD) é alta [Fig.5.1(c)].

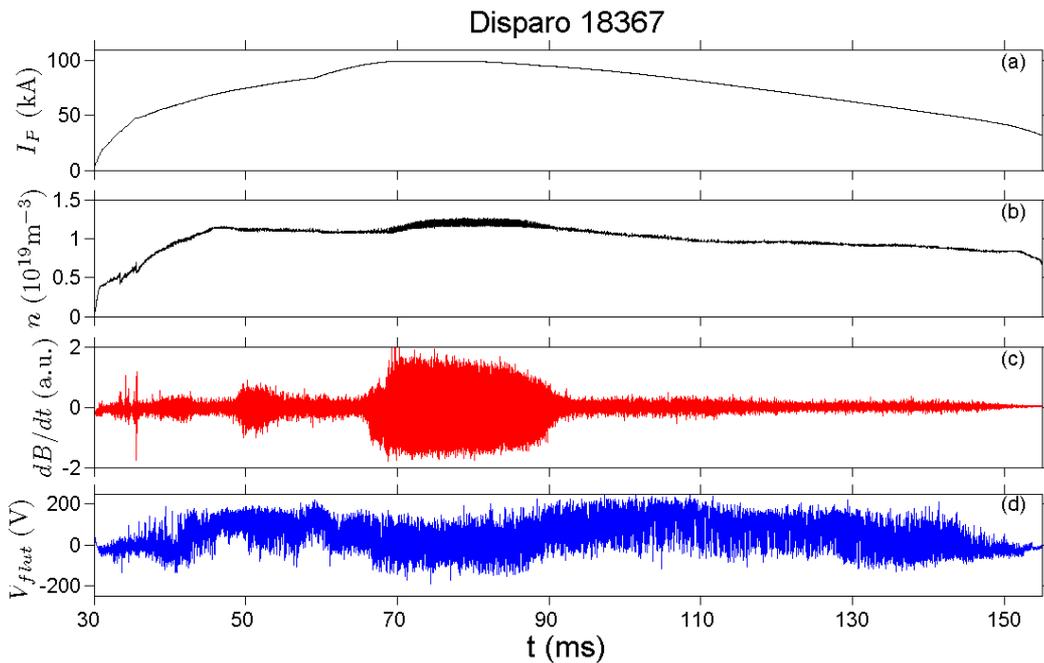


Figura 5.1: (a) Corrente de Plasma. (b) Densidade do plasma. (c) Oscilação magnética. (d) Flutuação do potencial flutuante. Medidas das flutuações em $r = 17,5$ cm.

A evolução da atividade magnetohidrodinâmica MHD (flutuações por unidade de tempo de campo poloidal) é mostrada na Fig.5.1(c). Esta atividade pode ser observada desde os primeiros milissegundos da descarga, embora notamos seu crescimento claramente após ~ 70 ms, com duração de aproximadamente 20 ms. O crescimento da atividade MHD nesse tipo de regime, de subida lenta da corrente de plasma, se dá espontaneamente num instante de tempo que difere de disparo para disparo, como iremos observar. Após esse

CAPÍTULO 5. TURBULÊNCIA COM ATIVIDADE MHD ALTA

evento da alta atividade, a amplitude da oscilação magnética é reduzida, o que chamamos de atividade MHD baixa.

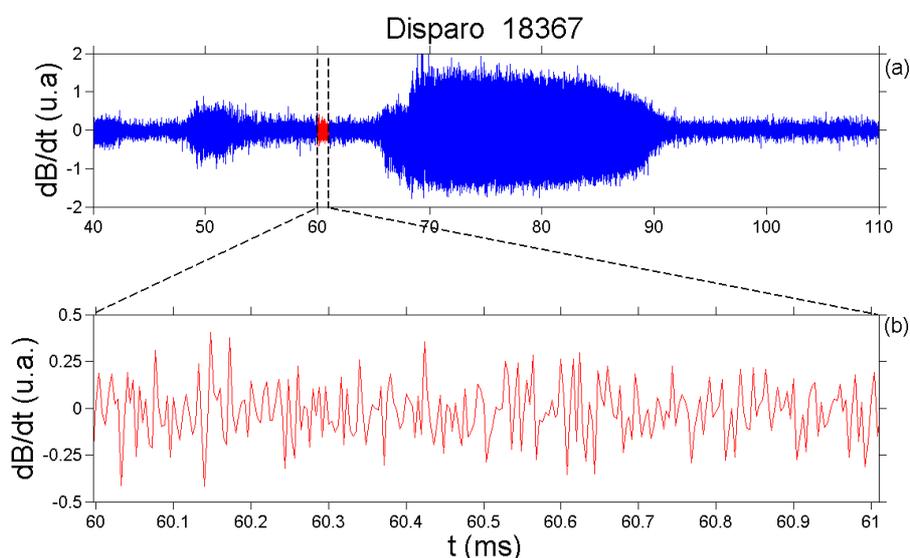


Figura 5.2: (a) Oscilação magnética do disparo 18367. Em (b) mostramos um intervalo ampliado (de aproximadamente 60 ms à 61 ms), com atividade MHD baixa.

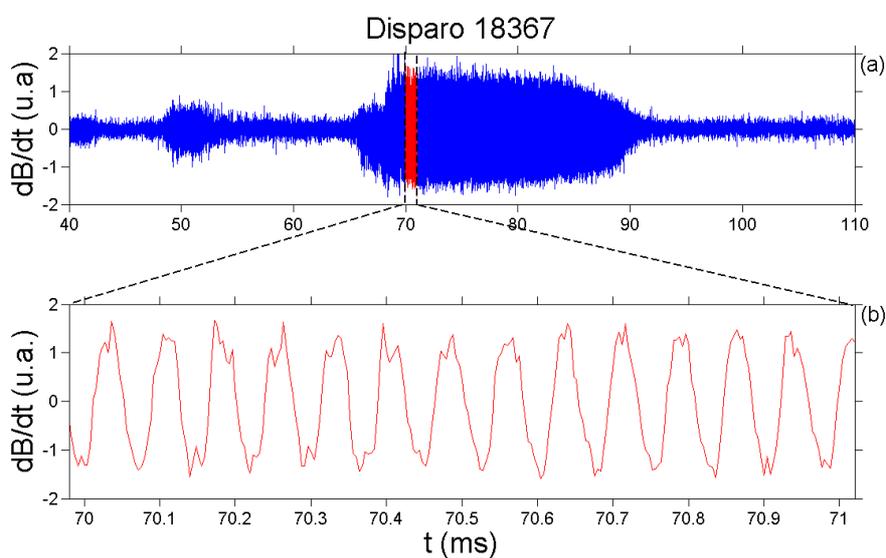


Figura 5.3: (a) Oscilação magnética do disparo 18367. Em (b) mostramos um intervalo ampliado (de aproximadamente 70 ms à 71 ms), com atividade MHD alta modulada por uma frequência de 13 kHz.

O efeito do acoplamento entre as oscilações magnéticas e as flutuações eletrostáticas pode ser observado na Fig.5.1(d), onde se tem a evolução temporal do potencial flutuante V_{flut} . Durante o crescimento da atividade MHD, a flutuação do potencial flutuante é alterada.

5.3. SELEÇÃO DO INTERVALO DE TEMPO

As Fig.5.2 e Fig.5.3, mostram a atividade MHD do mesmo disparo 18367, da Fig.5.1. A Fig.5.2(b) mostra uma ampliação da atividade MHD baixa, num intervalo de ~ 1 ms (linhas tracejadas). Na Fig.5.3(b) tem-se outra ampliação do intervalo de tempo, também de aproximadamente ~ 1 ms, mas com a atividade MHD alta. Podemos ver claramente a modulação do sinal em torno de ~ 13 kHz (pode-se contar 13 períodos no intervalo de 1 ms).

5.3 Seleção do Intervalo de Tempo

Para uma análise mais detalhada da influência das oscilações magnéticas sobre a turbulência eletrostática, necessitamos de informação acerca das flutuações do potencial flutuante em intervalos com atividade MHD baixa e alta.

Para selecionar esses dois tipos de intervalos fizemos uma análise espectral das oscilações magnéticas do plasma. Usamos a transformada de Fourier janelada (Eq.3.21) para obter informação sobre as frequências existentes na série temporal das oscilações magnéticas com atividade MHD alta.

Selecionamos os intervalos de tempo e analisamos a evolução da atividade MHD em um disparo típico de subida lenta da corrente de plasma, como exemplo. Através da evolução temporal das oscilações de Mirnov (dB/dt), calculamos o espectrograma e observamos como os modos de frequência evoluem no tempo.

Na Fig.5.4(a) apresentamos as oscilações magnéticas entre 40 ms e 110 ms. Notamos que apesar da atividade MHD estar presente em todo o intervalo, esta atividade é alta somente entre aproximadamente 65 ms a 90 ms..

Para algumas descargas, a intensidade das oscilações magnéticas cresce um pouco por um intervalo de tempo pequeno, o que nos leva a descartá-las para análise e seleção. Um exemplo desse crescimento insuficiente da atividade MHD com duração curta, pode ser visto no intervalo entre 48 ms a 53 ms da Fig.5.4, com um destaque na frequência em torno de ~ 27 kHz. Em contrapartida, na série temporal das oscilações magnéticas [Fig.5.4(a)], para o intervalo de ~ 67 ms a ~ 92 ms, a atividade MHD mantém uma intensidade alta e constante o que torna esse intervalo conveniente para a nossa análise. Em alguns disparos é possível selecionar intervalos com atividade MHD alta e com boa reprodutibilidade. Tal conjunto de disparos foi analisado e exposto nesse trabalho.

Na Fig.5.4(a), após o primeiro crescimento MHD, notamos que a amplitude dessa atividade diminui consideravelmente no intervalo entre ~ 55 ms e ~ 65 ms (linhas tracejadas). Esse intervalo corresponde ao intervalo escolhido com atividade MHD baixa. Podemos notar essa baixa amplitude da atividade MHD no espectrograma da Fig.5.4(b).

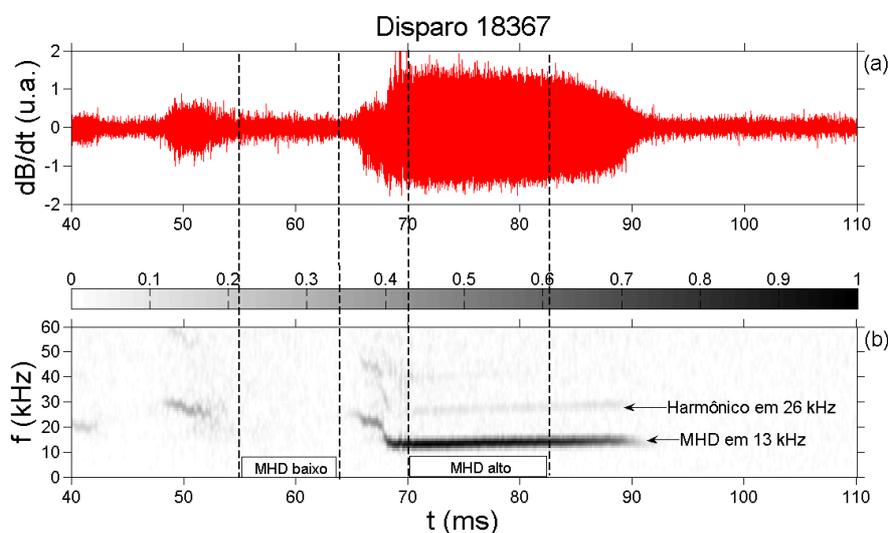


Figura 5.4: Em (a): Oscilação de Mirnov do disparo 18367 e os dois intervalos selecionados para análise mostrados pelas linhas tracejadas. Em (b): Espectrograma por Fourier janelada das oscilações de Mirnov mostrando a dependência temporal dos modos e as regiões selecionadas com e sem crescimento da atividade MHD.

Notamos, no intervalo com atividade MHD alta, uma intensidade mais acentuada e uniforme entre ~ 70 ms e ~ 83 ms (entre linhas tracejadas). Tal intervalo, selecionado para análises, tem frequência de ~ 13 kHz (frequência de Mirnov). A partir da observação do espectrograma das oscilações magnéticas, determinamos os intervalos com atividades MHD baixas e altas.

Critério de Seleção

Interessados em analisar a turbulência quando o plasma é submetido a atividades MHD alta e baixa, selecionamos intervalos de tempo com essas características. A seleção desses intervalos foi feita pela análise das amplitudes das oscilações magnéticas (dB/dt) nos espectrogramas. A partir de um conjunto de disparos, e pelo critério de seleção descrito, selecionamos os intervalos desejados com atividade MHD baixa (em azul) e alta (em vermelho), como é apresentado na Fig.5.5. Apesar da reprodutibilidade dos disparos do TCABR, nota-se uma ligeira mudança, de disparo para disparo, no que tange aos instantes de início e fim dos intervalos. Com essa seleção, asseguramos uma boa confiabilidade na análise da turbulência.

Da Fig.5.5 pode-se verificar que para alguns disparos o crescimento da atividade MHD não ocorreu. Ao contrário dos intervalos com atividade MHD alta, todos os intervalos com atividade MHD baixa foram selecionados. A seta indica o disparo (18367) tomado

5.3. SELEÇÃO DO INTERVALO DE TEMPO

como exemplo para análise.

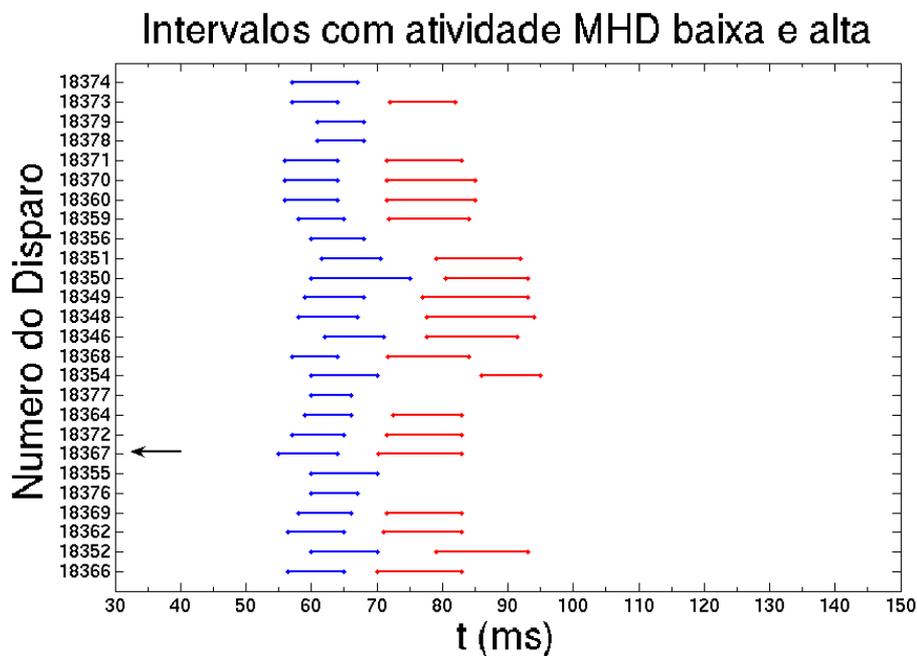


Figura 5.5: Critério de seleção, disparo-a-disparo, dos intervalos de tempo sem crescimento da atividade MHD (azul) e com crescimento da atividade MHD (vermelho). A seta indica o disparo 18367 tomado como exemplo para a regra de seleção.

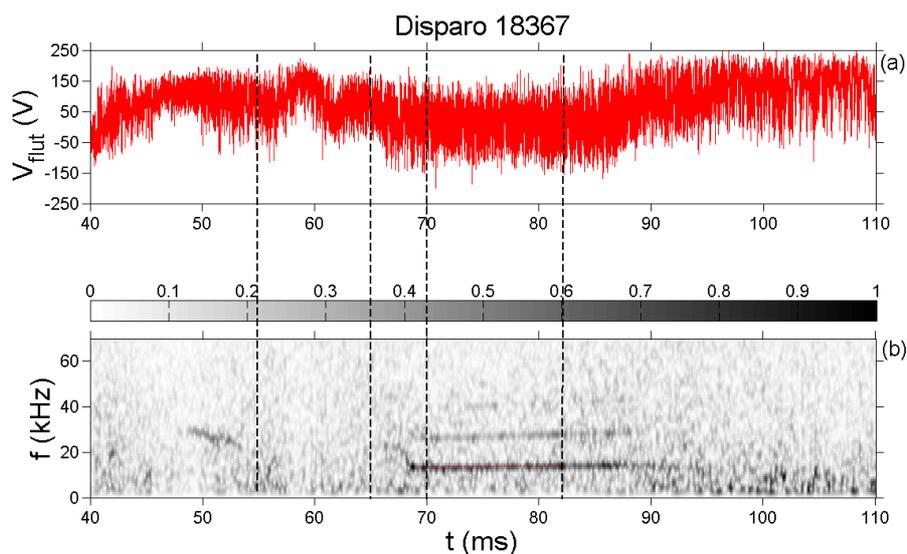


Figura 5.6: (a) Flutuação do potencial flutuante do disparo 18367 e os dois intervalos selecionados para análise indicados pelas linhas tracejadas. (b) Espectrograma da oscilação de (a) mostrando a dependência temporal dos modos e as regiões selecionadas com e sem atividade MHD alta.

Como aplicação dos intervalos selecionados, analisamos o comportamento das flu-

tuações dos potenciais flutuantes (V_{flut}), do disparo 18367, visto na Fig.5.6(a), com a sonda eletrostática posicionada em $r=17,0$ cm. Notamos os dois intervalos selecionados (linhas tracejadas): com a atividade MHD baixa, compreendido entre ~ 55 ms e ~ 65 ms e o intervalo com atividade alta, entre ~ 70 ms e ~ 85 ms.

5.4 Dependência Radial do Potencial Flutuante

Foi analisada a variação radial do valor médio do potencial flutuante do plasma, para intervalos com atividade MHD baixa e alta. Os parâmetros do plasma e a turbulência variam com a posição radial [45].

Para tal estudo, dispomos das sondas eletrostáticas (sondas de Langmuir) que podem ser colocadas em diferentes posições radiais desde $r = 16,0$ cm (borda) até $r = 21,0$ cm (SOL) [24, 46]. É importante salientar que as sondas permanecem numa única posição radial para cada disparo do plasma, ou seja, as mudanças de posições radiais são feitas de disparo para disparo [24]. O comportamento do plasma em diferentes disparos é razoavelmente reproduzível.

Para verificarmos a dependência da média de V_{flut} com a posição radial, na região de borda do plasma, bem como a influência da atividade MHD [45, 47], vamos considerar alguns intervalos tomados em posições radiais distintas, com atividade MHD baixa e alta.

As Figs.5.7 (a), (c) e (e), mostram a evolução temporal dos potenciais flutuantes V_{flut} , com atividade MHD baixa (azul), para três disparos, em posições radiais distintas, respectivamente em $r = 17,0$ cm, $r = 18,0$ cm e $r = 21,0$ cm. Observamos claramente que existe uma mudança da amplitude do potencial flutuante, em função da posição radial. O gráfico da Fig.5.7(c), com posição da sonda em $r=18,0$ cm (disparo 18364), tem a maior amplitude, comparado com as amplitudes dos disparos 18352 ($r=17,0$ cm) [Fig.5.7(a)] e 18373 ($r=21,0$ cm) [Fig.5.7(e)].

