



CBPF

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

---

CÁSSIO HENRIQUE DOS SANTOS AMADOR

DETERMINAÇÃO DA POSIÇÃO DA  
SEPARATRIZ MAGNÉTICA EM TOKAMAKS  
ATRAVÉS DE REFLECTOMETRIA DE  
MICROONDAS.

Rio de Janeiro

2011

CÁSSIO HENRIQUE DOS SANTOS AMADOR

DETERMINAÇÃO DA POSIÇÃO DA  
SEPARATRIZ MAGNÉTICA EM TOKAMAKS  
ATRAVÉS DE REFLECTOMETRIA DE  
MICROONDAS.

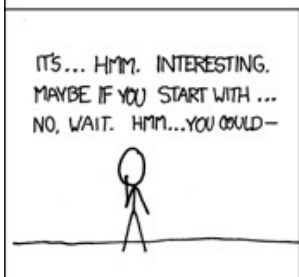
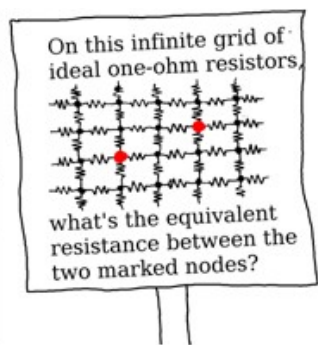
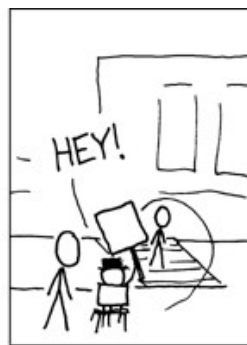
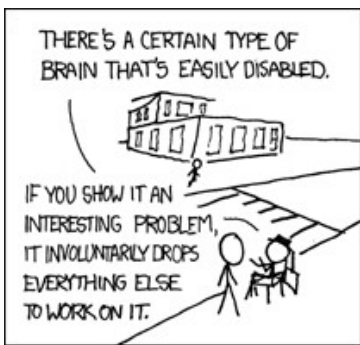
Tese de doutorado apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas como requisito parcial para a obtenção do Título de Doutor em Física.

ORIENTADOR: Dr. RICARDO MAGNUS OSÓRIO GALVÃO  
CO-ORIENTADORA: Dr.<sup>a</sup> MARIA EMÍLIA MANSO

Rio de Janeiro

2011

*Para a Ná,  
este trabalho é tanto dela quanto meu.*



# AGRADECIMENTOS

Agradeço ao CNPQ, CFT e EURATOM pelo apoio financeiro recebido.

Ao meus orientadores, Ricardo Galvão e Maria Emília Manso, por estarem em todos os passos deste trabalho, e me auxiliarem a entender melhor o mundo da Física de Plasmas.

Ao IPFN, por ter dado a oportunidade de participar de um projeto europeu, e permitir trabalhar no ASDEX Upgrade, do Max Planck Institut na Alemanha. Me acolheu como um dos seus, e me proporcionou uma agradável experiência em Lisboa e na Europa. Agradeço a todos que ajudaram durante minha estadia, como o Ney, Rose e Carlos Vascão, por toda sua hospitalidade e amizade, e aos membros do IPFN, que sempre estiveram presentes. Em especial aos integrantes do grupo de reflectometria com quem tive contato, a Antônio Silva e Paulo Varela me auxiliando a entender o funcionamento do diagnóstico de reflectometria; a Jorge Santos, por ter sido praticamente um co-orientador em vários momentos deste trabalho; a Luís Menezes pelas conversas e ideias sobre os mais diversos assuntos; a Filipe Silva por ter criado e permitido a utilização de seu programa de simulação, assim como ter me ajudado em tantos meandros desta técnica tão importante; a Luís Guimarães pelas conversas nerds; a José Vicente por ter tido paciência de me ouvir falar sobre os mais diversos assuntos e por ser companheiro de operação no ASDEX Upgrade. Também agradeço às secretárias do IPFN, por todo o apoio e acolhimento que me proporcionaram, e também ao Prof. Varandas pela oportunidade de trabalhar em terras estrangeiras.

Agradeço a toda a equipe do ASDEX Upgrade, que proporcionou uma ótima estadia em Garching, e não só academicamente. Em especial a Tiago Ribeiro, por ter fornecido os dados para realizar a simulação com plasma, e também por toda a atenção e interesse dispensados sobre meu trabalho. Também agradeço a Garrard Conway pela atenção, sugestões e ideias, cujos resultados se fazem sentir ao longo de todo este trabalho.