Os mesmos sinais temporais do potencial flutuante (18352 em $r=17,0$ cm, 18364 em $r=18,0$ cm e 18373 em $r=21,0$ cm), no intervalo com atividade MHD alta (vermelho), são mostrados nas Figs.5.7 (b), (d) e (f), respectivamente. Com a atividade MHD alta a amplitude da flutuação do potencial flutuante, do disparo 18352 ($r=17,0$ cm) [Fig.5.7(a)] teve um aumento considerável, com o aumento da atividade MHD [Fig.5.7(b)]. O mesmo se dá para o disparo 18364, posicionado em $r=18,0$ cm, onde notamos uma mudança de padrão de [Fig.5.7(c)] para [Fig.5.7(d)]. Para uma região radial mais externa da coluna de plasma a atividade MHD alta não altera de modo significativo o valor de V_{flut} , como podemos ver nas Fig.5.7(e) e Fig.5.7(f), do disparo 18373, localizado em $r = 21,0$ cm, onde não observamos mudanças consideráveis nas amplitudes das flutuações. Possivelmente

5.5. TURBULÊNCIA ELETROSTÁTICA E ATIVIDADE MHD

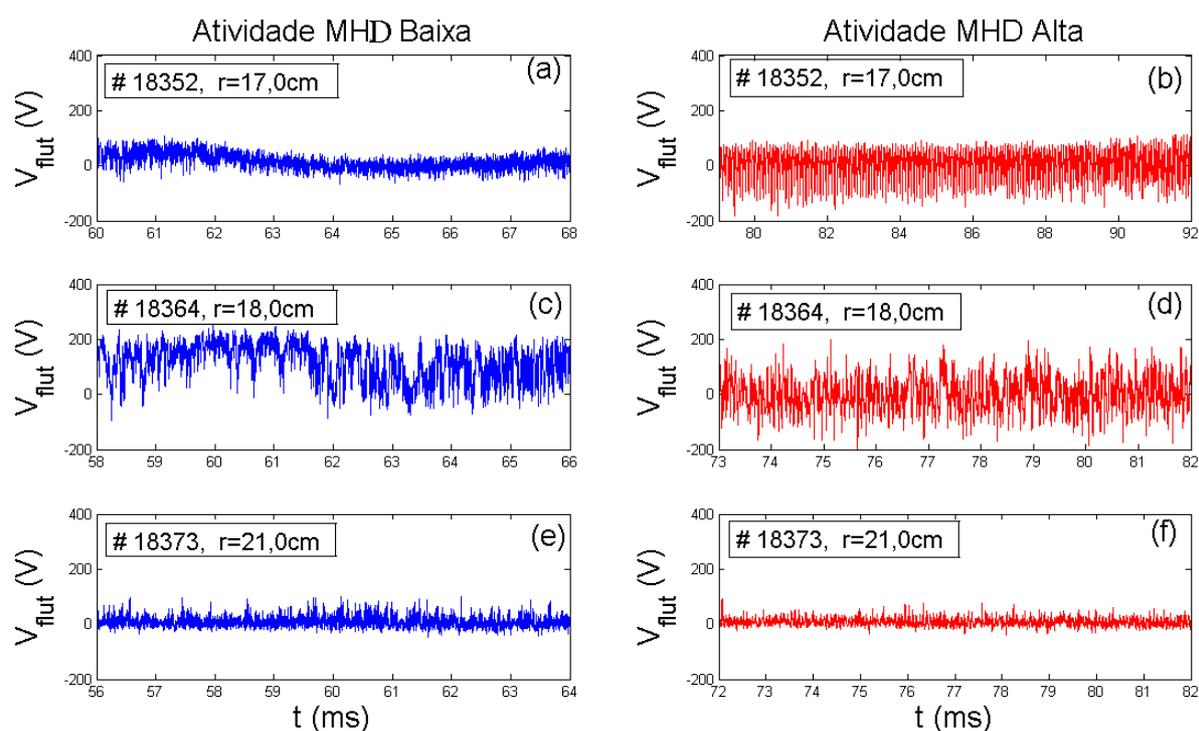


Figura 5.7: (a),(c) e (e) Potenciais flutuantes medidos nas posições radiais $r=17,0$ cm, $r=18,0$ cm e $r=21,0$ cm respectivamente, no intervalo com atividade MHD baixa. Em (b), (d) e (f) temos os potenciais flutuantes medidos nas respectivas posições radiais $r=17,0$ cm, $r=18,0$ cm e $r=21,0$ cm, no intervalo com atividade MHD alta.

essa influência das oscilações magnéticas (MHD) sobre a turbulência eletrostática está relacionada com a densidade local do plasma.

5.5 Turbulência Eletrostática e Atividade MHD

Os espectros por Fourier janelada, das oscilações magnéticas e do potencial flutuante, são mostrados nas Fig.5.8(a) e Fig.5.8(b), respectivamente. No espectrograma, as oscilações das frequências são representados contra o tempo. A correspondente densidade espectral de potência (em unidades arbitrárias) é mostrada na escala de cores. Em particular, o pico intenso tem início em torno de 67 ms, com uma linha fina dominante na frequência de 13 kHz, que persiste até aproximadamente 90 ms. Além disso, podemos perceber que existe, pelo menos, mais dois harmônicos (linhas finas) da frequência do-

minante. A modulação na flutuação do potencial flutuante pode ser visto na Fig.5.8(b), onde seus espectros apresentam picos (ou linhas no tempo) na mesma frequência das flutuações magnéticas, isto é, em torno de 13 kHz. Exemplos representativos das séries temporais das flutuações eletrostáticas sem e com a atividade MHD alta são mostrados nas Fig.5.8(c) e Fig.5.8(d), respectivamente, onde notamos uma modulação senoidal (13 kHz) no intervalo com atividade MHD alta.

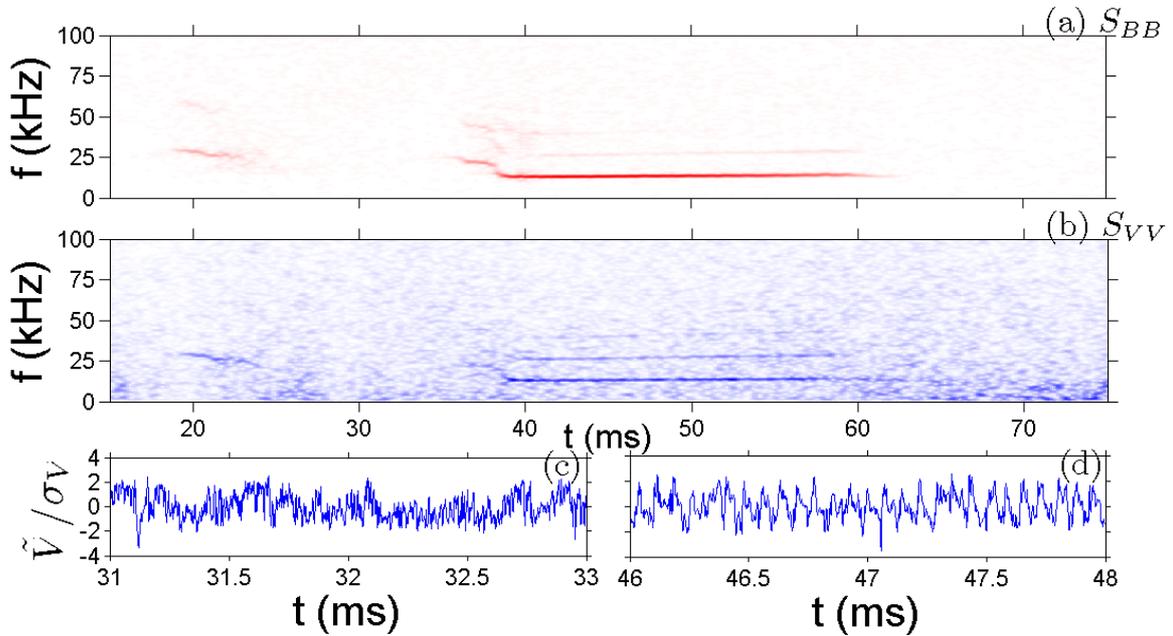


Figura 5.8: Densidade espectral por potência de Fourier janelada (unidades arbitrárias) da atividade MHD (a) e do potencial eletrostático (b) ($r=17,5\text{cm}$). Série temporal do potencial flutuante antes (c) e durante (d) o intervalo com atividade MHD alta.

5.5.1 Bicoerência das Flutuações

Para um espectro turbulento de banda larga, a análise biespectral é o procedimento padrão para detectar e quantificar o acoplamento entre modos de frequência.

Uma vez que queremos quantificar a intensidade da bicoerência nas séries temporais eletrostática e magnética, vamos distingui-las usando as notações que se seguem respectivamente: b^2_{VVV} e b^2_{BBB} . Apresentamos, nas Fig.5.9(a) e Fig.5.9(b), o espectro da bicoerência (em cinza), no qual picos escuros representam b^2 mais intensos, como uma

5.5. TURBULÊNCIA ELETROSTÁTICA E ATIVIDADE MHD

função de duas frequências f_1 e f_2 para os sinais magnéticos e eletrostáticos.

O pico mais pronunciado do gráfico da bicoerência da atividade MHD está centrado em $f_1 = f_2 \sim 13$ kHz, indicando um forte acoplamento entre essas frequências com um terceiro modo, com ~ 26 kHz (visto como possível modo harmônico). O acoplamento também pode ser detectado ao longo da linha de $f_1 = 13$ kHz, no gráfico do biespectro. Por exemplo, se tomarmos o segundo pico, centrado em torno de 26 kHz, como sendo ressonante com um terceiro modo em torno de 39 kHz e assim sucessivamente. Enquanto o primeiro pico de bicoerência corresponde ao pico de ~ 13 kHz, visto na Fig.5.9(a), os outros picos devem ter origens não-lineares e podem ser devidamente resolvidos apenas pelo biespectro. Além disso, estes picos contêm a maior parte do conteúdo biespectral, como é mostrado na bicoerência soma mostrado na Fig.5.9(c), onde podemos ver a soma de todas as frequências que satisfazem a condição de ressonância. A bicoerência soma $S(f) = \sum b^2(f_1, f_2)$ mede a quantidade total de acoplamento da frequência f relativa a todas as outras frequências, isto é, somamos todas as frequências satisfazendo a condição de ressonância $f = f_1 + f_2$.

Uma figura similar é mostrada para o biespectro das flutuações eletrostáticas, Fig.5.9(b), bem como a bicoerência soma vista na Fig.5.9(d). Notamos que existe uma linha, $f_1 \sim 13$ kHz, com valores altos da bicoerência eletrostática, com picos tendo aproximadamente os mesmos valores que os da bicoerência magnética. É importante notar que a presença de picos nos espectros bicoerentes apenas indica que existem modos cujas diferenças de fases permanecem praticamente constantes. Nesse caso em particular, esses picos são relacionados com uma variação regular extraordinária das flutuações eletrostáticas na frequência da atividade MHD devido ao acoplamento envolvendo as oscilações magnéticas e as flutuações eletrostáticas.

Para investigar a dependência radial da sincronização da turbulência eletrostática nós mostramos nas Figs.5.10(b) e 5.10(c), respectivamente, os perfis radiais dos valores máximos da bicoerência para o potencial flutuante (pontos azuis) e corrente de saturação iônica (pontos pretos). Esses pontos correspondem, em ambas as figuras, ao intervalo com forte atividade MHD. As bobinas de Mirnov, que medem as oscilações magnéticas, estão fixadas na posição radial de $r=19,5$ cm, conseqüentemente, os pontos vermelhos da Fig.5.10(a), representam resultados diferentes pelo fato de não haver dependência radial. Elas foram colocadas no mesmo gráfico somente como comparação da reprodutibilidade das descargas consideradas com respeito aos valores das bicoerências observadas nos sinais magnéticos.

De acordo com a Fig.5.10(b) a bicoerência eletrostática aumenta, tendendo a um valor de máximo quando nos aproximamos da posição radial de 17,0 cm, isto é 1,0 cm dentro da

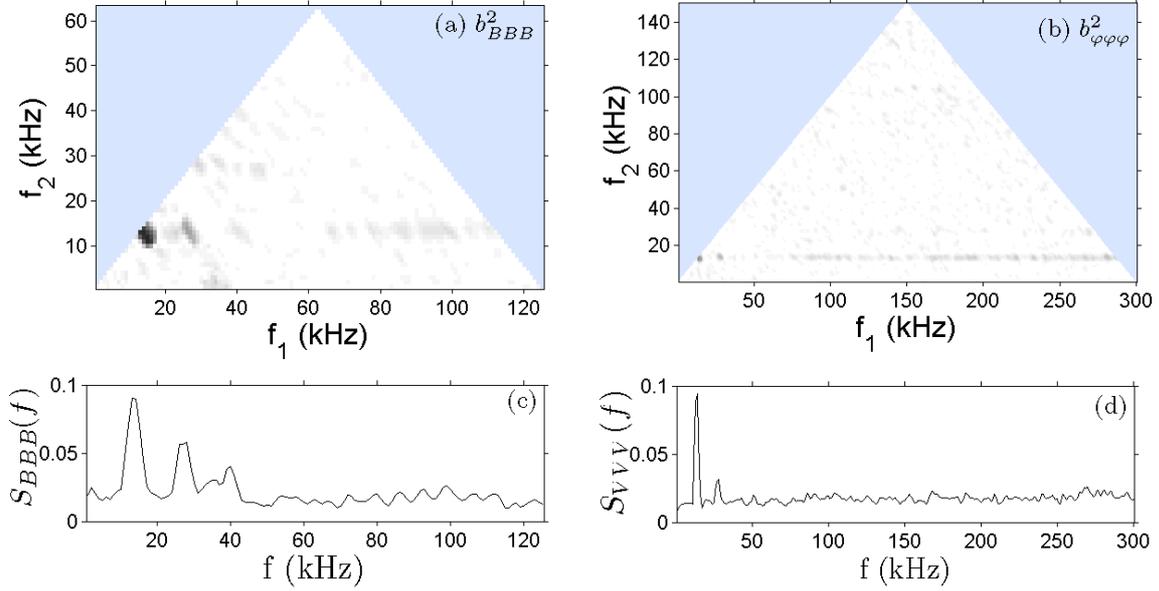


Figura 5.9: Espectro de bicoerência de (a) oscilação magnética e do (b) potencial flutuante durante o crescimento da atividade MHD (entre 70 ms e 80 ms). (c) e (d) são gráficos da bicoerência soma correspondente aos gráficos (a) e (b) respectivamente.

coluna de plasma, e diminuindo para um valor de mínimo na região externa ($r \geq 18,0$ cm). Notamos que o comportamento é essencialmente o mesmo para as medidas da corrente de saturação iônica, visto na Fig.5.10(c). Observamos que esta dependência radial se mantém apenas durante a forte atividade MHD, uma vez que os correspondentes valores de bicoerência máxima, sem atividade magnética alta, são muito baixos (indicados pelas linhas azul e vermelha nas Figs. 5.10(b) e 5.10(c), respectivamente).

Esta análise da bicoerência da turbulência e sua dependência radial indica o acoplamento entre as flutuações eletrostáticas e as oscilações magnéticas [36]. A posição radial desses máximos concorda com a posição de maior valor da intensidade de sincronização observada no tokamak TCABR [25] e corresponde à posição da superfície magnética ressonante com modos espaciais $m/n = 3/1$ (onde m e n são, respectivamente os números de onda poloidal e toroidal).

5.6. CONCLUSÃO

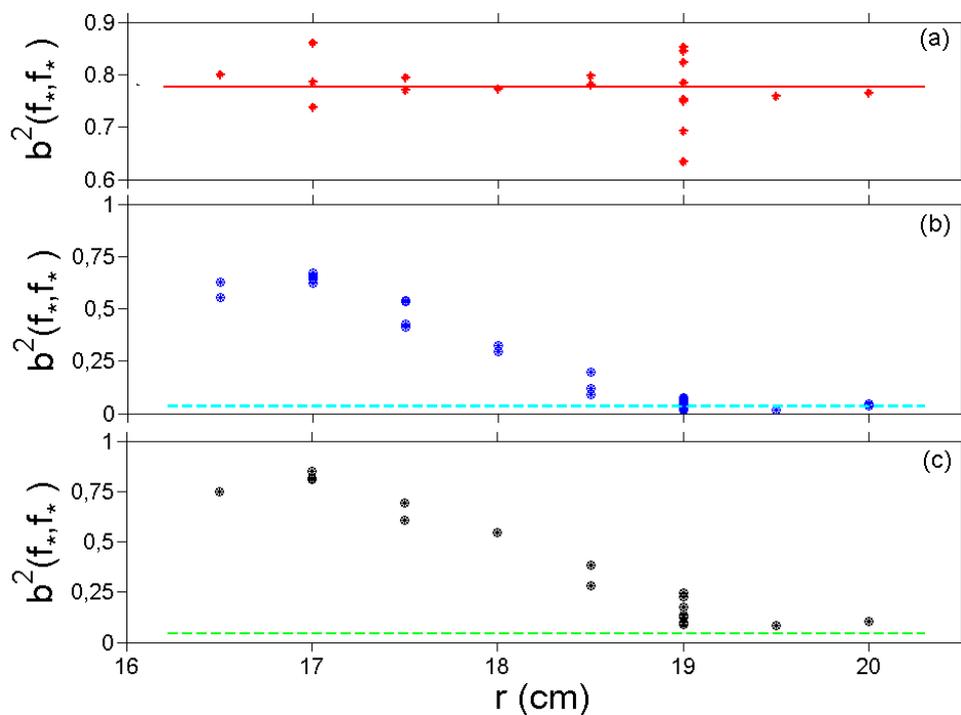


Figura 5.10: (a) A bicoerência das oscilações magnéticas não varia com o raio, onde seus valores estão representados pelos pontos em vermelho e a média pela linha vermelha. Perfil radial do espectro de bicoerência máxima dos sinais do (b) potencial flutuante (pontos azuis) e da (c) corrente de saturação iônica (pontos pretos), durante o período com MHD alta. As linhas tracejadas azul e verde em (b) e em (c) respectivamente, indicam os valores correspondentes aos períodos com atividade MHD fraca.

5.6 Conclusão

Neste capítulo analisamos os espectros das oscilações eletrostáticas e magnéticas do TCABR em um regime com crescimento lento da corrente de plasma. Nesse regime a atividade MHD aumenta e altera a turbulência. Identificamos as similaridades espectrais entre turbulência e a atividade MHD alta com uma frequência dominante de ~ 13 kHz.

Capítulo 6

Interação entre Três Ondas

6.1 Introdução

Ainda faltam dados e modelos que expliquem completamente o surgimento da turbulência na borda do plasma confinado em tokamaks, fazendo-se necessário aprofundar o estudo e o entendimento das causas e da natureza dessa turbulência [4].

O modelo baseado na equação de Hasegawa-Mima descreve as oscilações eletrostáticas turbulentas pelo acoplamento não-linear de ondas de deriva [59]. Essas ondas correspondem aos modos dominantes das flutuações no plasma. Esse modelo de interação é usado para investigar a ocorrência da turbulência de ondas de deriva devido ao gradiente de pressão na borda do plasma de tokamaks [4]. Esse sistema não é integrável e, dependendo dos parâmetros de controle, pode apresentar comportamento caótico, que é interessante para modelar a turbulência.

Neste capítulo usamos o modelo de Hasegawa-Mima para estudar a turbulência elétrica na borda do plasma do tokamak TCABR [34] corroborando com dados experimentais do TCABR [36]. Usamos soluções referentes a três ondas acopladas incluindo termos de decaimento e crescimento dessas ondas. Os parâmetros que aparecem no modelo são escolhidos das medidas típicas na região da borda do plasma. Reproduzimos os aspectos lineares e não-lineares da turbulência eletrostática analisada nos capítulos anteriores.

6.2 Modelo Fenomenológico da Turbulência

Nesta seção consideramos que a sincronização entre as flutuações elétricas e magnéticas e a similaridade das suas bicoerências podem ser interpretadas como uma evidência do acoplamento não-linear entre essas flutuações, como já observado em plasmas em dispositivos lineares [60, 61].

6.2. MODELO FENOMENOLÓGICO DA TURBULÊNCIA

O espectro bicoerente da turbulência eletrostática mostra as oscilações que satisfazem a condição da ressonância $f_3 = f_1 + f_2$. Desde que estes espectros tenham uma faixa larga de frequências, as oscilações podem ser modeladas como sendo caóticas, se o índice determinístico delas for alto o bastante para distingui-las das flutuações puramente aleatórias. Uma análise precedente da recorrência em flutuações turbulentas na borda do plasma do tokamak TCABR indicou um pronunciado índice determinístico das flutuações do potencial flutuante, além de um componente aleatório [25]. Então podemos usar modelos para descrever o conteúdo determinístico das flutuações do potencial eletrostático, como o de Hasegawa-Mima. É igualmente necessário adicionar taxas fenomenológicas de crescimento/decaimento nas equações das ondas a fim de incluir a injeção de energia e sua redistribuição entre os diferentes modos de interação [59, 62].

6.2.1 Acoplamento de Ondas de Deriva

O modelo de Hasegawa-Mima [34, 62] considera ondas eletrostáticas com frequências ω muito menores que a frequência ciclotrônica $\omega_{ci} = eB/m_i$, onde m_i é a massa do íon, em um plasma magnetizado com campo magnético $\vec{B} = B_0\hat{e}_z$ e densidade $n_0(x)$ [50].

A onda de deriva possui uma dispersão característica na escala de comprimento dada por:

$$\rho_s = \left(\frac{T_e}{m_i}\right)^{1/2} (\omega_{ci})^{-1}, \quad (6.1)$$

onde T_e é a temperatura dos elétrons.

A dinâmica dos íons é descrita pelas equações de Lorentz do movimento para o fluido iônico frio em um campo elétrico, $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, onde ϕ é o potencial eletrostático. A condição de quase neutralidade relaciona a densidade dos íons n_i com a densidade dos elétrons n_e , que obedece a distribuição de Boltzmann:

$$n_e = n_0(x)e^{\left(\frac{e\phi}{T_e}\right)} \quad (6.2)$$

Com a condição de quase neutralidade do plasma, temos:

$$n_i \approx n_e = n_0 \quad (6.3)$$

em equilíbrio.

Consideramos ω_{ci} aproximadamente constante.

Usamos a seguinte normalização para o tempo, espaço e ϕ :

$$\omega_{ci}t \equiv t', \quad (6.4)$$

CAPÍTULO 6. INTERAÇÃO ENTRE TRÊS ONDAS

$$\frac{x}{\rho_s} \equiv x', \quad \frac{y}{\rho_s} \equiv y', \quad (6.5)$$

$$\frac{e\phi}{T_e} \equiv V, \quad (6.6)$$

onde V é o potencial do plasma.

O conjunto de equações que descrevem o movimento de um fluido iônico pode ser combinado para fornecer a equação de Hasegawa-Mima [59]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2 V - V) - [(\nabla V \times \hat{z}) \cdot \nabla] \left[\nabla^2 V - \ln \left(\frac{n_0}{\omega_{ci}} \right) \right] = 0. \quad (6.7)$$

Linearizando a Eq.6.7 podemos obter a relação de dispersão da onda de deriva dada por [4]:

$$\omega = \omega_k = -\frac{1}{1+k^2} \left[(\vec{k} \times \hat{z}) \cdot \nabla \ln \left(\frac{n_0}{\omega_{ci}} \right) \right]. \quad (6.8)$$

onde k_x, k_y, k_z são as componentes do vetor de onda ($k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$).

Resolvemos a Eq.(6.7) no espaço de Fourier onde podemos escrever o potencial como [34]:

$$V(x, t) = \frac{1}{2} \sum_k [V_k(t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) + c.c.], \quad (6.9)$$

A equação (6.7) torna-se:

$$\frac{dV_k}{dt} + i\omega_k V_k = \sum_{\vec{k}', \vec{k}''} \Lambda_{\vec{k}'\vec{k}''}^k V_{\vec{k}'}^* V_{\vec{k}''}^* + \gamma_j V_j, \quad (6.10)$$

onde o asterisco indica o complexo conjugado,

$$\omega_k = \frac{\vec{k} \times \hat{k} \cdot \nabla \ln(n_0/\omega_{ci})}{1+k^2} \quad (6.11)$$

é a frequência da onda, e Λ (coeficiente de acoplamento) é dado por:

$$\Lambda_{\vec{k}'\vec{k}''}^k = \frac{1}{2} \frac{1}{1+k^2} (\vec{k}' \times \vec{k}'') \cdot \hat{z} (k''^2 - k'^2). \quad (6.12)$$

Na Eq.6.10 adicionamos os termos $\gamma_j V_j$, onde γ_j é a taxa de crescimento/decaimento linear da j -ésima onda. Introduzimos esses termos fenomenológicos nas equações de modos acoplados para representar a injeção/dissipação de energia necessária para sustentar as interações das ondas, no qual γ_j é o coeficiente do crescimento/deterioração [34].

6.3. APLICAÇÃO DO MODELO À TURBULÊNCIA DO TCABR

Na referência [34] são consideradas três ondas planas com números de onda \vec{k}_1 , \vec{k}_2 e \vec{k}_3 , tal que $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 = 0$. A equação (6.10) para as três ondas interagindo pode ser escrita como:

$$\frac{dV_1}{dt} + i\omega_1 V_1 = \Lambda_{k^2 k^3}^1 V_{k^2}^* V_{k^3}^* + \gamma_1 V_1 \quad (6.13)$$

$$\frac{dV_2}{dt} + i\omega_2 V_2 = \Lambda_{k^3 k^1}^2 V_{k^3}^* V_{k^1}^* + \gamma_2 V_2 \quad (6.14)$$

$$\frac{dV_3}{dt} + i\omega_3 V_3 = \Lambda_{k^1 k^2}^3 V_{k^1}^* V_{k^2}^* + \gamma_3 V_3 \quad (6.15)$$

onde:

$$V_j(t) = V_{\vec{k}_j}^-(t) \quad (6.16)$$

e

$$\omega_j = \omega_{\vec{k}_j}, \quad (6.17)$$

sendo que:

$$V = \sum_{j=1}^3 Re[V_j] \quad (6.18)$$

onde $j = 1, 2, 3, \dots$

Vamos considerar as equações (6.13) a (6.15) para descrever a propagação de três ondas.

6.3 Aplicação do Modelo à Turbulência do TCABR

Escolhemos os parâmetros do TCABR para simular suas condições experimentais e reproduzir a turbulência observada nesse tokamak.

Consideramos três situações distintas com o modelo de Hasegawa-Mima. Na primeira, obtivemos os espectros da flutuação do potencial flutuante somente com as três ondas. Na segunda acrescentamos um ruído randômico. Na terceira acrescentamos, além do ruído, um forçamento externo e periódico. Para as três situações distintas comparamos os espectros do TCABR com os obtidos numericamente.

6.3.1 Escolha dos Parâmetros do Modelo de Hasegawa-Mima

Para aplicações numéricas, usando as Eqs. (6.13)-(6.15), vamos considerar parâmetros do tokamak TCABR, alguns já apresentadas na tabela 2.1.

Usamos a normalização dada nas equações (6.4), (6.5) e (6.6) para, o tempo, o espaço e o potencial eletrostático, respectivamente. Escolhemos valores do número de onda e frequências compatíveis com as observações experimentais do TCABR pelo espectro de $S(k, f)$ e com isso, obtivemos os parâmetros de acoplamento Λ , pela Eq.6.12. A frequência ciclotrônica do íon é dada por [63]:

$$\omega_{ci} = 2\pi 1,53 \times 10^3 \frac{ZB}{\mu} (Hz) \quad (6.19)$$

usando $\mu = \frac{m_i}{m_p} = 1$; $Z = 1$; $B_T = 1,1 T = 1,1 \times 10^4$ Gauss temos:

$$\omega_{ci} = 1,05 \times 10^8 Hz \quad (6.20)$$

Calculamos ρ_s por meio de:

$$\rho_s = \left(\frac{KT_e}{m_i} \right)^{1/2} (\omega_{ci})^{-1} \quad (6.21)$$

Para: $T_e = 10$ eV e $m_i = m_p \cong 1,67 \times 10^{-24}g$, obtemos:

$$\rho_s = 2,9 \times 10^{-2} cm \quad (6.22)$$

Onde se tem, a partir da Eq.6.12, os valores de $\Lambda_{23}^1 = -1,15 \times 10^{-2}$, $\Lambda_{31}^2 = 5,30 \times 10^{-3}$ e $\Lambda_{12}^3 = 6,00 \times 10^{-4}$.

Para os valores de Λ , escolhemos os números poloidais k_y , entre 0,1 e 0,5 cm^{-1} e ω normalizadas escolhidas como sendo: $\omega_1 = 6,6 \times 10^{-4}$, $\omega_2 = 4,2 \times 10^{-4}$ e $\omega_3 = 2,4 \times 10^{-4}$. As frequências escolhidas para a simulação foram tiradas do espectro $S(\vec{k}, f)$, onde observamos bandas de frequências e números de ondas com maior energia espectral. Assim, consideramos frequências abaixo de 50 kHz e número de onda entre 0,1 e 0,5 cm^{-1} (com crescimento MHD). Assumimos que V_1 é a onda indutora, que injeta energia para as ondas não-indutoras V_2 e V_3 ; e os valores dos coeficientes de crescimento e decaimento, ajustados para medir o potencial flutuante são: $\gamma_2 = \gamma_3 = -35 \times 10^{-4}$ e $\gamma_1 = 3,0 \times 10^{-4}$

Obtivemos resultados numéricos dos sinais dos potenciais flutuantes similares aos dos sinais experimentais dos potenciais flutuantes do TCABR [36]. Na simulação testamos vários valores comparáveis aos observados experimentalmente e escolhemos os que melhor se adequaram aos resultados experimentais do TCABR.

6.4 Simulações do Modelo de Hasegawa-Mima

Para o processo de integração numérica do modelo de Hasegawa-Mima, inicialmente integramos as equações (6.13) - (6.15), isto é, sem ruído e sem forçamento. Para isso, utilizamos os parâmetros e as frequências selecionados. Obtivemos para o potencial flutuante, o perfil temporal, mostrado na Fig.6.1(a). Essa série temporal [Fig.6.1(a)], mesmo sendo um regime caótico (o comportamento dinâmico caótico ou não do sistema pode ser controlado pela taxa de energia γ), mostra um padrão não suficientemente irregular, não similar à série experimental vista na Fig.5.8(c).

Essa não similaridade do potencial flutuante simulado com o potencial flutuante experimental é observada no espectrograma, visto na Fig.6.1(b), onde notamos a ausência de um espectro largo com vários picos nas frequências mais baixas, não compatível com o resultado do espectrograma experimental [Fig.5.8(b)].

Para melhorar a simulação obtida do modelo de interação de três ondas, adicionamos ao modelo uma característica padrão dos sinais experimentais: um ruído de fundo [36]. Para tanto, foi testada a adição de um ruído aleatório com distribuição gaussiana em vários termos do sistema. Por exemplo, nos coeficientes de crescimento/decaimento de injeção de energia γ_i . Também testamos a injeção de um ruído no resultado final da série temporal simulada. Entretanto, para esses testes não foram encontrados resultados satisfatórios comparáveis aos experimentais.

A injeção de um ruído na fase da onda do modelo foi a que reproduziu os espectros do TCABR. Ao inserirmos o ruído na fase, com uma distribuição gaussiana, o potencial obtido, visto na Fig.6.1(c), mostrou-se similar ao experimental [Fig.5.8], com um espectrograma com banda larga de frequência (ver Fig.6.1(d)), ou seja no intervalo em que a atividade MHD era baixa.

Inserimos o ruído r_j na fase θ_j de V , que pode ser decomposta em uma parte real e outra parte imaginária como $V_j = a_j + i.b_j$ ou seja:

$$V_j = |V_j|e^{i\theta_j} \quad (6.23)$$

e:

$$\theta_j = \arctan \frac{b_j}{a_j} \quad (6.24)$$

Então a nova fase θ' com o acréscimo do ruído fica:

$$\theta'_j = \arctan \frac{b_j}{a_j} + Br_j \quad (6.25)$$

CAPÍTULO 6. INTERAÇÃO ENTRE TRÊS ONDAS

onde $B = 0,35$ é a amplitude do ruído e r_j é o ruído aleatório com distribuição gaussiana. Logo temos um $\Delta\theta'$ que ora atrasa, ora adianta a fase, tendo como média zero, isto é, observamos a mesma frequência dominante que se tem antes da injeção do ruído no espectrograma, só que agora com um espectro mais largo.

A Fig.6.2(a) mostra o biespectro do sinal temporal do modelo de Hasegawa-Mima com a adição do ruído. Notamos a similaridade da análise biespectral do sinal simulado com a análise biespectral do sinal do tokamak TCABR (ver capítulo 4). Não encontramos modos acoplados, como no sinal experimental com atividade MHD baixa.

Vamos agora considerar as soluções do modelo de Hasegawa-Mima envolvendo o forçamento de ondas de deriva, para reproduzir o acoplamento entre as flutuações eletrostáticas e as magnéticas do tokamak [64].

Para observarmos um modo dominante que module o sinal temporal, inserimos um forçamento externo e periódico na primeira equação diferencial do modelo de Hasegawa-Mima.

$$\frac{dV_1}{dt} + i\omega_1 V_1 = \Lambda_{k^2 k^3}^1 V_{k^2}^* V_{k^3}^* + \gamma_1 V_1 + \underline{\mathbf{A} \cos^2(\pi \Omega t)} \quad (6.26)$$

$$\frac{dV_2}{dt} + i\omega_2 V_2 = \Lambda_{k^3 k^1}^2 V_{k^3}^* V_{k^1}^* + \gamma_2 V_2 \quad (6.27)$$

$$\frac{dV_3}{dt} + i\omega_3 V_3 = \Lambda_{k^1 k^2}^3 V_{k^1}^* V_{k^2}^* + \gamma_3 V_3 \quad (6.28)$$

Para $A = 0,03$ (amplitude do forçamento escolhido nessa simulação) e $\Omega = 5,0 \times 10^{-4}$ correspondente à frequência da perturbação periódica externa, normalizada, equivalente à frequência de ~ 13 kHz dominante na atividade MHD.

Um exemplo representativo de um sinal temporal que simula o efeito do acoplamento entre as flutuações eletrostáticas e as oscilações magnéticas do plasma é mostrado na Fig.6.1(e), onde podemos observar a série temporal da integração numérica do modelo de Hasegawa-Mima com a injeção do ruído ($B = 0,35$) e do forçamento periódico externo ($A = 0,03$).

A seguir, na Fig.6.1(f) é mostrado o espectrograma da série temporal da Fig.6.1(e), onde a frequência escolhida do forçamento (~ 13 kHz) é bem definida e dominante em toda extensão temporal, comparável ao espectrograma dos dados do TCABR observado na Fig.5.8(b) (ver capítulo 5).

Na Fig.6.2(b) observa-se o biespectro do sinal temporal do modelo de Hasegawa-Mima com adição do ruído e do forçamento externo periódico. Observamos uma similaridade com o biespectro experimental do potencial flutuante, visto na Fig.5.9(b), pela mesma

6.4. SIMULAÇÕES DO MODELO DE HASEGAWA-MIMA

linha da frequência do modo MHD em 13 kHz. A Fig.6.2(d) mostra a bicoerência soma onde observamos a distribuição dos picos de frequências concentrada quase que completamente na frequência dominante da atividade MHD alta.

O biespectro obtido reproduziu os acoplamentos entre o forçamento periódico e modos dominantes de frequências [64]. Este resultado indicou uma possível explicação para o acoplamento da atividade MHD com as frequências baixas, já mencionado. Este trabalho enfatiza a importância de se analisar e estudar o comportamento de séries temporais de modelos de interação de ondas de deriva com a escolha de parâmetros experimentais, visando um melhor entendimento da turbulência na região da borda do plasma de tokamaks.

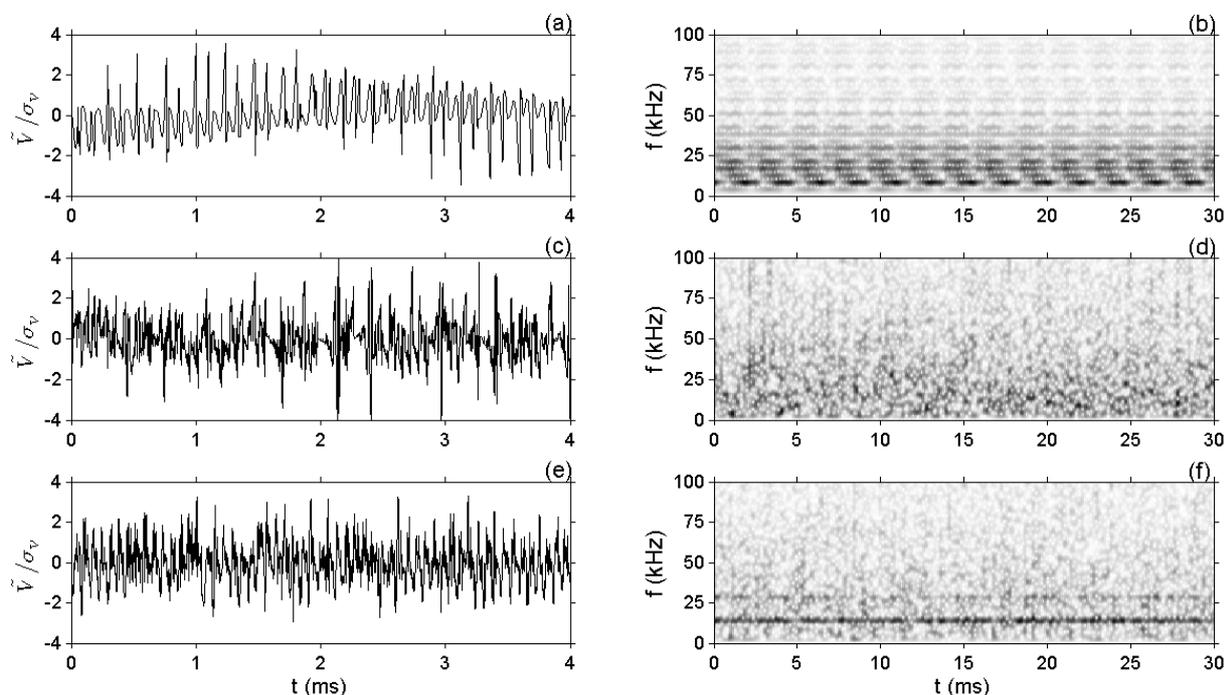


Figura 6.1: A evolução temporal da amplitude das oscilações eletrostáticas (potencial flutuante) normalizadas obtidas da integração numérica das Eqs. (6.26) - (6.28) com $A = B = 0$ em (a); $A = 0$ e $B = 0,35$ em (c); e $A = 0,03$ e $B = 0,35$ em (e). Os espectrogramas em (b), (d) e (f) são os correspondentes das séries temporais (a), (c) e (e).

6.5 Conclusão

Neste capítulo, reproduzimos numericamente as similaridades espectrais entre a turbulência e a atividade MHD alta, em descargas do TCABR com crescimento lento da corrente elétrica do plasma. Para isso usamos o modelo de Hasegawa-Mima para descrever a propagação de onda de deriva em um campo magnético intenso. Com esse modelo, consideramos o acoplamento de três ondas com um forçamento periódico, representando a influência da atividade MHD, e a presença de um ruído.

6.5. CONCLUSÃO

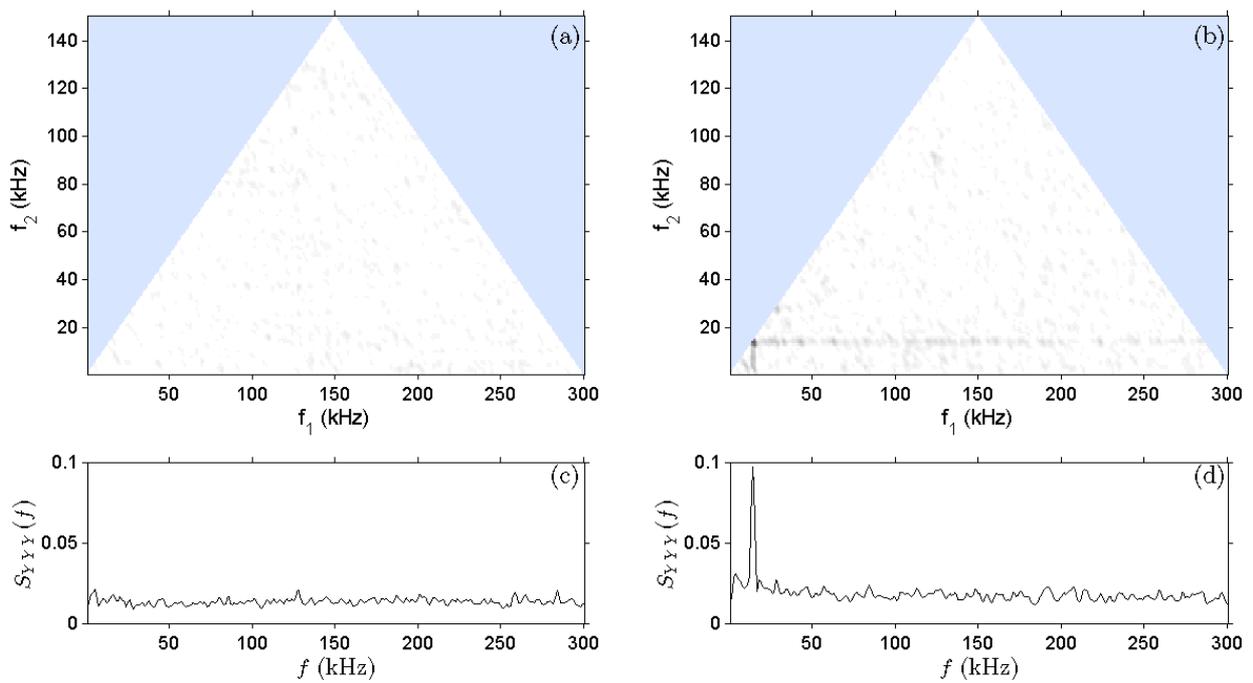


Figura 6.2: Biespectro das oscilações eletrostáticas obtido da integração numérica das Eqs. (6.26) - (6.28) com $A = 0$ e $B = 0,35$ em (a); e $A = 0,03$ e $B = 0,35$ em (b). A bicoerência soma é mostrada em (c) e (d) correspondentes de (a) e (b), respectivamente.