A Stallman, Torvalds, Van Rossum, Shuttleworth, e seus incontáveis colegas e colaboradores. Graças a seu ativismo e árduo trabalho, esta tese pôde ser concretizada. Agradeço também a todos que contribuíram para formar o que conhecemos como Física.

A todos os produtores de conteúdo para a internet, por muitas vezes terem animado minha

vida e providenciado alimento para novas ideias.

Ao CBPF por ter sido minha segunda casa por tantos anos, e ter feito tantos amigos.

Finalmente, agradeço à minha família, por sempre ter me apoiado, mesmo eu sempre estando longe. Seu exemplo sempre seguiu comigo.

E finalmente, a pessoa a quem dedico este trabalho, minha querida esposa Nathany, por sempre ter estado ao meu lado em todos estes momentos, por todos estes lugares, em todos os climas. Não existem palavras para agradecer tudo o que você fez e representa para mim. Além de ser praticamente uma segunda autora, sempre me apoiou nos estudos e na vida.

## RESUMO

Nesta tese são discutidos dois esquemas para determinação e controle da posição da coluna de plasma em tokamaks baseados em reflectometria de microondas. Ambos os esquemas foram testados em experiências realizadas no tokamak ASDEX Upgrade. Em um deles, o Projeto “Real Time Plasma Position”, foi feita uma validação do método utilizado para se obter a posição da separatriz magnética, no qual é calculada a razão entre a densidade média, obtida por interferometria, e a densidade na separatriz, para vários regimes de confinamento. O resultado mostra que uma relação anteriormente obtida não é válida para todos os regimes. Foi também proposto, implementado e testado um segundo esquema para se determinar a posição da separatriz, baseado na análise das flutuações de densidade do plasma. Esse esquema utiliza o cálculo da variância do espectrograma do sinal de reflectometria, fazendo uma comparação entre os valores obtidos para diferentes regiões do plasma. Foi observado pela primeira vez um mínimo nessa variância, que ocorre na região da separatriz. Comparações da evolução no tempo da posição desse mínimo com a posição da separatriz mostram uma diferença menor que 1 cm, indicando que este método é bastante promissor para determinar esta posição, sem depender da utilização de outros diagnósticos.

**Palavras-chave:** plasma, tokamak, fusão, separatriz, reflectometria

## ABSTRACT

In this thesis two schemes for determining and controlling the plasma column position in tokamaks, based upon microwave reflectometry, are discussed. Both schemes were tested in experiments carried out in the ASDEX Upgrade tokamak. In one of them, the Project “Real Time Plasma Position”, the scheme is essentially a validation of the method used to obtain the magnetic separatrix position, in which it is evaluated the ratio between the values of the average density, obtained by interferometry, and that at the separatrix, for various confinement schemes. The results show that a previously obtained empirical relation for this ratio is not valid for all regimes. A second scheme for determining the separatrix position, originally proposed in this work, was implemented and tested. It is based on the analysis of plasma density fluctuations, i.e, it evaluates the variance of the reflectometry signal spectrogram and compares the values obtained for different regions of the plasma. It was observed, for the first time, that a minimum in the value of the variance occurs in the separatrix region. Comparing the temporal evolution of the position of this minimum with that of the separatrix, a difference smaller than 1 cm is obtained, suggesting that this method is quite promising for determining this position, without relying on the use of other diagnostics.

**Keywords:** plasma, tokamak, fusion, separatrix, reflectometry



# Índice

<b>Agradecimentos.....</b>	<b>iv</b>
<b>Resumo.....</b>	<b>vi</b>
<b>Abstract.....</b>	<b>vii</b>
<b>Introdução.....</b>	<b>1</b>
Plasma e Fusão Nuclear.....	1
Reflectometria no IPFN e ASDEX Upgrade.....	2
Objetivos do Estudo.....	4
Estrutura do Trabalho.....	4
<b>1. Plasma de Tokamaks.....</b>	<b>7</b>
1.1. Introdução.....	7
1.2. Equilíbrio.....	9
1.2.1. Reconstrução do Equilíbrio.....	12
1.3. Estabilidade.....	13
1.3.1. Instabilidades MHD.....	14
1.3.2. Disrupções.....	16
1.3.3. Edge Localized Modes (ELMs).....	17
1.4. Impurezas e Física da Borda.....	19
1.5. Confinamento.....	22
1.5.1. Leis de Escala.....	22
1.5.2. Modo L e Modo H.....	23
1.6. Plasma do ASDEX Upgrade.....	24
<b>2. reflectometria.....</b>	<b>27</b>
2.1. Introdução.....	27
2.2. Propagação de Ondas Eletromagnéticas no Plasma.....	27
2.3. reflectometria de Onda FM Contínua (FM-CW).....	32
2.4. reflectometria no ASDEX Upgrade.....	34
<b>3. Reconstrução do Perfil de Densidade.....</b>	<b>39</b>
3.1. Introdução.....	39
3.2. Sistema de Aquisição.....	39
3.3. Espectrograma.....	40
3.4. Atraso de Grupo.....	42
3.5. Reconstrução do Perfil de Densidade.....	46
3.6. Processamento de Perfis no ASDEX Upgrade.....	47
<b>4. Projeto Real Time Plasma Position.....</b>	<b>48</b>
4.1. Introdução.....	48
4.2. Diagnóstico da Posição do Plasma.....	49

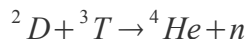
4.2.1. Controle através das bobinas magnéticas .....	49
4.2.2. Controle através do diagnóstico de reflectometria.....	50
4.3. Perfil de Densidade em Tempo Real.....	52
4.4. Hardware e Software para Tempo Real.....	54
4.5. Validação para Casos com Modo L.....	57
4.5.1. Disparos em modo H.....	58
4.5.2. Disparos em Modo L .....	60
<b>5. Variância.....</b>	<b>62</b>
5.1. Introdução.....	62
5.2. Flutuações do Atraso de Grupo.....	62
5.3. Medidas de Flutuações no Espectrograma.....	65
5.3.1. Variância em relação ao ponto médio.....	66
5.3.2. Variância em relação ao ponto máximo.....	67
5.3.3. Comparação.....	67
5.3.4. Relação entre variância e flutuações no atraso de grupo.....	68
5.4. Variância do Atraso de Grupo.....	69
5.5. Variância do Teste com Espelho.....	71
<b>6. Resultados e Análise da Variância.....</b>	<b>74</b>
6.1. Introdução.....	74
6.2. Histórico de cada Disparo.....	74
6.3. Evolução da Variância para Diferentes Frequências.....	76
6.3.1. Comparação da variância com plasma e com espelho.....	77
6.4. Mínimo da Variância e a Separatriz.....	79
6.5. Comparação para Vários Disparos.....	80
<b>7. Simulação da reflectometria.....</b>	<b>85</b>
7.1. Introdução.....	85
7.2. Simulação com FDTD.....	85
7.2.1. Fonte das ondas na antena e UTS.....	88
7.2.2. Condições de contorno (PML).....	89
7.3. Simulação do Plasma com Turbulência.....	91
7.4. Parâmetros da Simulação.....	93
7.4.1. Inicialização do perfil médio.....	94
7.4.2. Perfis lineares com turbulência.....	95
<b>8. Considerações Finais.....</b>	<b>101</b>
8.1. Conclusões.....	101
8.2. Trabalhos Futuros.....	103
<b>Apêndice A: Bandas de Radiofrequência.....</b>	<b>105</b>
<b>Bibliografia.....</b>	<b>105</b>

# INTRODUÇÃO

## PLASMA E FUSÃO NUCLEAR

A busca por novas formas de se obter energia sempre foi um dos objetivos da humanidade. Desde a busca por combustíveis para se fazer fogo, até a busca por petróleo, o desenvolvimento tecnológico e científico esteve atrelado à criação, obtenção, distribuição e uso de diversas formas de energia. Dentre as novas formas de produção, uma que merece destaque é a fusão nuclear.

Ela é realizada com plasmas, onde condições de alta temperatura e densidade permitem reações de fusão nuclear (imitando as reações que ocorrem no interior do Sol). Das reações estudadas, a mais promissora é a reação entre deutério ( $^2\text{D}$ ) e trítio ( $^3\text{T}$ ) (representada abaixo no referencial do plasma) (JET Team, 1992):



Esta reação produz um nêutron de alta energia (14,1 MeV), a qual é depositada num sistema de arrefecimento, em geral contendo água. O vapor formado aciona então uma turbina para produção de energia elétrica similar ao de usinas termonucleares a fissão. Para que tal reator se torne um gerador viável de energia, precisa produzir mais do que a energia que foi usada para iniciar a fusão. Esta condição foi demonstrada experimentalmente no tokamak JET, na década de 1990 (GIBSON, 1998).