Capítulo 7

Atividade MHD e Transporte de Partículas

7.1 Introdução

Neste capítulo analisamos o transporte de partículas na borda do plasma do TCABR, causada pela turbulência, e como o aumento da atividade MHD contribui para uma mudança considerável desse transporte. Além disso, estudamos a relação entre o transporte de partículas e a velocidade de deriva, calculada pelo gradiente do potencial flutuante do plasma. A informação experimental, aqui exposta, sobre a relação entre o fluxo de partículas e as velocidade de fase e de deriva corrobora o modelo hamiltoniano de transporte caótico de partículas usado nas referências [4, 35, 66]. Nesse modelo é identificada uma função denominada perfil de confinamento $U(r)$, que determina o transporte caótico de partículas, na direção radial, a partir da diferença entre a velocidade de deriva (v_E) e a velocidade de fase (V_{ph}) de uma onda.

7.2 Turbulência e Atividade MHD

Sabemos que a turbulência eletrostática pode ser modulada pela atividade MHD alta [36, 37]. Iremos investigar a turbulência e o transporte, em intervalos distintos, com atividades MHD baixa e alta, para um mesmo disparo. O primeiro intervalo de tempo analisado tem como característica a baixa atividade MHD, como podemos ver no disparo 18352, entre 60 ms e 70 ms, da Fig.7.1(c). O segundo intervalo analisado, tem como característica a atividade MHD alta, entre 80 ms e 90 ms, da mesma figura.

7.2. TURBULÊNCIA E ATIVIDADE MHD

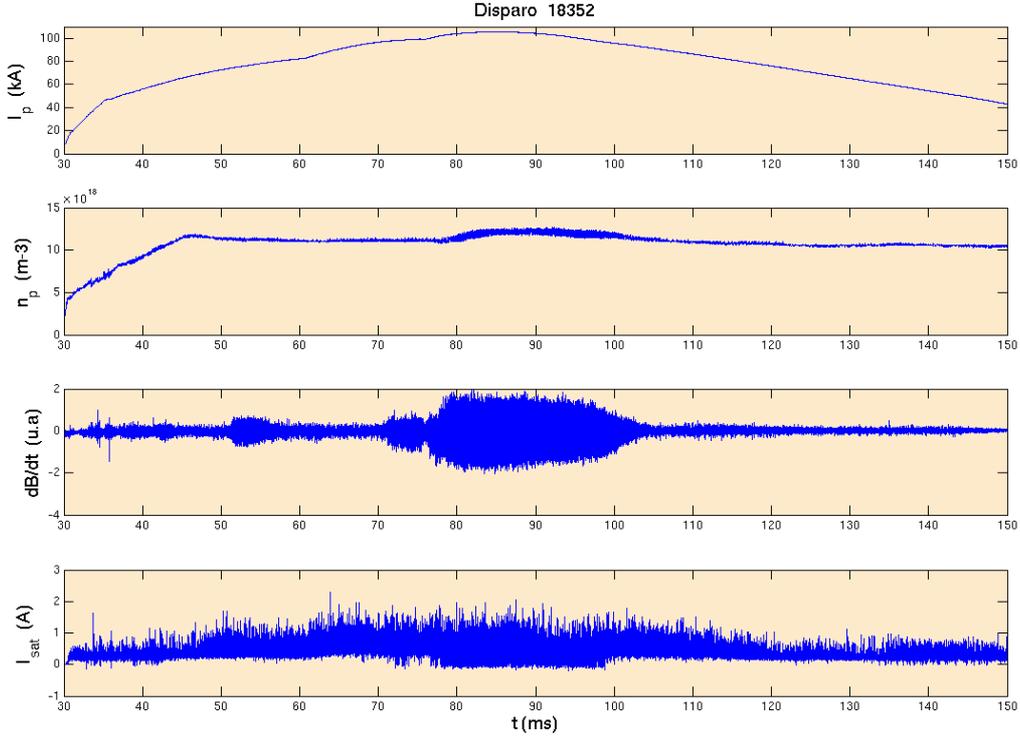


Figura 7.1: (a) Corrente de plasma. (b) Densidade do Plasma. (c) Oscilação magnética (d) Corrente de saturação iônica do plasma. Para a medida da corrente de saturação iônica, a sonda eletrostática foi posicionada em $r=17,0$ cm.

7.2.1 O Espectro $S(k, f)$

A estrutura espacial da turbulência é descrita pela função espectral $S(k, f)$, que representa uma distribuição da potência espectral das flutuações em função da frequência e do número do onda [46] (ver seção 3.5).

Uma informação fundamental para nosso estudo da turbulência, que podemos obter do espectro $S(k, f)$, é o valor da velocidade de fase ($V_{ph} = 2\pi f/k$), nos fornecendo informações sobre direção de propagação de ondas. Calculamos o espectro $S(k, f)$ para as flutuações do potencial flutuante, nos intervalos com atividade MHD baixa [Fig.7.2] e alta [Fig.7.3], respectivamente, do disparo 18352, com a sonda de Langmuir posicionada em $r=17,0$ cm.

A Fig.7.2 mostra uma variação ampla do número de onda e da frequência, o que caracteriza um regime turbulento. Os modos com amplitudes mais acentuadas do espectro estão localizados numa banda de frequência abaixo de $f \sim 30$ kHz. A potência espectral se espalha em números de onda entre $\sim -2 \text{ cm}^{-1}$ e $\sim 2 \text{ cm}^{-1}$. A linha contínua (preta) indica uma velocidade de fase média positiva, durante o intervalo com atividade MHD baixa, mostrando uma preferência na direção poloidal de propagação das ondas.

CAPÍTULO 7. ATIVIDADE MHD E TRANSPORTE DE PARTÍCULAS

Para verificar como a atividade MHD alta influencia no comportamento turbulento do plasma, observamos as curvas de nível do espectro $S(k, f)$ calculado no intervalo com atividade MHD alta, para o disparo 18352 [Fig.7.3]. Notamos claramente que a potência espectral das flutuações é muito maior do que no caso com baixa atividade MHD (comparar as escalas do código de cores das Figs.7.2 e 7.3). Com a influência da atividade MHD sobre a turbulência, o espectro sofre um estreitamento no intervalo dos números de onda com potência mais alta.

Observamos, com a atividade MHD alta, que a potência espectral tem uma concentração de amplitudes nas frequências em torno de ~ 13 kHz e número de onda em torno de $k \sim 0,3 \text{ cm}^{-1}$. Para essa estrutura, uma velocidade de fase positiva (linha tracejada), contrariando a preferência média das velocidades de fase negativa (linha contínua), para as demais frequências. A linha contínua foi construída considerando-se os pontos pretos que indicam o valor médio do número de onda em bandas de frequências. Notamos também uma inversão na direção de propagação das ondas (mudança de sinal da velocidade de fase) para todo o espectro de frequência, menos para as frequências em torno do modo MHD dominante, que mantiveram uma média positiva da velocidade de fase.

As Fig.7.4 e Fig.7.5 mostram as curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência, para potencial flutuante, do disparo 18349, com a sonda de Langmuir em $r=19,0$ cm, para as atividades MHD baixa e alta. Notamos que nesse caso as densidades espectrais são similares nas duas condições. Observamos que, apesar de existir uma onda com frequência em torno de $f \sim 13$ kHz e número de onda em torno de $k \sim 0,5 \text{ cm}^{-1}$, a atividade MHD alta não altera significativamente a turbulência. Nessa posição radial observamos que as velocidades tanto no intervalo com atividade MHD baixa, bem como no intervalo com atividade MHD alta, correspondentes às frequências altas, mantêm-se negativas.

7.2. TURBULÊNCIA E ATIVIDADE MHD

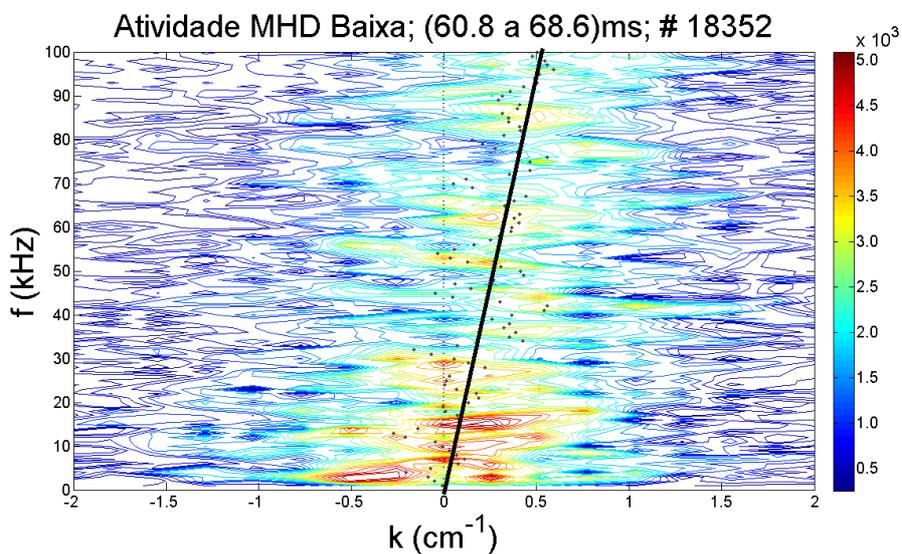


Figura 7.2: Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência, para o potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD baixa ($r=17,0$ cm). A inclinação da reta contínua preta indica uma média positiva das velocidades de fase em toda banda de frequência.

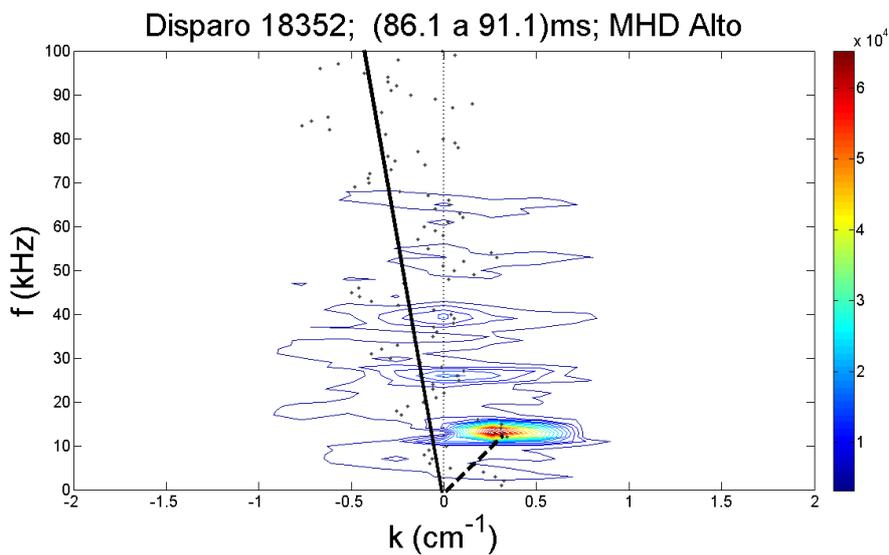


Figura 7.3: Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência, para o potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD alta ($r=17,0$ cm). A inclinação da reta contínua preta indica uma média negativa das velocidades de fase em toda banda de frequência. A inclinação da reta tracejada indica uma média positiva das velocidades de fase, para uma banda de frequência em torno de $f=13$ kHz.

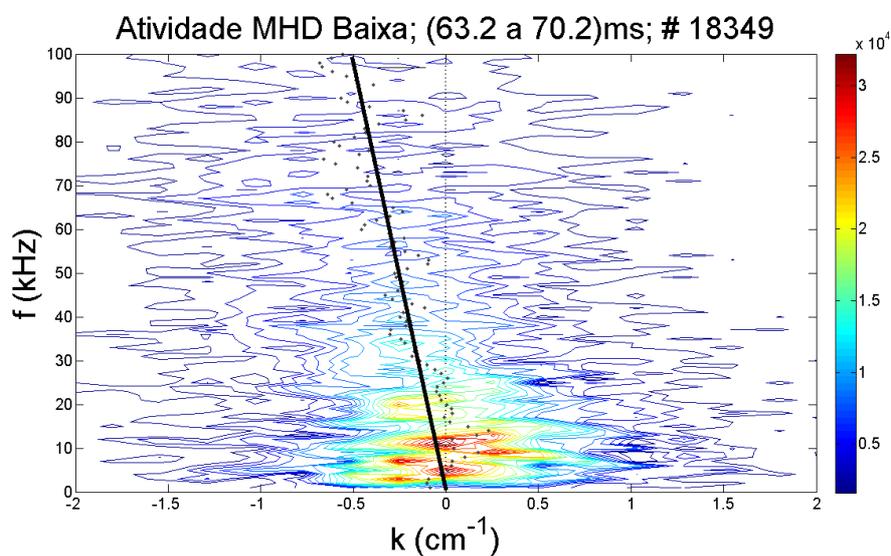


Figura 7.4: Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência, para o potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD baixa ($r=19,0$ cm). A inclinação da reta contínua preta indica uma média negativa das velocidades de fase para toda a banda de frequência.

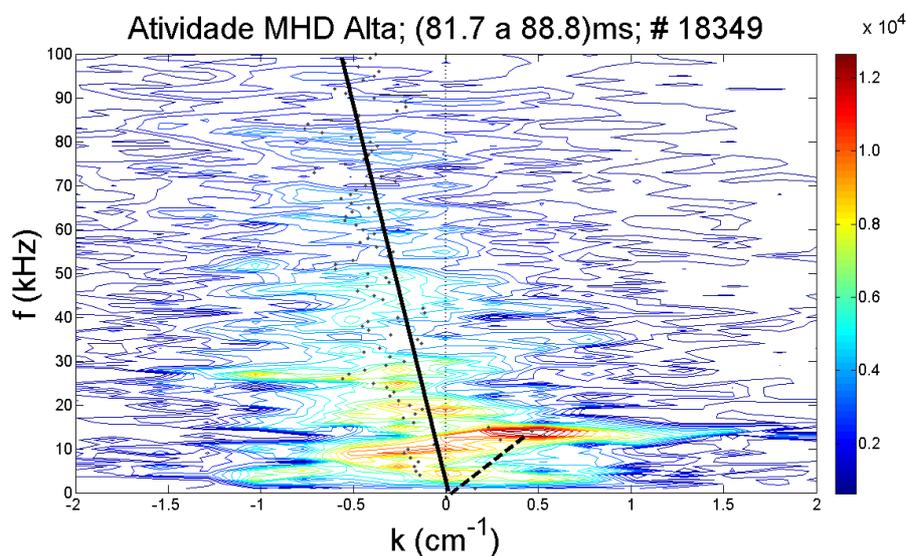


Figura 7.5: Curvas de nível do espectro $S(k, f)$, para o potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD alta ($r=19,0$ cm). A inclinação da reta contínua em preto indica a média negativa das velocidades de fase para toda a banda de frequência. A inclinação da reta tracejada preta indica uma média positiva das velocidades de fase, para uma banda de frequência em torno de $f=13$ kHz.

7.2.2 Perfil Radial da Velocidade de Fase

Utilizando o espectro $S(k, f)$, determinamos o perfil radial da velocidade de fase média ($V_{ph} = 2\pi f/k$) das flutuações do potencial flutuante (turbulência eletrostática) [24, 46, 64], com a atividade MHD baixa e alta [Fig.7.6 e Fig.7.7], respectivamente, na região de borda do plasma.

Calculando a média das velocidades de fase de cada intervalo selecionado com atividade MHD baixa, (indicados em azul na Fig.5.5 da seção 5.3), plotamos o perfil radial mostrado na Fig.7.6. Nesta figura observamos que, nas regiões internas ($r \leq 18,0$ cm), as velocidades de fase são predominantemente positivas (propagação na direção da deriva diamagnética dos íons) e que nas regiões externas ($r \geq 18,0$ cm), as velocidades de fase são negativas. Portanto existe uma posição radial onde ocorre uma mudança na direção da velocidade de fase. Assim, verificamos a existência de uma região denominada de cisalhamento da velocidade de fase, como já verificado em outros tokamaks [44, 68]. Um ajuste polinomial de grau três é apresentado nessa figura (linha tracejada azul), servindo como guia. Notamos que o ajuste indica uma posição radial (aproximada) da mudança de direção de propagação (velocidade de fase nula) em torno de $r \sim 18,5$ cm. Mostramos também o desvio padrão da média das velocidades, simbolizado pela barra em azul. A linha em preto corresponde a uma velocidade de fase nula.

Embora tenhamos apresentado os resultados obtidos até $r=21,0$ cm, convém ressaltar que nessa posição o plasma já apresenta uma densidade muito baixa e pode apresentar características distintas das observadas na parte externa mais próximas de $r=18,0$ cm. Assim, para a interpretação teórica da turbulência observada, as medidas em $r=21,0$ cm podem não ser relevantes. Entretanto, elas são apresentadas por, eventualmente, serem de interesse para compreender o comportamento do plasma nessa região.

No perfil radial da velocidade de fase das flutuações do potencial flutuante, com o crescimento da atividade MHD, mostrada na Fig.7.7, nota-se que a posição da mudança na direção de propagação é deslocada para dentro da coluna de plasma (para aproximadamente $r \sim 17,0$ cm). Observamos uma mudança no perfil radial das velocidades de fase, quando comparadas com atividade MHD baixa e alta.

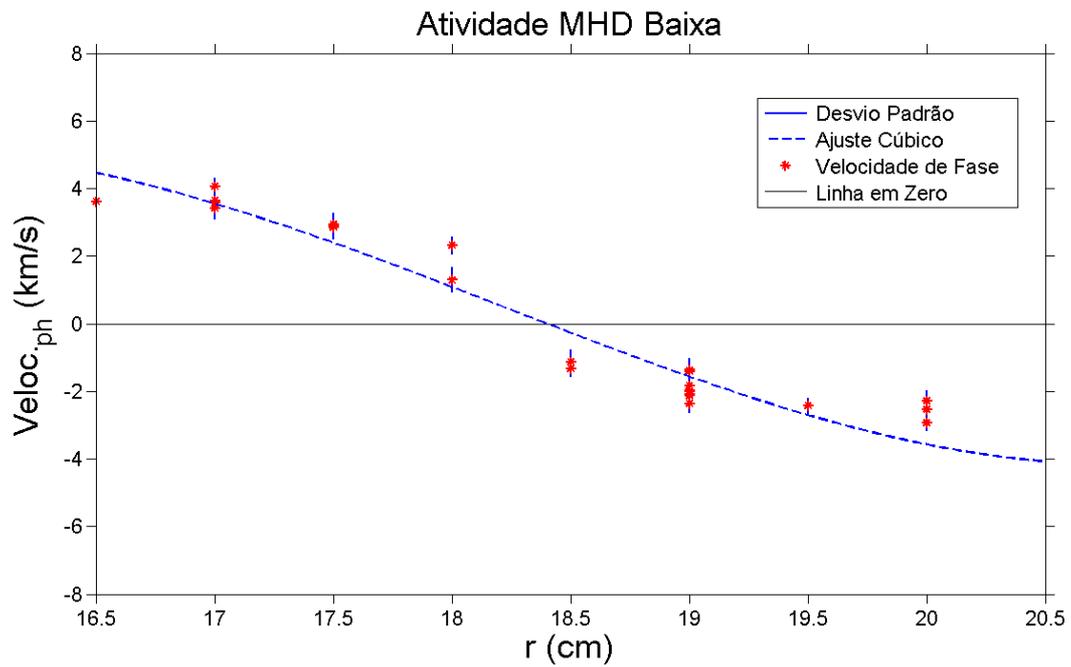


Figura 7.6: Perfil radial da velocidade de fase das flutuações do potencial flutuante no intervalo com atividade MHD baixa.