Os equipamentos mais promissores para se conseguir tal reação são os tokamaks, que conseguem produzir plasmas com alta temperatura, pressão e densidade. Cada vez que o plasma é gerado em um tokamak, costuma-se usar o nome *disparo* para cada descarga feita. Estes disparos são numerados para futura referência, cada um sendo criado com parâmetros diferentes (como campo magnético, corrente e formas de aquecimento etc.)

Em atuais condições de operação, os tokamaks conseguem produzir disparos desde centésimos de segundo até alguns minutos, mas as condições necessárias para a fusão

ainda não foram ainda todas produzidas de forma satisfatória e controlada em um mesmo disparo. Em particular, embora a condição de empate entre a energia produzida e gasta para formar e aquecer o plasma tenha sido obtida, ainda não foram produzidas descargas em que a manutenção da temperatura do plasma seja feita pela energia depositada pelas partículas alfa produzidas nas reações de fusão. Para se conseguir produzir tal reação, e de maneira estável, um reator experimental tokamak está sendo construído ao sul da França, na cidade de Cadarache, chamado de *ITER* (no latim, *iter* significa “caminho” ou “passo”, e também sigla de *International Thermonuclear Experimental Reactor*, ou *Reator Experimental Termonuclear Internacional*).

Esta máquina, desenvolvida por uma parceria entre a União Européia, Japão, China, Rússia, Índia, Coreia do Sul e Estados Unidos, pretende atingir temperaturas próximas de 150 milhões de graus centígrados, e com isso produzir um plasma “aceso”, ou seja, um plasma em que a temperatura é mantida pela energia das partículas alfa. A máquina contará com diagnósticos diversos para medir e controlar os parâmetros do plasma, e tem data prevista para realizar os primeiros experimentos em 2019 (IKEDA, 2007).

Os testes dos equipamentos para o ITER serão realizados nos tokamaks já existentes, como por exemplo, a física do divisor é estudada no ASDEX Upgrade e o material para as paredes é testado no JET. Dessa forma, o futuro tokamak será um experimento desenvolvido por todos os países membros.

Um plasma de tokamak precisa ter vários parâmetros medidos e controlados. Dentre estes, um dos mais importantes é a densidade eletrônica. Existem diferentes métodos para medi-la; dentre eles o *Interferômetro*, *Feixe de Lítio*, o *Espalhamento Thomsom* e a *Reflectometria*. Por exemplo, com a reflectometria de varrimento de frequência é possível se obter um perfil da densidade do plasma em função da posição, e é a técnica utilizada neste trabalho, com pesquisas desenvolvidas juntamente com o grupo de reflectometria do Instituto de Plasmas e Fusão Nuclear e do tokamak ASDEX Upgrade.

## **REFLECTOMETRIA NO IPFN E ASDEX UPGRADE**

O *Instituto de Plasmas e Fusão Nuclear* (IPFN) fica no Instituto Superior Técnico, da Universidade Técnica de Lisboa, em Lisboa, Portugal. Inicialmente chamado de Centro

de Fusão Nuclear (CFN), atua em várias áreas da fusão nuclear, como fusão com tokamaks e com lasers, assim como, em plasmas em geral, tanto em estudos teóricos quanto experimentais e aplicações tecnológicas.

Um de seus grupos, de reflectometria, construiu, mantém e utiliza diagnósticos instalados em diversos tokamaks dentro e fora da Europa, há quase 20 anos. Trabalha com reflectometria em modo O e X com varrimento de frequências e com frequências fixas, fazendo a montagem experimental e o software de controle, assim como desenvolve a teoria de aplicação deste diagnóstico, também analisando e interpretando os dados obtidos. A reflectometria de Correlação também está sendo implementada no experimento JET (localizado em Oxford, Inglaterra) (IPFN, 2011).

Um dos experimentos de tokamak em que o IPFN tem parceria é o *ASDEX Upgrade* (AUG). Este tokamak se localiza em Garching, próximo a Munique, Alemanha, administrado pelo Institut für Plasmaphysik, ligado ao Max-Planck Institut. É um experimento conjunto com o projeto Fusion for Energy, da EURATOM (*European Atomic Energy Community*). Sua operação começou em 1990, em sequência ao experimento ASDEX (*Axial Symetric Divertor Experiment*), que operou de 1980 a 1990. Assim como o ASDEX, o AUG tem um divisor poloidal, que foi otimizado para satisfazer as necessidades de um futuro reator a fusão. O IPFN tem instalado no AUG um diagnóstico de reflectometria com frequência fixa, conhecido como *RFL*, e de varrimento de frequências para o modo O e X, conhecido como *REF*.

Um dos novos projetos do IPFN desenvolvidos no AUG, de interesse para o presente trabalho, é o *Plasma Position*, que pretende funcionar como um diagnóstico em tempo real da posição da separatriz (última superfície magnética fechada do plasma). Esta medida, feita normalmente por equipamentos que medem o campo magnético e corrente dentro do tokamak, é feita neste novo sistema com uma técnica que usa conhecimentos sobre a densidade média e a densidade na separatriz para se obter a posição desse parâmetro. A densidade na separatriz é calculada a partir do valor da densidade média, obtida, por exemplo, da interferometria. No momento este diagnóstico está em fase de testes, mas assim que for integrado ao sistema de controle está planejado para obter uma posição da separatriz a cada 10 milissegundos.

A presente tese surgiu dentro deste projeto, com o objetivo inicial de validar o

método de cálculo da densidade na separatriz para os atuais regimes de confinamento do plasma.

## **OBJETIVOS DO ESTUDO**

Este trabalho tem como objetivo caracterizar a separatriz magnética através de medidas da densidade, feitas com a reflectometria. Como a separatriz não deixa nenhum indicador no perfil radial de densidade, buscou-se estudar os regimes de turbulência e flutuações em diferentes regiões do plasma, de modo a poder indicar a posição (ou densidade) da separatriz.

Estas flutuações não puderam ser testadas no diagnóstico de flutuações RFL, pois era preciso obter a informação para uma faixa de frequências. Por isso as flutuações foram estudadas com método com varrimento de frequências, e medidas no espectrograma dos sinais de batimento. Essa medida foi feita com a grandeza variância, posteriormente analisada para vários regimes de confinamento, em diferentes faixas de frequência.

Durante a pesquisa, observou-se que na posição da separatriz o plasma causa um marcador na variância, um mínimo em sua curva de valores. A posição deste mínimo pode funcionar como um indicador da separatriz, para vários regimes de confinamento. Por isso, pesquisou-se em que condições isso ocorre e as possíveis explicações para esse comportamento.

Como a separatriz está relacionada fortemente com a configuração do divisor, essa pesquisa foi feita no AUG, já que seu divisor tem a configuração mais próxima do planejado para o ITER, o que o torna útil para o teste de futuros experimentos.

## **ESTRUTURA DO TRABALHO**

Dada a relevância da propagação no modo O (descrito no segundo capítulo), atualmente este é um dos principais métodos de reflectometria em fase de testes no ASDEX Upgrade para futura implantação no ITER, sendo o método adotado neste trabalho.

De modo a explicar essa caracterização da separatriz magnética através da

reflectometria, o presente trabalho encontra-se dividido da seguinte maneira: No Capítulo 1 é feita uma introdução ao plasma de tokamaks e o funcionamento destes equipamentos. As condições para o confinamento e o equilíbrio, tanto para mantê-lo quanto destruí-lo, são brevemente descritas. Um sumário sobre as características do ASDEX Upgrade também está presente. Como não é possível abordar todos os aspectos e diagnósticos que envolvem os tokamaks, somente uma breve descrição é feita destes temas.

O Capítulo 2 trata sobre a reflectometria, com um resumo sobre sua base teórica, incluindo descrições sobre a propagação de ondas eletromagnéticas no plasma, como ocorre a reflexão da onda e sua consequente mudança de fase, e como extrair o atraso de grupo de um sinal de varrimento de frequência enviado ao plasma. É feito um resumo da montagem experimental do diagnóstico de reflectometria no AUG.

A reconstrução do perfil de densidade é explicada no Capítulo 3, obtida com a inversão de Abel do atraso de grupo. Esse atraso precisa ser inicializado para as frequências menores do que a menor frequência enviada pelas antenas, e isto pode introduzir desvios no perfil de densidade. Também é feita uma introdução ao sistema de armazenamento e processamento de dados da reflectometria no AUG.