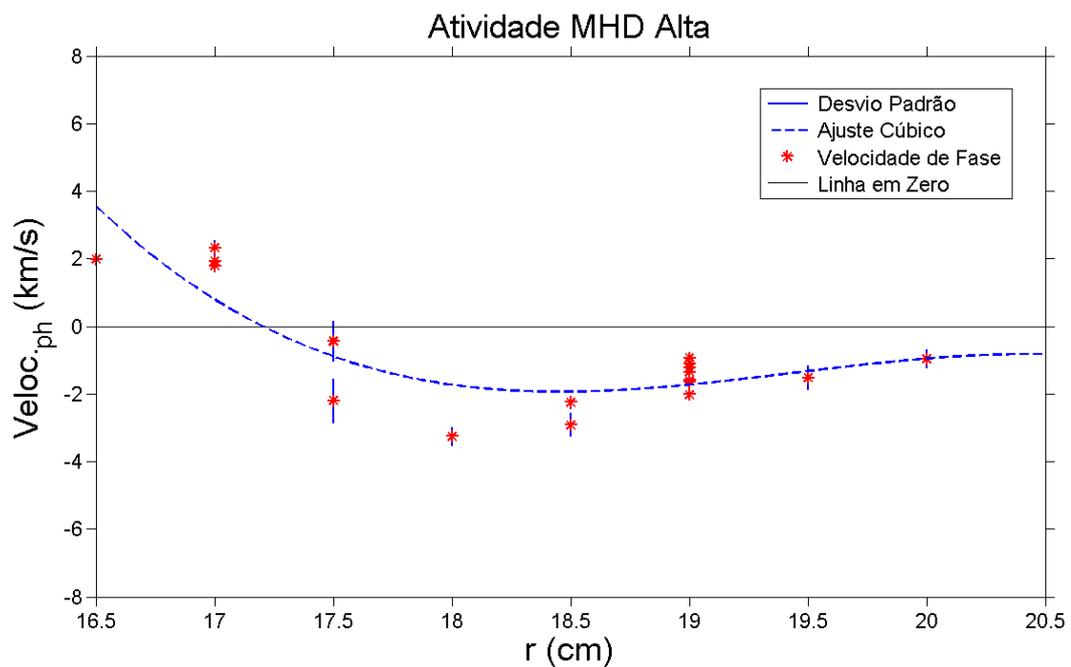


Figura 7.7: Perfil radial da velocidade de fase das flutuações do potencial flutuante no intervalo com atividade MHD alta.

7.3 Transporte de Partículas

Mostramos que a determinação do transporte radial de partículas induzido por flutuações é obtida pela fórmula $\Gamma_{\tilde{n},\tilde{\vartheta}} = \langle \tilde{n}(t)\tilde{\vartheta}_r(t) \rangle$ (ver seção 3.4). Analisamos a mudança no transporte de partículas nos dois intervalos distintos, com atividades MHD alta e baixa, para um mesmo disparo (ver Fig.3.7).

O transporte total de partículas induzido pela turbulência é obtido somando todos os valores do espectro de transporte em todas as frequências (ver Eq.3.26), onde a temperatura eletrônica na região de borda foi tomada da tabela 2.1. O perfil radial do transporte de partículas, com atividade MHD baixa, é apresentado na Fig.7.8, onde cada triângulo em vermelho representa o transporte total de partículas para um determinado disparo. Ajustamos uma função polinomial de grau três aos valores médios do transporte de partículas (linha tracejada verde) em função do raio. A linha contínua preta é um guia da posição do valor de máximo do transporte de partículas em torno de $\Gamma \sim 6 \times 10^{20} \text{partículas}/(s.m^2)$, no intervalo com atividade MHD baixa.

Ainda na Fig.7.8 observa-se que o transporte é positivo para todas as posições radiais, indicando um transporte de partículas para fora da coluna de plasma independentemente do raio, e também um valor máximo numa posição radial em torno de $r \sim 18,0$ cm.

O transporte de partículas, calculado no intervalo com atividade MHD alta é mostrado na Fig.7.9, onde cada triângulo em vermelho representa o transporte total de partículas para os mesmos disparos da Fig.7.8. Ajustamos uma função polinomial aos valores médios dos transportes de partículas (linha tracejada verde), para uma melhor visualização do comportamento do fluxo de partículas em função do raio. A linha contínua preta é um guia da posição do valor de máximo do transporte de partículas ($\Gamma \sim 6 \times 10^{20} \text{partículas}/(s.m^2)$) no intervalo com atividade MHD baixa, para podermos comparar as mudanças do transporte em função da posição radial, quando no intervalo com atividade MHD alta.

Com a atividade MHD alta o transporte de partículas aumentou [Fig.7.9] em todas as posições radiais¹. Na região externa da coluna de plasma notamos um crescimento pequeno do transporte de partículas. Entretanto, quando observamos o transporte na região interna à coluna de plasma, notamos um crescimento significativo (lembramos que para esses dados não há intervenção do eletrodo e o crescimento da atividade MHD se dá espontaneamente). Apesar das flutuações magnéticas não corresponderem a uma porcentagem significativa para o transporte de partículas na borda do plasma, o crescimento da atividade MHD acarretou um aumento no transporte de partículas dado pela turbulência.

¹Esses dados não vão de encontro ao experimento feito com o eletrodo polarizado no TCABR, em que há passagem para o modo H, com a consequente melhora do confinamento do plasma

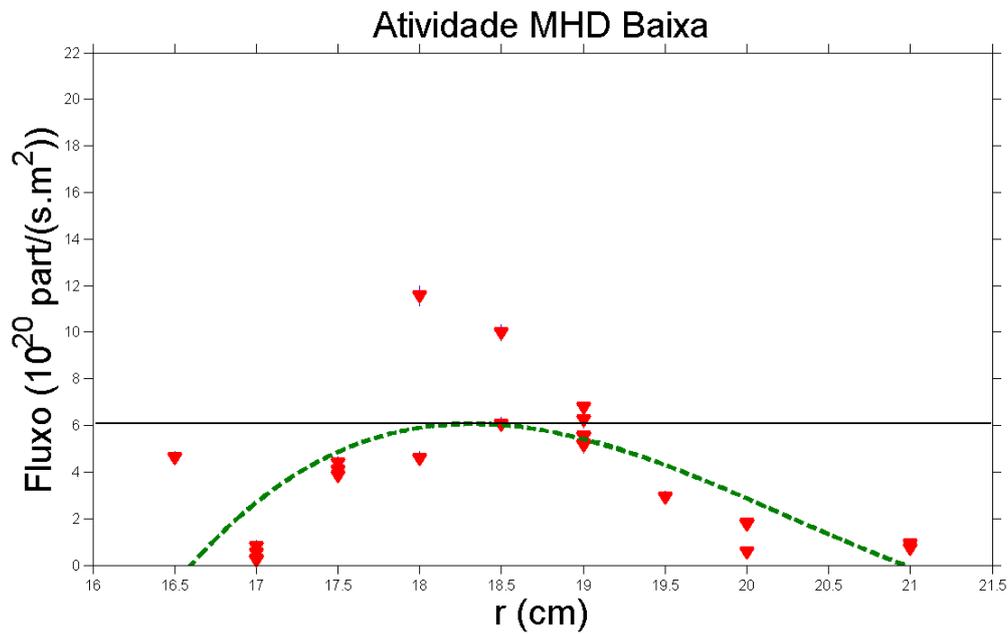


Figura 7.8: Perfil radial do transporte de partículas (triângulo em vermelho), no intervalo com atividade MHD baixa. A linha tracejada em verde é um ajuste polinomial servindo como guia aos olhos. A reta indica o ponto de máximo do ajuste do fluxo de partículas.

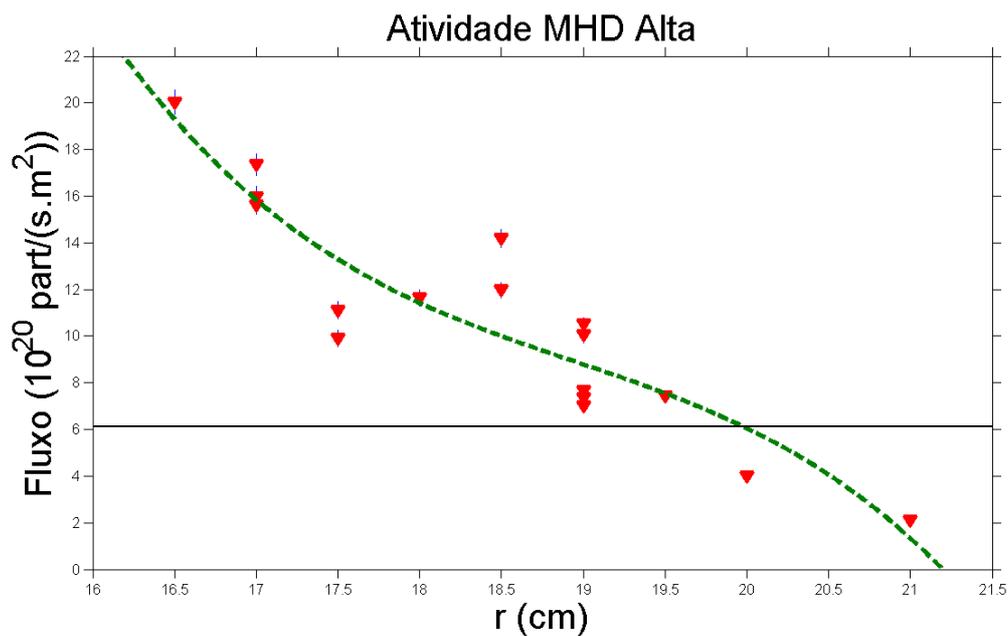


Figura 7.9: Perfil radial do transporte de partículas (triângulo em vermelho), no intervalo com atividade MHD alta. A linha tracejada em verde é um ajuste polinomial servindo como guia aos olhos. A reta indica o ponto de máximo do ajuste do fluxo de partículas com MHD baixo.

7.3. TRANSPORTE DE PARTÍCULAS

7.3.1 Transporte por Bandas de Frequências

Nesta seção vamos calcular o transporte por bandas de frequências (nos intervalos selecionados com atividade MHD alta e baixa). O cálculo será similar ao cálculo do transporte total, visto na seção anterior, porém, agora iremos integrar o transporte de partículas somente em determinadas bandas de frequência.

Para isso escolhemos quatro bandas de frequências com o propósito de verificar a contribuição de cada uma ao transporte de partículas. A primeira banda de frequência escolhida entre $f=1$ kHz e $f=200$ kHz, com atividade MHD baixa e alta, Figs.7.10(a) e (b). Nestas figuras notamos que o transporte de partículas não sofre mudança se comparada às Fig.7.8 e Fig.7.9, onde o transporte é calculado sobre todas as frequências. Isso ocorre, pois os modos com frequências $f \geq 200$ kHz não apresentam amplitudes significativas e conseqüentemente não contribuem para o transporte de partículas.

Já vimos que, com a atividade MHD alta, observou-se a turbulência com um modo dominante em torno de $f \sim 13$ kHz e harmônicos dessa frequência fundamental. Com isso, nossa escolha para as demais bandas de frequências teve por objetivo verificar a importância desse modo dominante MHD e seus harmônicos para o transporte de partículas.

As Figs.7.10(c) e 7.10(d) mostram o transporte de partículas em função da posição radial, calculado numa banda de frequência entre $f = 10$ kHz e $f = 15$ kHz, com a atividade MHD baixa e alta. Como agora o transporte é calculado a partir de uma banda de frequência e não mais para todo o espectro, observamos uma diminuição esperada no transporte de partículas em todas as posições radiais (triângulo vermelho), se comparado com o transporte total de partículas.

A Fig.7.10(c) mostra o perfil radial do transporte na banda em torno do modo com 13 kHz com a atividade MHD baixa. Se compararmos o ponto de máximo dado pelo ajuste polinomial dessa banda de frequência com o do transporte total, temos uma translação da posição radial de máximo em torno de $r=18,0$ cm. Nota-se que a forma da curva do ajuste polinomial não sofre uma mudança significativa, o que nos leva a concluir que essa banda de frequência, apesar de ser estreita se comparada com todo o espectro, tem uma contribuição importante para o transporte de partículas.

Com o aumento da atividade MHD, vê-se que ocorre uma mudança no transporte total de partículas na região de borda do plasma. Calculando o transporte de partículas na banda de frequência entre $f = 10$ kHz e $f = 15$ kHz, [Fig.7.10(d)], notamos que o ajuste polinomial não sofre uma mudança significativa em sua forma se comparada ao transporte total. Observa-se que o ajuste polinomial, para a região interna à coluna de plasma, sofre uma redução menor do fluxo de partículas, se comparada à região externa da coluna de plasma, o que produz uma inclinação maior do ajuste. Podemos afirmar que a taxa de

CAPÍTULO 7. ATIVIDADE MHD E TRANSPORTE DE PARTÍCULAS

variação do transporte de partículas em função da posição radial, calculada na banda de frequência em torno de modo MHD dominante, é maior para a região interna da coluna de plasma do que para a mesma região interna do transporte total. As flutuações eletrostáticas são moduladas pelas oscilações magnéticas com mais intensidade nessa região interna e, conseqüentemente, o transporte de partículas, para essa banda de frequência, torna-se mais intenso produzindo uma inclinação mais acentuada do ajuste nessa região.

Nas Figs.7.10(e) e 7.10(f) mostramos o fluxo de partículas em função da posição radial, calculado numa banda de frequência em torno do primeiro harmônico do modo MHD dominante compreendida entre $f=23$ kHz e $f=29$ kHz, com a atividade MHD baixa e alta, respectivamente. Essa banda inclui o primeiro harmônico com $f \sim 26$ kHz. Essa banda de frequência já não produz um efeito significativo no transporte como vimos para o caso da banda de frequência do modo dominante.

Para a nossa análise da dependência do transporte com a frequência ser conclusiva, necessitamos de uma última análise comparativa tomando uma banda com frequências altas entre $f=60$ kHz e $f=200$ kHz. A Fig.7.10(g) mostra uma mudança na forma do ajuste polinomial. Aparentemente para todas as posições radiais os fluxos de partículas calculados, nessa banda de frequência, são negativos, o que indica uma mudança na direção do fluxo para dentro da coluna de plasma, produzindo um efeito contrário no transporte de partículas calculado sob todas as frequências.

Com o aumento da atividade MHD, observa-se na Fig.7.10(h) que a região entre $r=17,0$ cm e $r=20,0$ cm, indica um transporte de partículas negativo, indicando também uma mudança na direção de propagação desse transporte para dentro da coluna de plasma. Podemos concluir que para frequências altas não observamos transporte significativo para fora da coluna de plasma.

7.3. TRANSPORTE DE PARTÍCULAS

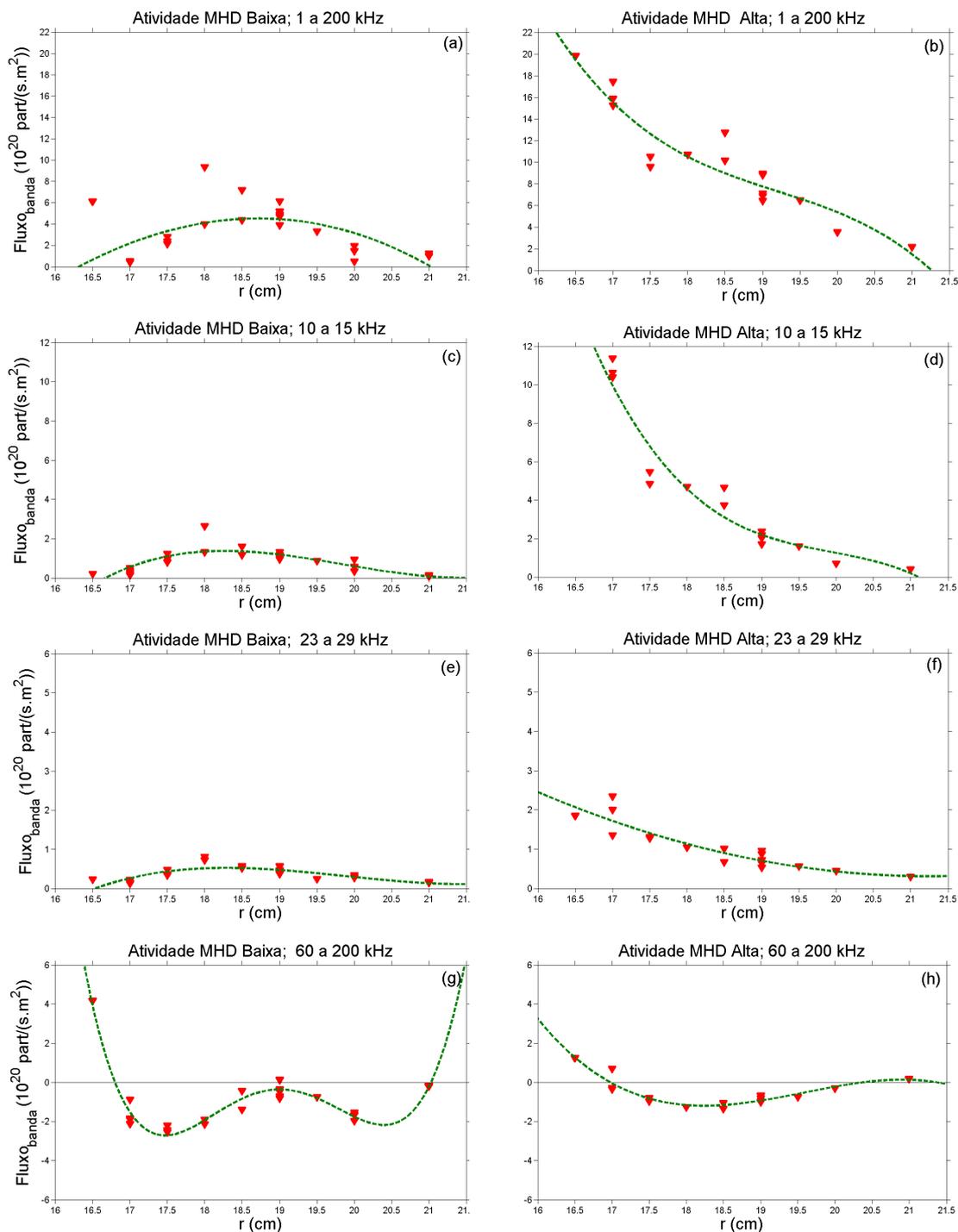


Figura 7.10: Perfil radial do fluxo de partículas por banda de frequências. De 1 a 200 kHz em (a) atividade MHD baixa e em (b) atividade MHD alta. De 10 a 15 kHz em (c) atividade MHD baixa e em (d) atividade MHD alta. De 23 a 29 kHz em (e) atividade MHD baixa e em (f) atividade MHD alta. De 60 a 200 kHz em (g) atividade MHD baixa e em (h) atividade MHD alta.

7.4 Perfil Radial do Campo Elétrico

Recentemente, verificou-se que a alteração do campo elétrico radial (de equilíbrio) na borda do plasma modifica o confinamento do plasma [67, 69]. Essa alteração modifica o transporte de partículas na borda do plasma, e este efeito tem sido considerado como o responsável pela transição do regime conhecido como modo L (de *low*) para um regime de melhor confinamento do plasma conhecido como modo H (de *high*). Evidências experimentais mostram que nesta transição surge uma barreira de transporte de partículas na borda do plasma [48].

Foi calculado o perfil radial do campo elétrico e, conseqüentemente o perfil radial da velocidade de deriva, com o objetivo de evidenciar a influência desses perfis com o transporte de partículas com o campo elétrico radial (visto na próxima seção). Mostramos também como o aumento da atividade MHD está associado à mudança no perfil radial do campo elétrico, e conseqüentemente à alteração do transporte.

Se tomarmos a velocidade de deriva (poloidal) do plasma como sendo:

$$V_{(\vec{E}_r \times \vec{B}_\varphi)} = \frac{E_r}{B_\varphi} \quad (7.1)$$

então temos que essa velocidade é proporcional ao gradiente do potencial flutuante:

$$V_{(\vec{E}_r \times B_\varphi)} \sim \frac{1}{\vec{B}_\varphi} \frac{dV_{flut}}{dr} \quad (7.2)$$

Para a análise do perfil radial do campo elétrico, plotamos as médias dos potenciais flutuantes em função da posição radial, com atividade MHD baixa (círculo azul) e alta (triângulo vermelho) [Fig.7.11]. Ajustes polinomiais de grau três, das médias dos potenciais flutuantes, são observados na mesma figura (linhas tracejadas). A figura ainda mostra uma faixa cinza em $r=18,0$ cm, indicando a posição do limitador físico da coluna de plasma [Fig.2.2]. Essa faixa orienta o leitor sobre as regiões internas $r \leq 18,0$ cm e externas $r \geq 18,0$ cm.

Notamos ainda na Fig.7.11 que as disposições dos pontos de máximo do perfil radial do potencial flutuante, para cada intervalo selecionado, não só têm valores bem distintos para as regiões sem atividade MHD alta (em torno de $V_{flut} \sim 130$ V) e com atividade MHD alta (em torno de $V_{flut} \sim 10$ V), como também suas posições radiais estão em valores diferentes, transladando de uma região externa à coluna de plasma (em torno de $r=18,5$ cm) para uma região interna à coluna de plasma (em torno de $r=17,5$ cm). Notamos uma evidente mudança nas flutuações do potencial flutuante pela influência da atividade MHD alta.

7.4. PERFIL RADIAL DO CAMPO ELÉTRICO

O campo elétrico, obtido através do cálculo do gradiente do potencial flutuante, é apresentado nos gráficos da Fig.7.12, onde temos as curvas em azul e em vermelho, referente aos perfis radiais com atividade MHD baixa e alta, respectivamente. Podemos notar onde a intensidade do campo elétrico radial é nula para cada um dos intervalos. Esses pontos indicam uma posição radial onde o vetor campo elétrico tem o sentido invertido.

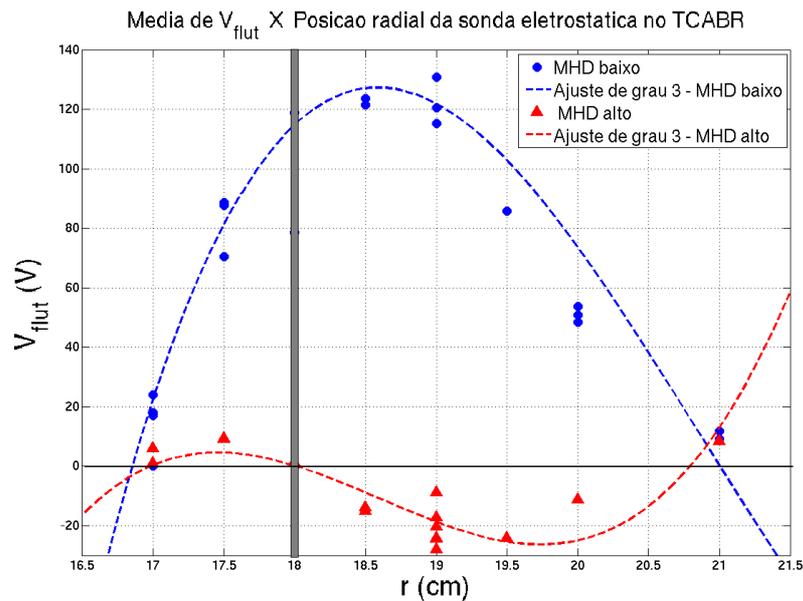


Figura 7.11: Perfil radial do potencial flutuante médio (V_{flut}), para atividade MHD baixa (círculo azul) e alta (triângulo vermelho).

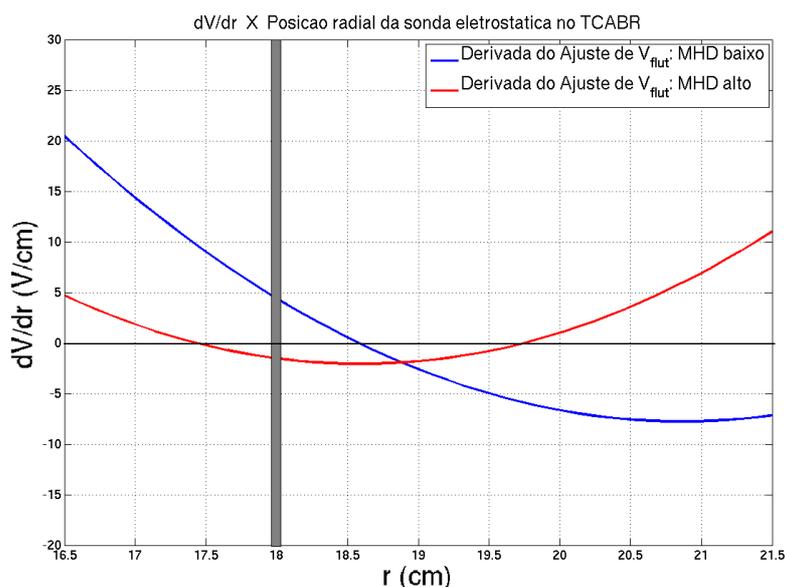


Figura 7.12: Gradiente de E_r , obtido do ajuste polinomial para V_{flut} , com atividade MHD baixa (azul) e alta (vermelho).

Com esse resultado, e sabendo que a velocidade de deriva poloidal depende do campo elétrico radial, podemos observar a mudança no sentido da velocidade de deriva poloidal do plasma entre as regiões interna e externa da coluna de plasma. Iremos verificar a relação entre o campo elétrico radial e o transporte de partículas na próxima seção.

7.5 Velocidades de Fase e de Deriva

Nessa seção, iremos comparar os perfis radiais do transporte de partículas, da velocidade de deriva e da velocidade de fase, nos intervalos com atividades MHD baixa e alta, em determinadas bandas de frequências.

Na Fig.7.13(a), observamos os perfis radiais da velocidade de fase (asterisco vermelho), calculada pelo espectro $S(\vec{k}, f)$, e da velocidade de deriva (linha tracejada preta) com atividade MHD baixa. O fluxo total de partículas em função da posição radial é mostrado na fig.7.13(b). Interessante notarmos que quando o fluxo total de partículas é alto, em torno de $r=18,5$ cm [Fig.7.13(b)], as velocidades de fase e de deriva assumem valores muito próximos uma da outra, na mesma posição radial [Fig.7.13(a)]. Por outro lado, sendo o fluxo de partículas baixo, nota-se uma diferença grande entre as velocidades de fase e de deriva, por exemplo, para posições radiais internas.

Apresentamos os perfis radiais das velocidades de fase e de deriva na Fig.7.14(a) e o transporte total de partículas para o mesmo intervalo com atividade MHD alta, na Fig.7.14(b). Nota-se que quando o transporte de partículas é alto, observado na região interna da coluna de plasma ($r \leq 18,0$ cm), as velocidades de fase e de deriva assumem valores muito próximos uma da outra. Para posições radiais superiores à $r=19,0$ cm notamos que o transporte de partículas decresce [fig.7.14(b)], enquanto a diferença entre os valores das velocidade de fase e de deriva aumenta [Fig.7.14(a)].

Conseqüentemente, é possível observar evidências de uma dependência entre os valores das velocidades de deriva e de fase e o transporte de partículas nessa região. Conforme essa diferença entre os valores das velocidades diminui, o transporte de partículas aumenta.

7.5. VELOCIDADES DE FASE E DE DERIVA

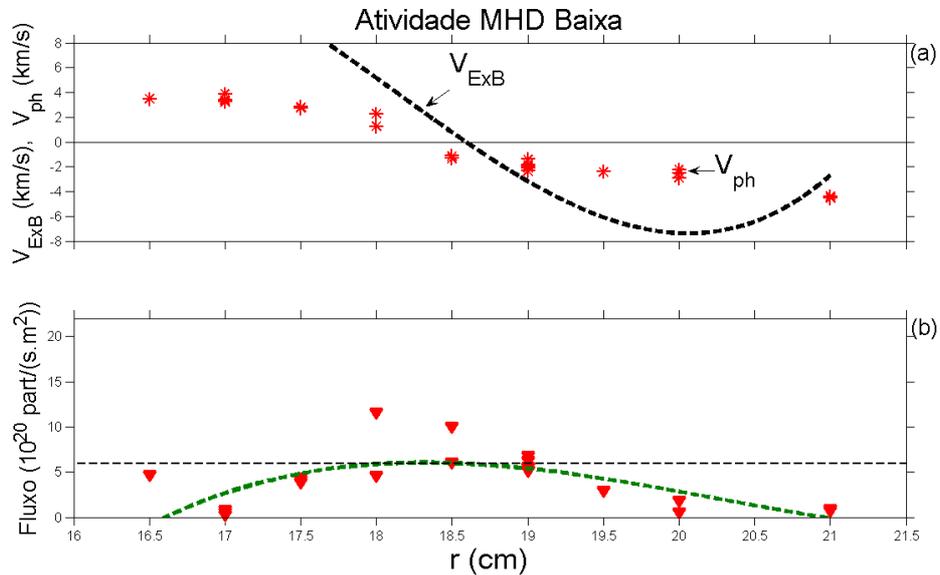


Figura 7.13: (a) Velocidade de deriva $V_{E \times B}$ (linha tracejada) e velocidade de fase v_{ph} (asteriscos) no intervalo de tempo com atividade MHD baixa. Em (b) temos o fluxo total médio das partículas no mesmo intervalo.

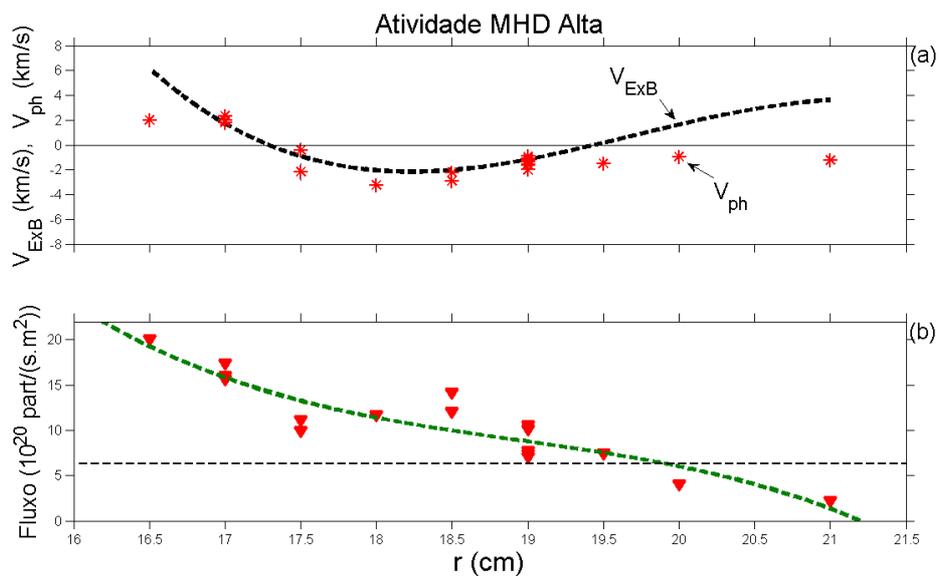


Figura 7.14: (a) Velocidade de deriva $V_{E \times B}$ (linha tracejada) e a velocidade de fase v_{ph} (asteriscos) no intervalo com atividade MHD alta. Em (b) temos o fluxo total médio das partículas no mesmo intervalo.

7.5.1 Velocidades em Função da Banda de Frequência

Nesta seção vamos comparar o perfil radial da velocidade de fase, em função da banda de frequência [Fig.7.15], com o perfil radial da velocidade de deriva. Iremos escolher, para isso, as quatro bandas de frequências escolhidas para examinar o fluxo de partículas (ver seção 7.3.1). Como a velocidade de deriva é calculada pelo campo elétrico radial médio e pelo campo magnético, de equilíbrio, ela é a mesma para qualquer banda.

A primeira banda de frequência escolhida para calcular o perfil radial da velocidade de fase está entre $f = 1$ kHz e $f = 200$ kHz [Fig.7.15(a) e (b)]. Nestas figuras notamos que os valores das velocidades de fase (vermelho) são semelhantes aos das Figs.7.13(a) e 7.14(a), calculadas sobre todo o espectro de frequências. Isso é esperado, pois as amplitudes com frequências acima de $f = 200$ kHz são muito pequenas.

As Figs.7.15(c) e 7.15(d) mostram os perfis radiais das velocidades de fase calculadas na banda em torno da frequência da atividade MHD, compreendida entre $f = 10$ kHz e $f = 15$ kHz, com atividade MHD baixa e alta, respectivamente. Para essa banda de frequência, observamos uma diminuição da velocidade de fase (asterisco vermelho para atividade MHD alta). Notamos na Fig.7.15(c), uma diminuição das velocidades de fase em todas as disparos, observado pelo ajuste polinomial (linha contínua vermelha), e conseqüentemente um aumento na diferença entre os valores das velocidades de fase e de deriva, para as regiões internas e regiões externas à coluna de plasma, se comparada aos perfis radiais das velocidades calculada em todo o espectro. Esse aumento da diferença entre as velocidades ocorre nas mesmas posições radiais em que ocorre a diminuição do fluxo de partículas (ver Fig.7.10(c)).

Com o aumento da atividade MHD [Fig.7.15(d)], nota-se que os valores das velocidades de fase e de deriva, para a região interna da coluna plasma, estão ainda mais próximos um do outro, se comparados aos valores apresentados na Fig.7.15(b). Nesse caso observamos um fluxo de partículas ainda mais acentuado nessa região, como podemos verificar na Fig.7.10(d). Ainda na Fig.7.15(d), o transporte de partículas no interior da coluna de plasma torna-se mais acentuado, possivelmente, devido à condição de ressonância, expressa pela igualdade entre as velocidades, ser mais intensa nessa faixa de frequência do que nas demais faixas de frequências, levando a um aumento abrupto da correlação entre as flutuações da densidade e do potencial flutuante, aumentando com isso o fluxo de partículas.

7.5. VELOCIDADES DE FASE E DE DERIVA

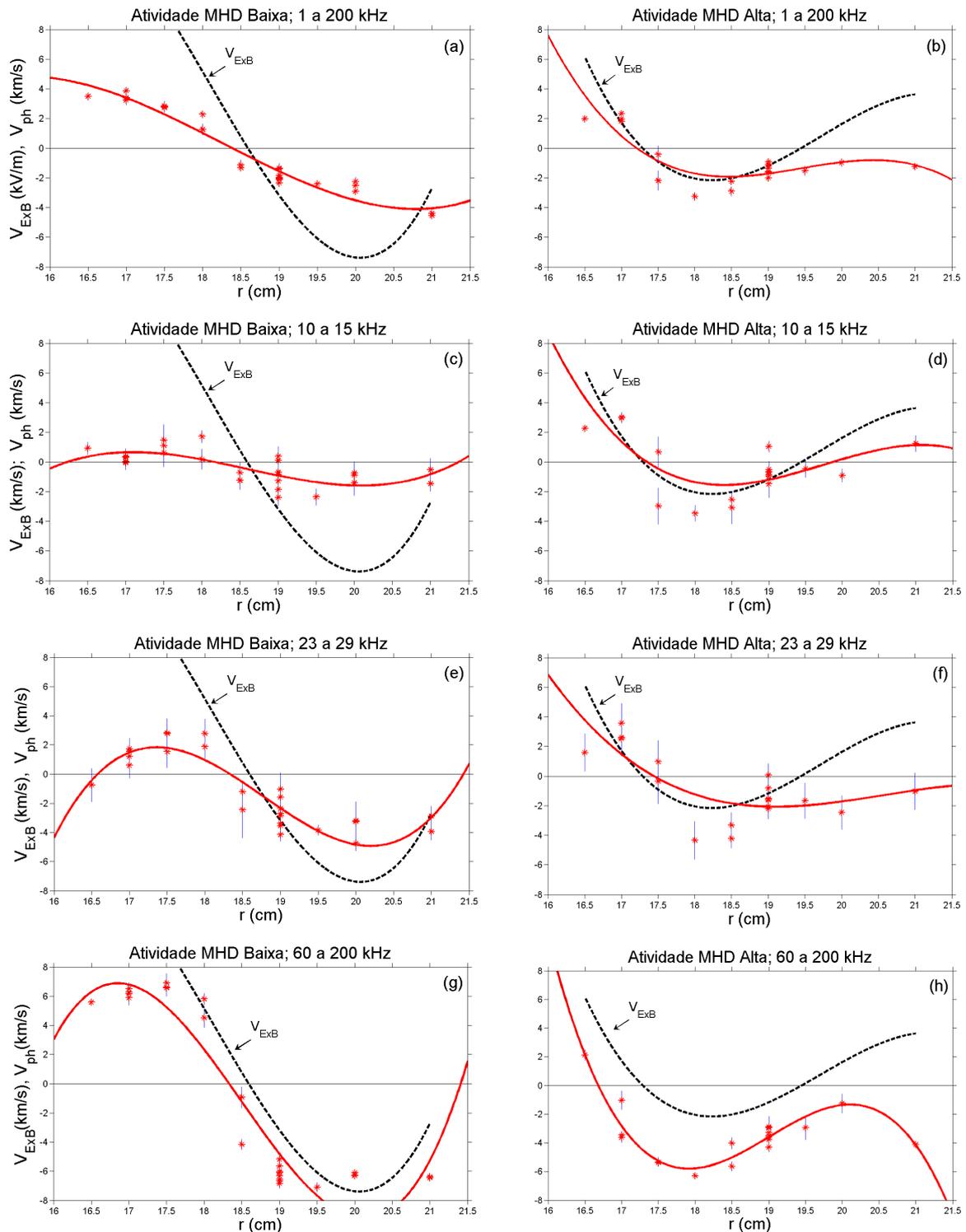


Figura 7.15: Perfis radiais das velocidades de deriva (linha tracejada) e de fase (pontos em vermelho), por banda de frequências, para atividades MHD baixa e alta. A linha contínua é um ajuste polinomial da velocidade de fase.

Para as Figs.7.15(e) e 7.15(f), mostramos as velocidades de fase e de deriva em função da posição radial, calculadas na banda de frequência em torno do primeiro harmônico do modo fundamental MHD, entre $f = 23$ kHz e $f = 29$ kHz, com atividade MHD baixa e alta, respectivamente. Na Fig.7.15(e) nota-se um comportamento semelhante ao mostrado na Fig.7.15(c).

Na [Fig.7.15(f)] observa-se que o ajuste polinomial da velocidade de fase não sofre uma mudança significativa se comparada às da Fig.7.15(d). Observamos na Fig.7.15(f) que na parte externa da coluna de plasma ($r \geq 18,0$ cm), a diferença entre as velocidades é maior do que a diferença entre as velocidades da banda de frequência entre 10 kHz e 15 kHz [Fig.7.15(d)]. Tal efeito também pode ser observado pela redução maior do fluxo de partículas calculado pela banda de frequência do primeiro harmônico [Fig.7.10(f)] comparado ao fluxo calculado para a banda de frequência em torno do fundamental [Fig.7.10(d)].

As Figs.7.15(g) e 7.15(h), mostram o gráfico das velocidades de fase e de deriva em função da posição radial, calculadas numa banda de frequência compreendida entre $f=60$ kHz e $f=200$ kHz, com atividade MHD baixa e alta, respectivamente. A Fig.7.15(g), mostra as velocidades na banda de frequência com atividade MHD baixa. O primeiro aspecto da figura mostra claramente que os ajustes polinomiais das velocidades não se interceptam, indicando que as velocidades diferem em qualquer posição. O mesmo é visto na Fig.7.15(h).

7.6 Transporte Caótico

Para compreender a influência da atividade MHD no transporte de partículas, é fundamental comparar a velocidade de fase, obtida do espectro $S(k, f)$, com a velocidade de deriva, dada pelo campo elétrico radial médio. A dependência do transporte de partículas com os perfis radiais das velocidades de fase e de deriva, na região de borda do plasma do tokamak TCABR, foi verificada na seção 7.5, onde observamos que existem indícios de uma relação entre a diferença das velocidades com o transporte de partículas. Para valores grandes da diferença entre as velocidades, notamos um fluxo de partículas baixo e para diferenças pequenas das velocidades, observamos um transporte alto de partículas.

O modelo hamiltoniano de ondas de deriva apresentado em [4, 34], prevê que alterações do campo elétrico radial (\vec{E}_r) levam à criação de barreiras que diminuem o transporte de partículas. Nesse modelo é introduzido o parâmetro de confinamento fixo (U), proporcional à diferença entre as velocidades de deriva e de fase.

Para o parâmetro de confinamento próximo de zero o transporte de partículas é elevado. Podemos esperar, portanto, que para $U = 0$ tenhamos uma possível condição de

7.6. TRANSPORTE CAÓTICO

ressonância e conseqüentemente um aumento significativo no transporte de partículas. Nessa seção iremos calcular o valor do parâmetro de confinamento experimental $U(r)$ (dependente da posição radial e da frequência), dado a partir da diferença entre os ajustes polinomiais das velocidades de deriva e de fase. Temos então:

$$U(r) \sim \left[\frac{1}{B_\varphi} \frac{dV_{flut}(r)}{dr} - v_{ph}(r) \right] \quad (7.3)$$

onde $\frac{dV_{flut}(r)}{dr}$ é a derivada do ajuste polinomial do perfil radial da média do potencial flutuante, e $v_{ph}(r, f)$ é a velocidade de fase dependente da frequência e de r .

O transporte total de partículas, com atividade MHD baixa, é mostrado na Fig.7.16(a). As velocidades de fase (vermelho) e de deriva (preto) são apresentadas na Fig.7.16(c). A relação do fluxo de partículas com a diferença entre as velocidades de fase e de deriva é mostrado na Fig.7.16(e). Nessa figura podemos notar que quando o parâmetro de confinamento é alto, o transporte de partículas é pequeno (região em torno de $r \sim 18,5$ cm) e para um parâmetro de confinamento experimental baixo, notamos que o fluxo de partículas torna-se alto.