Uma maneira de não depender de inicializações, feita através de redes neurais, é descrita no Capítulo 4. Com esse método é possível obter perfis de densidade a partir da curva do atraso de grupo sem realizar inversões de Abel. O método foi desenvolvido por Jorge Santos em seu trabalho de doutorado. É a base do projeto Plasma Position, que também é descrito neste capítulo, assim como sua montagem de hardware e software. Esse projeto pretende entregar a posição da separatriz para o sistema de controle do AUG em tempo real, e a medida depende da caracterização da separatriz. É feita uma descrição sobre como essa posição é calculada, com o auxílio de outros diagnósticos de densidade.

Para estudar a caracterização da separatriz, no Capítulo 5 são feitas algumas considerações sobre as flutuações do plasma. Essas serão medidas através da grandeza conhecida como variância, calculada sobre o espectrograma obtido com cada sinal de batimento. Essa grandeza é calculada de dois modos diferentes e é mostrada a variância em função da frequência para um varrimento. Os dados do teste com espelho também são apresentados, para comparação.

Os resultados da variância ao longo de um disparo é o tema do Capítulo 6, onde

colocam-se os resultados experimentais para diferentes regiões do plasma, e possíveis relações com outros diagnósticos. De todos os resultados, dedica-se especial atenção à existência de um mínimo na curva dessa variância, que aparece ao redor da posição da separatriz magnética. Esta característica é demonstrada em testes com disparos de diferentes regimes de confinamento.

O estudo de dados obtidos com uma simulação da propagação de ondas no plasma em duas dimensões é o tema do Capítulo 7. Tanto o método utilizado para esta simulação quanto o utilizado para se criar o plasma são brevemente descritos, assim como as alterações feitas no plasma simulado para poder ser usado na simulação. É mostrado que a variância dos sinais simulados está de acordo com os dados experimentais, com um mínimo da variância próximo da posição da separatriz.

Este trabalho conclui com algumas considerações sobre o motivo da existência deste mínimo, e as possibilidades de continuação da pesquisa.



# 1. PLASMA DE TOKAMAKS

## 1.1. INTRODUÇÃO

O objetivo da pesquisa em fusão nuclear é produzir e controlar um plasma em condições de temperatura e densidade tais que as reações de fusão entre os íons nele contidos liberem mais energia do que a necessária para produzir e aquecer o plasma até a temperatura de ignição. Essas condições correspondem a satisfazer o critério de Lawson, o qual, para fusão de deutério-trítio, pode ser representado por:

$$n_i \tau_e > 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s} \quad . \quad (1.1)$$

onde  $n_i$  é o número de íons por unidade de volume e  $\tau_e$  é o tempo de confinamento da energia, definido como a razão entre a energia cinética total e a potência fornecida ao plasma.

Em um modelo simplificado, a temperatura de ignição pode ser estimada impondo que a potência das reações de fusão seja superior à perda por radiação de frenamento (bremstrahlung); para a reação deutério- trítio a temperatura de ignição é da ordem de  $80 \times 10^6$  K, que corresponde a uma energia térmica de 7 keV, aproximadamente. Para se obter um plasma com essas características pode ser usado confinamento inercial ou confinamento magnético. No primeiro caso, plasmas com volumes inferiores a  $1 \text{ mm}^3$  e com densidades de várias ordens de grandeza superior à densidade de sólidos (em condições normais), são produzidos durante tempos de picossegundos por implosão acionada por pulsos de laser com intensidades superiores a  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ . No segundo caso, íons e elétrons com densidade da ordem de  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  são forçados a seguir linhas fechadas de campo magnético por tempos da ordem de segundos. O confinamento magnético é auxiliado pelo fenômeno “pinch” (estrição), no qual uma coluna de plasma carregada tende a se contrair radialmente até que a força de estrição seja balanceada pela força do gradiente de pressão:  $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla p$ .

Pesquisas iniciais usando confinamento magnético toroidal concentraram-se em experimentos de Estrição com Campo Reverso e Stelators, mas instabilidades macroscópicas destruíam rapidamente as configurações de confinamento (DENDY, 1993).

Em 1956, pesquisadores soviéticos do Instituto Kurchatov, liderados por Lev Artsimovich, começaram a utilizar uma câmara em forma de toroide, ao que foi dado o nome de *tokamak* (sigla russa para *toroidal'naya kamera s magnitnymi katushkami*, ou *câmara magnética toroidal*). Em 1968 conseguiram produzir plasmas estáveis por confinamento magnético de alta temperatura, acima de  $10 \times 10^6$  °C, e produção de nêutrons. Estes resultados foram posteriormente reproduzidos por outros países.

Desde então, os tokamaks têm sido a principal linha de pesquisa em fusão. Nas décadas de 1970 e 1980, seu desempenho melhorou gradualmente conforme técnicas de controle da forma e exaustão do plasma foram desenvolvidas. Somado ao aquecimento ôhmico, já inerente ao tokamak, outras formas de aquecimento permitiram aumentar substancialmente a temperatura eletrônica e iônica. O progresso destas operações está resumido na Figura 1.1.

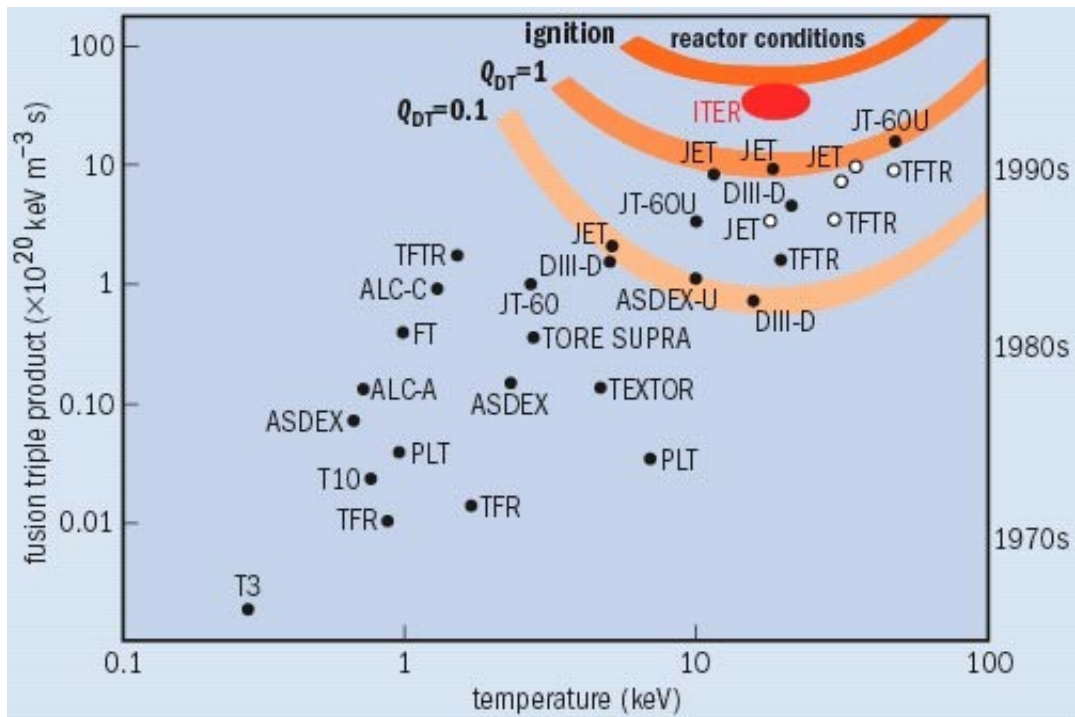


Figura 1.1: Progresso do confinamento da fusão nuclear, representado pelo produto triplo da fusão versus a temperatura, para os maiores tokamaks em atividade. A faixa  $Q_{DT}$  apresenta os valores da razão entre a potência de fusão e a fornecida ao plasma alcançada por estes experimentos. (extraído de PW, 2006).

Alguns tokamaks em operação conseguiram densidades, temperaturas e tempos de confinamento suficientes para ignição, entretanto os valores máximos de cada parâmetro não foram atingidos simultaneamente.

A maior parte dos experimentos realizados nestes tokamaks foi feita com plasmas de hidrogênio e deutério, nos quais a energia produzida por reação de fusão é bem menor que a energia gasta para produzir e aquecer o plasma. O maior rendimento já alcançado foi no JET, em 1997, com a injeção de trítio em um plasma de deutério, gerando 16 MW durante 1 segundo e rendimento de 0,65 (JET, 2011).

Neste capítulo faremos uma explicação acerca dos princípios básicos dos tokamaks e o estado atual de sua pesquisa.