Com a atividade MHD alta no plasma, o transporte de partículas [7.16(b)] e as velocidades de fase e de deriva [7.16(d)], mantém a mesma relação. Para uma diferença entre as velocidades de deriva e de fase alta, o parâmetro de confinamento torna-se alto (condição de ressonância desaparece) e o fluxo de partículas é baixo, visto nas regiões com $r \geq 18,5$ cm. Em contrapartida, para uma diferença pequena entre as velocidades pequena, o fluxo de partículas é alto, como podemos observar para regiões internas da coluna de plasma.

A informação experimental, aqui exposta [38], sobre a dependência do transporte de partículas com os valores entre a velocidade de fase e a velocidade de deriva corrobora o modelo hamiltoniano de ondas de deriva já explorado nas referências [4, 35, 66].

CAPÍTULO 7. ATIVIDADE MHD E TRANSPORTE DE PARTÍCULAS

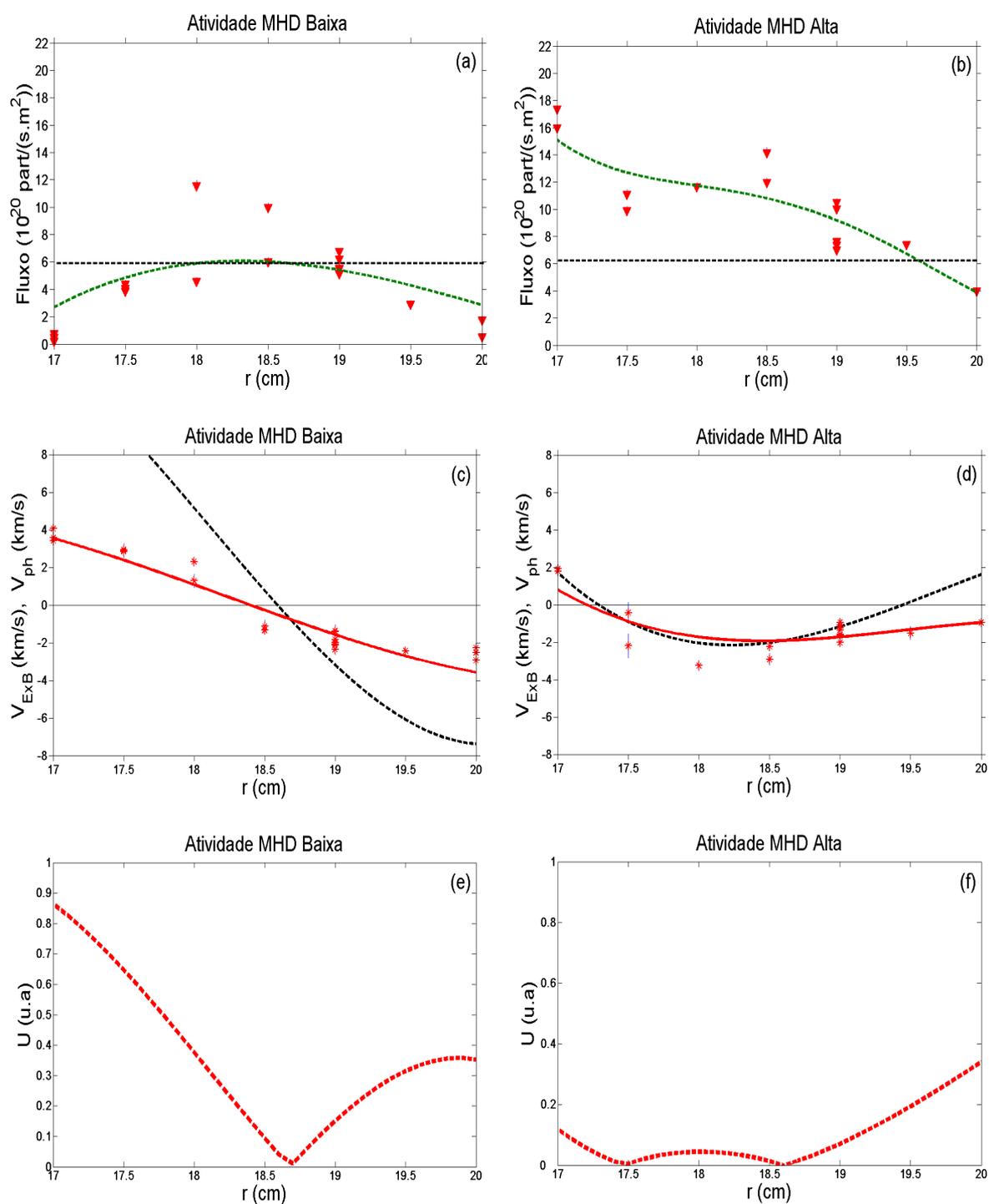


Figura 7.16: Perfil radial do fluxo de partículas com atividade MHD baixa (a) e alta (d). Perfil radial das velocidades de fase e de deriva com atividade MHD baixa (c) e alta (d). Em (e) e (f) Parâmetro de confinamento para os intervalos com atividade MHD baixa e alta respectivamente.

7.7 Conclusão

Neste capítulo analisamos o transporte de partículas no TCABR e as velocidades de fase e de deriva das ondas presentes na turbulência. Os intervalos de tempo foram selecionados em descargas com crescimento lento da corrente elétrica de plasma.

Pudemos verificar que, com atividade MHD alta, o transporte ocorre na frequência principal. Além disso, esse transporte é alto nas posições radiais em que as velocidades de fase e de deriva são próximas.

Capítulo 8

Conclusões e Perspectivas

Resultados Obtidos

Nesta tese investigamos a turbulência eletrostática, na borda do plasma confinado no tokamak TCABR, e o transporte de partículas por ela gerado. Usamos séries temporais das flutuações medidas por sondas elétricas, em algumas experiências realizadas nos últimos anos nesse tokamak [26, 27]. Para essa investigação, desenvolvemos uma análise numérica, com base em trabalhos teóricos recentes [35, 34], para determinar algumas características e propriedades da turbulência e do transporte, a partir das flutuações medidas por sondas elétricas. Essa análise contribui para aprofundar a investigação sobre a turbulência observada no TCABR [25, 37].

Inicialmente relatamos os métodos que usamos para analisar, numericamente, os espectros lineares da potência das flutuações eletrostáticas e magnéticas. Assim, determinamos, essencialmente, as frequências, números de onda e amplitudes dessas flutuações. Verificamos como essas características variam com a posição radial, dentro e fora do plasma. O espectro de potência da turbulência no interior do plasma apresenta frequências abaixo de 150 kHz com o pico principal entre 10 kHz e 50 kHz. Notamos que a velocidade de fase das ondas varia com a posição radial e muda de sinal, em algumas descargas elétricas, no interior do plasma perto da superfície da coluna. A seguir apresentamos o método usado para calcular, numericamente, os espectros das flutuações eletrostáticas e das magnéticas e a variação desses espectros com a posição radial. Aplicamos sistematicamente a metodologia apresentada nos capítulos 3 e 4. Atenção especial foi dedicada à alteração da turbulência devido ao aumento da atividade MHD, medida por bobinas de Mirnov colocadas no interior da câmara, do lado externo da coluna do plasma. Esse aumento ocorre em algumas descargas elétricas, para as quais escolhemos intervalos de tempo com atividade baixa e alta. Assim, pudemos comparar as diferenças na turbulência nesses dois tipos de intervalos.

A nossa análise foi feita com flutuações selecionadas em intervalos de tempo com baixa ou alta atividade MHD. Esses intervalos foram selecionados a partir da verificação da amplitude e regularidade da atividade MHD observada. Uma alteração importante é a similaridade entre os espectros lineares da turbulência e da oscilação magnética, observada a partir do crescimento da atividade MHD. Identificamos, também, que o acoplamento não linear, entre modos com determinadas frequências distintas, cresce significativamente com a atividade MHD e, além disso, os acoplamentos identificados nas flutuações eletrostáticas são similares aos que identificamos nas oscilações magnéticas. O fluxo de partículas induzido pelas flutuações é para fora do plasma em quase todo o espectro de frequência. Obtivemos a variação do transporte de partículas com o potencial do eletrodo. Constatamos um pico de alta intensidade do transporte na frequência de 10 kHz após o aumento da atividade MHD, o que contribui para o aumento significativo do transporte total de partículas. As similaridades, máximas em $r \sim 18$ cm, entre os espectros lineares e os biespectros da turbulência e da atividade MHD, indicam a sincronização entre as mesmas, na frequência dominante na frequência dominante da atividade MHD [37].

Como um complemento da análise de dados experimentais antecedentes, simulamos numericamente o acoplamento entre flutuações eletrostáticas e magnéticas. Para isso, utilizamos uma solução aproximada da equação de Hasegawa e Mima para a propagação das ondas de deriva, que descreve as oscilações turbulentas pelo acoplamento não-linear de três ondas, seguindo a Ref. [50]. Vários parâmetros do tokamak TCABR foram considerados na determinação dos parâmetros utilizados no modelo. Para reproduzir os espectros experimentais, introduzimos, no sistema de equações, um ruído randômico, com distribuição gaussiana, e um forçamento para simular a atividade MHD alta com uma frequência específica. Assim, foi possível reproduzir os espectros e biespectros obtidos dos dados experimentais [36].

Analisamos os perfis radiais da turbulência e do transporte de partículas. Mostramos que o perfil radial do transporte depende da velocidade de fase. O transporte é alto nas posições em que a velocidade fase é próxima da velocidade de deriva elétrica, e baixo nas posições em que essas velocidades são diferentes. Seguindo a Ref. [35], interpretamos esse efeito como causado pela ressonância que ocorre quando a velocidade de fase do modo dominante e da deriva elétrica são iguais. Completamos nossa análise sobre o fluxo de partículas, com a atividade MHD alta, calculando os fluxos de partículas em bandas de frequências. Observamos que o transporte depende da banda de frequência considerada. De fato, o aumento do transporte com a atividade MHD ocorre principalmente na frequência dominante dessa atividade [38]. O presente trabalho permitiu concluir que as técnicas de análise espectral, aplicadas a dados de flutuações, obtidos com sondas ele-

trostáticas e magnéticas, são capazes de prover informações relevantes sobre a natureza da turbulência e do transporte de partículas.

Próximas Etapas

A análise espectral apresentada nesta tese será aplicada às novas experiências sobre a turbulência e o transporte de partículas que serão feitas no TCABR. Entre essas experiências destacamos as que envolverão o controle do plasma pela ação do eletrodo e pela injeção de ondas de Alfvén. Além de podermos estudar a atuação desse controle sobre a atividade MHD. Nessa futura análise serão utilizados dados das novas sondas elétricas instaladas recentemente no TCABR e que permitem medidas simultâneas das flutuações em várias posições radiais. Com isso poderemos investigar melhor a dependência da turbulência com a posição radial e com o campo elétrico em cada posição. O interesse é verificar a influência da ressonância, entre o fluxo poloidal de equilíbrio e a propagação poloidal de uma onda de deriva, sobre o transporte, conforme previsto pelo modelo Hamiltoniano usado no capítulo 7. O acoplamento entre modos com diferentes frequências, descrito nesta tese, serão investigados nessas novas experiências. Em particular, o uso de dados de sondas elétricas e magnéticas próximas devem permitir verificar diretamente o acoplamento entre as flutuações elétricas e magnéticas. Estamos interessados em descrever esse acoplamento com o modelo Hamiltoniano usado no capítulo 6. Finalmente, pretendemos ainda prosseguir a análise do transporte observado e comparar o transporte caótico de partículas, previsto no modelo Hamiltoniano que usamos no capítulo 7, com o transporte calculado a partir das flutuações turbulentas.

Referências Bibliográficas

- [1] F. Jeffrey, **Plasmas Physics and Fusion Energy**, *Cambridge* (1990).
- [2] R. A. Gross, **Fusion Energy**, *John Wiley and Sons* (1984).
- [3] J. Wesson, **Tokamaks**, *Oxford University Press, 3rd Edition* (2004).
- [4] W. Horton, **Drift Waves and Transport**, *Review of Modern Physics*, vol.71, 735 (1999).
- [5] R. M. O. Galvão, Yu. K. Kuznetsov, I. C. Nascimento, E. K. Sanada, D. O. Campos, A. Elfimov, J. I. Elizondo, A. N. Fagundes, A. A. Ferreira, A. M. M. Fonseca, E. A. Lerche, R. Lopez, L. F. Runchko, W. P. Sá, E. A. Saettone, J. H. F. Severo, R. P. Silva, V. S. Tsypin, R. Valencia, A. Vannucci, **New Regime of Runaway Discharges in Tokamaks**, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol.43, 1181, (2001).
- [6] Y. K. Kuznetsov, R. M. O. Galvão, Jr. V. Bellintani, A. A. Ferreira, A. M. M. Fonseca, I. C. Nascimento, L. F. Runchko, E. A. Saettone, V. S. Tsypin, O. C. Usuriaga, **Runaway Discharges in TCABR**, *Nuclear Fusion*, vol.44, 631, (2004).
- [7] G. O. Ludwig, E. Del Bosco, J. G. Ferreira, L. A. Berni, R. M. Oliveira, M. C. R. Andrade, C. S. Shibata, M. Ueda, L. F. W. Barbosa, J. J. Barroso, P. J. Castro, H. Patire Jr, **Spherical Tokamak Development in Brazil**, *Brazilian Journal of Physics*, vol. 33, 4 (2003).
- [8] P. C. Liewer, **Measurements of Microturbulence in Tokamaks and Comparisons with Theories and Anomalous Transport**, *Nuclear Fusion*, vol.25, 543 (1985).
- [9] C. Hidalgo, M. A. Pedrosa, B. Golçalves. **Flutuaction, Sheared Radial Eletric Fields and Transport interplay in Fusion Plasmas.**, *New Journal of Physics*, vol.4, 51 (2002).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [10] C. Hidalgo, **On the Nature of Transport in Fusion Plasmas**, *Astrophysics and Space Science*, vol.292, 681 (2004).
- [11] G. D. Conway, **Turbulence measurements in fusion plasmas**, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol.50, 124026 (2008).
- [12] J. M. Kwon, W. Horton, P. Zhu, P. J. Morrison et al, **Global Drift Wave Map Test Particle Simulation**, *Physics of Plasmas*, vol.7, 1169 (2000).
- [13] E. J. Powers, **Polyspectral Analysis and its Applications**, *University of Texas at Austin* (1990).
- [14] E. J. Powers **Spectral Techniques for Experimental Investigation of Plasma Diffusion due to Polychromatic Fluctuations**, *Nuclear Fusion*, vol.14, 749 (1974).
- [15] A. J. Wootton et al., **Fluctuations and Anomalous Transport in Tokamaks**, *Physics Fluids*, vol.B2, 2879 (1990).
- [16] P. C. Stangeby, **Effect of Bias on Trapping Probes and Bolometers for Tokamak Edge Diagnosis**, *Journal of Physics D*, vol.15, 1007 (1982).
- [17] P. C. Stangeby et al., **Plasma Boundary Phenomena in Tokamaks**, *Nuclear Fusion*, vol.30, 1225 (1990)
- [18] I. H. Hutchinson, **Principles of Plasma Diagnostics**, *Cambridge University Press*. (1990)
- [19] N. Bretz, **Diagnostic Instrumentation for Microturbulence in Tokamaks**, *Review of Scientific Instruments.*, vol.68, 2927 (1997)
- [20] A. S. O. Erich , **Construção e Utilização de um Limitador Ergódico Magnético no Tokamak TCABR**, *Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo* (2004).
- [21] J. Wesson, **Tokamaks**, *Clarendon Press* (1978).
- [22] S. V. Mirnov e I. B. Semenov, **Soviet Physics JETP**, vol.33, 1134 (1971).
- [23] M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, A. A. Ferreira, E. A. O. Saettone, A. Vannucci, **Tokamak Turbulence at the Scrape-off Layer in TCABR with an Ergodic Magnetic Limiter**, *Journal of Plasma Physics*, vol.73, 295 (2007).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [24] A. A. Ferreira, **Tese de Doutorado, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo**, *Departamento de Engenharia de Sistemas Eletrônicos, EP-USP*, (2004).
- [25] Z. O. Guimarães-Filho, I. L. Caldas, R. L. Viana, M. V. A. P. Heller, I. C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov, R. D. Bengtson **Electrostatic turbulence driven by high magnetohydrodynamic activity in Tokamak Chauffage Alfvén Brésilien**, *Physics of Plasmas*, vol.15, 062501 (2008).
- [26] I. C. Nascimento, Y. K. Kuznetsov, J. H. F. Severo, A. M. M. Fonseca, A. Elfimov, V. Bellintani, M. Machida, M. V. A. P. Heller, R. M. O. Galvão, E. K. Sanada e J. I. Elizondo, **Plasma Confinement Using Biased Electrode in the TCABR Tokamak**, *Nuclear Fusion*, vol.45, 796, (2005).
- [27] I. C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov, Z. O. Guimarães-Filho, I. El Chamaa-Neto, O. Usuriaga1, A. M. M. Fonseca, R. M. O. Galvão, I. L. Caldas, J. H. F. Severo, I. B. Semenov, C. Ribeiro, M. V. P. Heller, V. Bellintani, J. I. Elizondo, E. Sanada, **Suppression and Excitation do MHD Activity with Electrically Polarized Electrode the TCABR Tokamak Plasma Edge**, *Nuclear Fusion*, vol.47, 1570 (2007).
- [28] A. A. Ferreira, M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, E. A. Lerche, L. F. Ruchko, L. A. Baccalá, **Turbulence and Transport in the Scrape-off layer TCABR Tokamak**, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol.46, 669 (2004).
- [29] M. R. Castro, M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, Z. A. Brasília, R. P. da Silva e I. C. Nascimento, **Influence of Resonant Magnetic Perturbations on Plasma Edge Turbulence**, *Physics of Plasmas*, vol.4, 329 (1997).
- [30] W. P. de Sá, **Medida de Turbulência na Periferia do TBR-1**, *Dissertação de Mestrado*, São Paulo, IFUSP (1987).
- [31] R. P. da Silva, I. C. Nascimento, **Simultaneous measurement of ion and electron temperatures in the scrape-off layer of a small tokamak**, *Review of Scientific Instruments*, vol.62, 2700 (1991).
- [32] R. P. da Silva, I. C. Nascimento e D. F. da Cruz, **Electrostatic Ion Probe fo Tokamak-Plasma-Edge Diagnostic**, *Review of Scientific Instruments*, vol.57, 2205 (1986).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [33] D. F. da Cruz, **Análise do Espectro de Turbulência No TBR-1**, *Dissertação de Mestrado*, São Paulo, IFUSP (1987).
- [34] A. M. Batista, I. L. Caldas, S. R. Lopes, R. L. Viana, W. Horton, P. J. Morrison, **Nonlinear Three-Mode Interaction and Drift-Wave Turbulence in Tokamak Edge Plasma**, *Physics of Plasma*, vol.13, 042510 (2006).
- [35] F. A. Marcus, I. L. Caldas, Z. O. Guimarães-Filho, P. J. Morrison, W. Horton, Yu. K. Kuznetsov, I. C. Nascimento, **Reduction of chaotic particle transport driven by drift waves in sheared flows**, *Phys. Plasmas*, vol.15, 112304 (2008).
- [36] G. Z. dos Santos Lima, Z. O. Guimarães-Filho, A. M. Batista, I. L. Caldas, S. R. Lopes, R. L. Viana, I. C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov, **Bicoherence in electrostatic turbulence driven by high magnetohydrodynamic activity in Tokamak Chauffage Alfvén Brésilien**, *Physics of Plasmas*, vol.16, 042508 (2009).
- [37] Z. O. Guimarães-Filho, G. Z. dos Santos Lima, I. L. Caldas, R. L. Viana, I. C. Nascimento, and Yu. K. Kuznetsov, **Dynamical characteristics of plasma turbulence with high MHD activity in TCABR tokamak**, *Nuclear Fusion*, Artigo Submetido (2009).
- [38] G. Z. dos Santos Lima, Z. O. Guimarães-Filho, F. A. Marcus, I. L. Caldas, I. C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov, **Transport Barrier in Tokamak Discharges with High MHD Activity**, *a ser submetido para publicação*, (2009)
- [39] S. T. Levinson, J. M. Beall, E. J. Powers, R. W. Bengtson, **Space-Time Statistics of the Turbulence in a Tokamak Edge Plasma**, *Nuclear Fusion*, vol.25, 527 (1984).
- [40] S. Santoso, E. J. Powers, R. Bengtson, A. Ourous, **Time-Series Analysis of Nonstationary Plasma Fluctuations using Wavelet Transforms**, *Reviews of Scientific Instruments*, vol.68, 898 (1997).
- [41] B. Ph. Milligen, C. Hidalgo, E. Sánchez, **Nonlinear Phenomena and Intermittency in Plasma Turbulence**, *Physical Review letters*, vol.74, 395 (1994).
- [42] D. E. Smith, E. J. Powers, G. Caldwell, **Fast Fourier Transform Spectral Analysis Techniques as a Plasma Fluctuation Diagnostic Tool**, *IEEE - Transactions on Plasma Science*, vol.2, 261 (1984).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [43] S. Qian, D. Chen, **Joint Time-Frequency Analysis-Methods and Applications**, *Prentice Hall PTR*, Upper Saddle River, (1996).
- [44] Ch. P. Ritz, H. Lin, T. L. Rhodes, A. J. Wootton, **Evidence for Confinement Improvement by Velocity-Shear Suppression of Edge Turbulence**, *Physical Review Letters*, vol.65, 2543 (1990).
- [45] M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, A. A. Ferreira, E. A. Sattone, E. A. O. Vannucci, I. C. Nascimento, J. H. F. Severo **Scrape-off layer turbulence modulated by Mirnov oscillations**, *Czechoslovak Journal of Physics*, vol.55, 265 (2005).
- [46] R. M. Castro, **Turbulência Eletrostática e Magnética em Tokamaks**, *Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo* (1996)
- [47] M. V. A. P. Heller, R. M. Castro, Z. A. Basílio, I. L. Caldas, R. P. Silva, **Edge turbulence spectrum alterations driven by resonant fields**, *Nuclear Fusion*, vol.35, 59 (1995).
- [48] H. Lin, **Turbulence and Transport Studies in the Edge Plasma of the TEXT tokamak**, *Ph.D. Thesis*, Austin, Texas (1991).
- [49] P. Devynck, G. Bonhomme, E. Martines, J. Stöckel, G. Van Oost, I. Voitsekhovitch, J. Adamek, A. Azeroual, F. Doveil, I. Duran, E. Gravier, J. Gunn, M. Hron, **Spatially resolved characterization of electrostatic fluctuations in the scrape-off layer of the CASTOR tokamak**, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol.47, 269 (2005).
- [50] W. Horton, A. Hasegawa, *Chaos*, vol.4, 227 (1994)
- [51] F. A. Marcus, T. Kroetz, M. Roberto, I. L. Caldas, E. C. da Silva, R. L. Viana, Z. O. Guimarães-Filho, **Chaotic transport in reversed shear tokamaks**, *Nuclear Fusion*, vol.48, 024018 (2008)
- [52] R. G. Kleva, J. F. Drake, **Stochastic EXB Particle Transport**, *Physics of Fluids*, vol.27, 1686 (1984).
- [53] J. M. Beall, **The Local Wavenumber Spectrum and its Applications in Turbulence and Noise**, *Ph.D. Dissertation, The University of Texas at Austin* (1993).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [54] C. Riccardi, D. Xuanton, M. Salierno, L. Gamberale, and M. Fontanesi, **Experimental analysis of drift waves destabilization in a toroidal plasma**, *Physics of Plasmas*, vol.4, 3749 (1997).
- [55] Ch. P. Ritz, **Fluctuation Induced Energy Flux in the Tokamak edge**, *Physical Review Letters*, vol.62, 1844 (1989)
- [56] Y. C. Kim, E. J. Powers, **Digital Biespectral Analysis and its Applications to Nonlinear Wave Interactions**, *IEEE Trans. on Plasma Science*, vol.7, 120 (1979).
- [57] A. B. Zoezer, **Análise Espectral da Turbulência Periférica no TBR-1**, *Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo* (1994).
- [58] A. A. Ferreira, M. V. A. P. Heller, I. L. Caldas, **Experimental analysis of mode coupling and plasma turbulence induced by magnetic fields**, *Physics of Plasmas*, vol.7, 3567 (2000).
- [59] A. Hasegawa, **Nonlinear Instability of Electromagnetic Drift Waves**, *Phys. Fluids*, Vol.21, Issue 1: 81 (1978).
- [60] C. M. Ticos, E. Rosa, Jr. B. P. William, J. A. Walkenstein, M. Monti, **Experimental Real-Time Phase Synchronization of a Paced Chaotic Plasma Discharge**, *Physical Review Letters*, vol.85, 2929 (2000).
- [61] C. Schröder, T. Klinger, D. Block, A. Piel, G. Bonhomme, V. Naulin, **Mode Selective Control of Drift Wave Turbulence**, *Physical Review Letters*, vol. 86, 5711 (2001).
- [62] A. Hasegawa, K. Mima, **Stationary Spectrum of Strong Turbulence in Magnetized Nonuniform Plasma**, *Physical Review Letters* vol.39, 205 (1977).
- [63] J. D. Huda, **NRL Plasma Formulary**, *The Office of Naval Research* (2006)
- [64] M. V. A. P. Heller, R. M. Castro, I. L. Caldas, Z. A. Brasília, R. P. da Silva, I. C. Nascimento, **Correlation between Plasma Edge Electrostatic and Magnetic Oscillations in the Brazilian Tokamak TBR**, *Journal of Physical Society of Japan.*, vol.66, 3453 (1997).
- [65] G. Li, J. R. Drake, H. Bergsaker, **Correlation between internal tearing modes and edge electrostatic fluctuations in a reversed-field pinch** *Physics of Plasmas*, vol.2, 2615 (1995).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [66] F. A. Marcus, **Transporte de Partículas Induzidas por Onda de Deriva**, *Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo* (2007) .
- [67] G. Z. S. Lima, **Análise Espectral por Wavelet da Turbulência no Tokamak TCABR.**, *Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo*. (2005).
- [68] G. Vayakis, **Propagation Characteristics and Relation Between Electrostatic and Magnetic Fluctuation in DITE**, *Nuclear Fusion*, vol.33, 547 (1993).
- [69] R. R. Weynants, G. van Oost, G. Bertschinger, J. Boedo, P. Brys, T. Delvigne, K. H. Dippel, F. Durodie, H. Euringer, K. H. Finken, D. S. Gray, J. D. Hey, D. L. Hillis, J. T. Hogan, L. Konen, R. Leners, A. M. Messiaen, A. Pospieszczyk, U. Samm, R. P. Schorn, B. Schweer, G. Telesca, R. van Nieuwenhove, P. E. Vandenplas, **Confinement and profile changes induced by the presence of positive or negative radial electric fields in the edge of the TEXTOR tokamak** *Nuclear Fusion*, vol.32, 837 (1992).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Lista de Figuras

2.1	Tokamak TCABR: (A) Bobinas de aquecimento ôhmico. (B) Bobinas auxiliares. (C) Bobinas do campo vertical. (D) Bobinas do campo toroidal. (E) Vaso. (F) Janelas de diagnóstico.	8
2.2	Esboço da geometria da câmara de vácuo do TCABR mostrando a posição do eletrodo, das bobinas de Mirnov, da sonda de Langmuir e do sistema de coordenadas do tokamak.	9
2.3	Esquema da formação da coluna de plasma no TCABR. (a) Corrente elétrica variada passa pela bobina central formando campo magnético em torno do vaso do tokamak (b) induzindo ao campo elétrico toroidal E_φ (c). Em (d) temos a formação da coluna de plasma pelo surgimento da corrente de plasma (I_p) e indução do campo magnético poloidal (\vec{B}_θ).	10
2.4	Parâmetros do disparo 17716. (a) Corrente de plasma. (b) Densidade do plasma. (c) Tensão de enlace. (d) Raios-X duros.	11
2.5	Esboço da geometria da câmara de vácuo (1) e da coluna de plasma (2) do TCABR. Posição da sonda de Langmuir (3) e do esquema mecânico da sonda (4) possibilitando a análise das flutuações em função da posição radial desde $r=16,0$ cm até $r=21,0$ cm.	13
2.6	(1) Sonda simples com potencial muito negativo, a corrente no eletrodo é devido aos íons (corrente de saturação iônica). (2) Sonda simples agora com um aumento do potencial atingindo o potencial flutuante (o fluxo de corrente é nulo).	14
2.7	Curva Característica da sonda de Langmuir (sonda simples). Região A: Corrente de saturação eletrônica. Região B: Região de transição. Região C: Corrente de saturação iônica.	14
2.8	(a) e (b) Potenciais flutuantes medidos pela primeira sonda (V_{flut1}) e pela segunda sonda (V_{flut2}) respectivamente. (c) Corrente de saturação iônica medida pela terceira sonda I_{sat} . (Dados digitalizados com taxa de amostragem de 1 MHz)	16

LISTA DE FIGURAS

2.9	Desenho esquemático mostrando a localização das bobinas de Mirnov de uma vista superior do tokamak TCABR, que estão a uma distância angular toroidal de 45° das sondas de Langmuir.	17
2.10	(a) Oscilações magnéticas medidas pelas bobinas de Mirnov referente ao disparo 17716. (b) Ampliação no intervalo entre 45 ms e 70 ms. (c) Ampliação no intervalo entre 75 ms e 100 ms.	18
2.11	(a) Oscilações magnéticas medidas pelo sistema de bobinas de Mirnov do tokamak TCABR. (b) Ampliação das oscilações mostrando atividade MHD baixa, sem modo aparentemente dominante, no intervalo mostrado entre 60 ms e 61 ms.	20
2.12	(a) Oscilações magnéticas medidas pelo sistema de bobinas de Mirnov do tokamak TCABR. (b) Ampliação das oscilações mostrando a atividade MHD alta, com modo dominante em 13 kHz, no intervalo mostrado entre 70 ms e 71 ms.	20
2.13	(a) Oscilações magnéticas medidas pelo sistema de bobinas de Mirnov do tokamak TCABR. Ampliação das oscilações da atividade MHD baixa (b) e alta (c) com modo dominante em 10 kHz (c).	21
2.14	Secção da Câmara de Vácuo do TCABR, mostrando o posicionamento do eletrodo em relação ao plasma.	21
3.1	(a) Sinal temporal do Potencial Flutuante do disparo 17713 ($r=17,0$ cm) e o intervalo de tempo entre 55 ms a 72 ms analisado (vermelho). (b) Auto-espectro de potência do intervalo analisado com taxa de amostragem de 1 MHz.	27
3.2	(a) Sinal temporal do Potencial Flutuante do disparo 17713 ($r=17,0$ cm) e o intervalo de tempo entre 80 ms a 100 ms analisado (vermelho). (b) Auto-espectro de potência (taxa de amostragem de um MHz) do intervalo analisado.	28
3.3	Potencial Flutuante do disparo 17713, mostrando, nessa ilustração, o processo de análise por Transformada de Fourier Janelada.	29
3.4	(a) Oscilações magnéticas do disparo 17713 com a região em vermelho escolhida para a análise. (b) Espectrograma das oscilações magnéticas da região em vermelho de (a).	31
3.5	(a) Potencial flutuante do disparo 17713 com a região em vermelho escolhida para a análise. (b) Espectrograma do potencial flutuante da região em vermelho de (a).	31

LISTA DE FIGURAS

3.6	(a) Corrente de saturação iônica do disparo 17713 com a região em vermelho escolhida para a análise. (b) Espectrograma da corrente de saturação iônica da região em vermelho de (a).	32
3.7	Densidade espectral do transporte em função da frequência para os dois intervalos com atividade MHD baixa e alta, respectivamente, em azul e vermelho, do disparo 17713 ($r=17.0$ cm).	34
3.8	Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência do potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD baixa. A inclinação da reta, em preto, indica a média da velocidade de fase.	38
3.9	Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência do potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD alta. A inclinação da reta, em preto, indica a média da velocidade de fase.	38
4.1	Região simétrica para o cálculo das quantidades biespectrais. Somente as regiões sombreadas são representadas.	45
4.2	Biespectro do potencial flutuante do disparo 17713 no intervalo de 50 ms à 70 ms (atividade MHD baixa).	47
4.3	Biespectro do potencial flutuante do disparo 17713 no intervalo de 80 ms a 100 ms (atividade MHD alta). Observamos um acoplamento de 10 kHz com todas as outras frequências e notamos que tal acoplamento só é intenso com frequências mais baixas.	47
4.4	Biespectro da corrente de saturação iônica do disparo 17713 no intervalo de 50 ms a 70 ms (atividade MHD baixa).	48
4.5	Biespectro da corrente de saturação iônica do disparo 17713 no intervalo de 80 ms a 100 ms (atividade MHD alta). Observamos um acoplamento de 10 kHz com todas as outras frequências e notamos que tal acoplamento torna-se mais intenso com frequências mais altas.	48
4.6	Biespectro das oscilações magnéticas do disparo 17713 no intervalo de 50 ms a 70 ms (atividade MHD baixa).	49
4.7	Biespectro das oscilações magnéticas do disparo 17713 no intervalo de 80 ms a 100 ms (atividade MHD alta).	49
5.1	(a) Corrente de Plasma. (b) Densidade do plasma. (c) Oscilação magnética. (d) Flutuação do potencial flutuante. Medidas das flutuações em $r = 17,5$ cm.	52
5.2	(a) Oscilação magnética do disparo 18367. Em (b) mostramos um intervalo ampliado (de aproximadamente 60 ms à 61 ms), com atividade MHD baixa.	53

LISTA DE FIGURAS

- 5.3 (a) Oscilação magnética do disparo 18367. Em (b) mostramos um intervalo ampliado (de aproximadamente 70 ms à 71 ms), com atividade MHD alta modulada por uma frequência de 13 kHz. 53
- 5.4 Em (a): Oscilação de Mirnov do disparo 18367 e os dois intervalos selecionados para análise mostrados pelas linhas tracejadas. Em (b): Espectrograma por Fourier janelada das oscilações de Mirnov mostrando a dependência temporal dos modos e as regiões selecionadas com e sem crescimento da atividade MHD. 55
- 5.5 Critério de seleção, disparo-a-disparo, dos intervalos de tempo sem crescimento da atividade MHD (azul) e com crescimento da atividade MHD (vermelho). A seta indica o disparo 18367 tomado como exemplo para a regra de seleção. 56
- 5.6 (a) Flutuação do potencial flutuante do disparo 18367 e os dois intervalos selecionados para análise indicados pelas linhas tracejadas. (b) Espectrograma da oscilação de (a) mostrando a dependência temporal dos modos e as regiões selecionadas com e sem atividade MHD alta. 56
- 5.7 (a),(c) e (e) Potenciais flutuantes medidos nas posições radiais $r=17,0$ cm, $r=18,0$ cm e $r=21,0$ cm respectivamente, no intervalo com atividade MHD baixa. Em (b), (d) e (f) temos os potenciais flutuantes medidos nas respectivas posições radiais $r=17,0$ cm, $r=18,0$ cm e $r=21,0$ cm, no intervalo com atividade MHD alta. 58
- 5.8 Densidade espectral por potência de Fourier janelada (unidades arbitrárias) da atividade MHD (a) e do potencial eletrostático (b) ($r=17,5$ cm). Série temporal do potencial flutuante antes (c) e durante (d) o intervalo com atividade MHD alta. 59
- 5.9 Espectro de bicoerência de (a) oscilação magnética e do (b) potencial flutuante durante o crescimento da atividade MHD (entre 70 ms e 80 ms). (c) e (d) são gráficos da bicoerência soma correspondente aos gráficos (a) e (b) respectivamente. 61
- 5.10 (a) A bicoerência das oscilações magnéticas não varia com o raio, onde seus valores estão representados pelos pontos em vermelho e a média pela linha vermelha. Perfil radial do espectro de bicoerência máxima dos sinais do (b) potencial flutuante (pontos azuis) e da (c) corrente de saturação iônica (pontos pretos), durante o período com MHD alta. As linhas tracejadas azul e verde em (b) e em (c) respectivamente, indicam os valores correspondentes aos períodos com atividade MHD fraca. 62

LISTA DE FIGURAS

- 6.1 A evolução temporal da amplitude das oscilações eletrostáticas (potencial flutuante) normalizadas obtidas da integração numérica das Eqs. (6.26) - (6.28) com $A = B = 0$ em (a); $A = 0$ e $B = 0,35$ em (c); e $A = 0,03$ e $B = 0,35$ em (e). Os espectrogramas em (b), (d) e (f) são os correspondentes das séries temporais (a), (c) e (e). 71
- 6.2 Biespectro das oscilações eletrostáticas obtido da integração numérica das Eqs. (6.26) - (6.28) com $A = 0$ e $B = 0,35$ em (a); e $A = 0,03$ e $B = 0,35$ em (b). A bicoerência soma é mostrada em (c) e (d) correspondentes de (a) e (b), respectivamente. 72
- 7.1 (a) Corrente de plasma. (b) Densidade do Plasma. (c) Oscilação magnética (d) Corrente de saturação iônica do plasma. Para a medida da corrente de saturação iônica, a sonda eletrostática foi posicionada em $r=17,0$ cm. . . . 74
- 7.2 Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência, para o potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD baixa ($r=17,0$ cm). A inclinação da reta contínua preta indica uma média positiva das velocidades de fase em toda banda de frequência. 76
- 7.3 Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência, para o potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD alta ($r=17,0$ cm). A inclinação da reta contínua preta indica uma média negativa das velocidades de fase em toda banda de frequência. A inclinação da reta tracejada indica uma média positiva das velocidades de fase, para uma banda de frequência em torno de $f=13$ kHz. 76
- 7.4 Curvas de nível do espectro em função do número de onda e frequência, para o potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD baixa ($r=19,0$ cm). A inclinação da reta contínua preta indica uma média negativa das velocidades de fase para toda a banda de frequência. 77
- 7.5 Curvas de nível do espectro $S(k, f)$, para o potencial flutuante, no intervalo com atividade MHD alta ($r=19,0$ cm). A inclinação da reta contínua em preto indica a média negativa das velocidades de fase para toda a banda de frequência. A inclinação da reta tracejada preta indica uma média positiva das velocidades de fase, para uma banda de frequência em torno de $f=13$ kHz. 77
- 7.6 Perfil radial da velocidade de fase das flutuações do potencial flutuante no intervalo com atividade MHD baixa. 79
- 7.7 Perfil radial da velocidade de fase das flutuações do potencial flutuante no intervalo com atividade MHD alta. 79

LISTA DE FIGURAS

- 7.8 Perfil radial do transporte de partículas (triângulo em vermelho), no intervalo com atividade MHD baixa. A linha tracejada em verde é um ajuste polinomial servindo como guia aos olhos. A reta indica o ponto de máximo do ajuste do fluxo de partículas. 81
- 7.9 Perfil radial do transporte de partículas (triângulo em vermelho), no intervalo com atividade MHD alta. A linha tracejada em verde é um ajuste polinomial servindo como guia aos olhos. A reta indica o ponto de máximo do ajuste do fluxo de partículas com MHD baixo. 81
- 7.10 Perfil radial do fluxo de partículas por banda de frequências. De 1 a 200 kHz em (a) atividade MHD baixa e em (b) atividade MHD alta. De 10 a 15 kHz em (c) atividade MHD baixa e em (d) atividade MHD alta. De 23 a 29 kHz em (e) atividade MHD baixa e em (f) atividade MHD alta. De 60 a 200 kHz em (g) atividade MHD baixa e em (h) atividade MHD alta. 84
- 7.11 Perfil radial do potencial flutuante médio (V_{flut}), para atividade MHD baixa (círculo azul) e alta (triângulo vermelho). 86
- 7.12 Gradiente de E_r , obtido do ajuste polinomial para V_{flut} , com atividade MHD baixa (azul) e alta (vermelho). 86
- 7.13 (a) Velocidade de deriva $V_{E \times B}$ (linha tracejada) e velocidade de fase v_{ph} (asteriscos) no intervalo de tempo com atividade MHD baixa. Em (b) temos o fluxo total médio das partículas no mesmo intervalo. 88
- 7.14 (a) Velocidade de deriva $V_{E \times B}$ (linha tracejada) e a velocidade de fase v_{ph} (asteriscos) no intervalo com atividade MHD alta. Em (b) temos o fluxo total médio das partículas no mesmo intervalo. 88
- 7.15 Perfis radiais das velocidades de deriva (linha tracejada) e de fase (pontos em vermelho), por banda de frequências, para atividades MHD baixa e alta. A linha contínua é um ajuste polinomial da velocidade de fase. 90
- 7.16 Perfil radial do fluxo de partículas com atividade MHD baixa (a) e alta (d). Perfil radial das velocidades de fase e de deriva com atividade MHD baixa (c) e alta (d). Em (e) e (f) Parâmetro de confinamento para os intervalos com atividade MHD baixa e alta respectivamente. 93

Lista de Tabelas

2.1	Principais parâmetros do tokamak TCABR. SOL (Scrape-off Layer): região na borda do plasma com $r/a \geq 1$	8
-----	--	---