## 1.2. EQUILÍBRIO

Na Figura 1.2 mostramos a geometria e a configuração do campo magnético de um tokamak. O raio maior,  $R$ , varia de aproximadamente 0,3 m em pequenos tokamaks até 3 m no JET, e a razão de aspecto ( $R/a$ , com  $a$  sendo o raio menor) é tipicamente da ordem de 3 (para o JET é 2,5, e para o ASDEX é 3,3). Um forte campo magnético  $B_T$ , usualmente entre 1 e 5 T (no ASDEX atinge um máximo de 3,9 T), que varia inversamente com o raio maior  $R$ , é produzido por bobinas externas, de cobre resfriado ou supercondutoras. Este campo é considerado independente do ângulo toroidal (configuração “eixossimétrica”), embora o número discreto de bobinas resulte em ondulações do campo  $B_T$  as quais podem afetar o confinamento do plasma (ANDERSON, 1972).

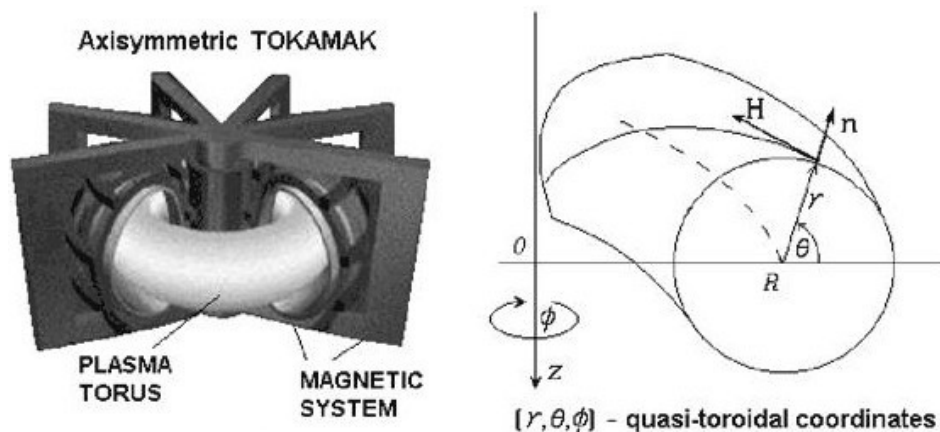


Figura 1.2: Representação da geometria toroidal de um tokamak (extraído de DENDY, 1993).

Nos tokamaks modernos, as bobinas toroidais têm a forma de  $\mathbf{D}$ , que corresponde a uma configuração sem momentos de torção ao longo da bobina. A configuração de equilíbrio é então projetada para que a coluna de plasma também tenha seção transversal da mesma forma, como é o caso do ASDEX. O lado interior do plasma é conhecido por *HFS*, do nome em inglês *High Field Side*, e o lado mais externo é o *LFS*, *Low Field Side*.

Num campo toroidal puro, íons e elétrons sofrem deriva vertical em direções opostas devido à não uniformidade de  $\mathbf{B}$ . Um campo elétrico vertical  $\mathbf{E}$  é então estabelecido, resultando num movimento  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  para fora do plasma (BITTENCOURT, 1990). Por isso, um campo poloidal adicional  $B_p$ , de intensidade menor que  $B_T$ , é necessário para anular o efeito desse campo elétrico. Este campo, dado por  $B_p = |\nabla\psi| / R$ , é criado naturalmente pela corrente que circula na direção toroidal dentro do plasma, induzida por um solenóide externo concêntrico com a coluna de plasma, e por bobinas dispostas ao redor do toroide, que são utilizadas para controlar a posição da coluna e modelar a sua forma.

As linhas do campo magnético definem superfícies toroidais fechadas. Essas superfícies são conhecidas como superfícies magnéticas e o fluxo poloidal  $\psi$  e a pressão do plasma são constantes nelas. O eixo do conjunto de superfícies é chamado de *eixo magnético*, e nele o campo poloidal se anula (e, normalmente, também é onde a pressão do plasma e a densidade de corrente são máximas). Próximo da parede do tokamak, três regiões magnéticas especiais se destacam na configuração de equilíbrio. A separatriz magnética, que consiste na última superfície magnética fechada, é definida ou por uma superfície física, denominada “limitador”, ou criada pelas bobinas externas; a *borda* (*edge*) do plasma, que é a região próxima da separatriz, mas interior ao plasma; e a *camada de raspagem* (em inglês *scrape-off layer*, ou SOL), que é a região do plasma exterior à separatriz, onde o plasma apresenta baixa densidade (Figura 1.3).

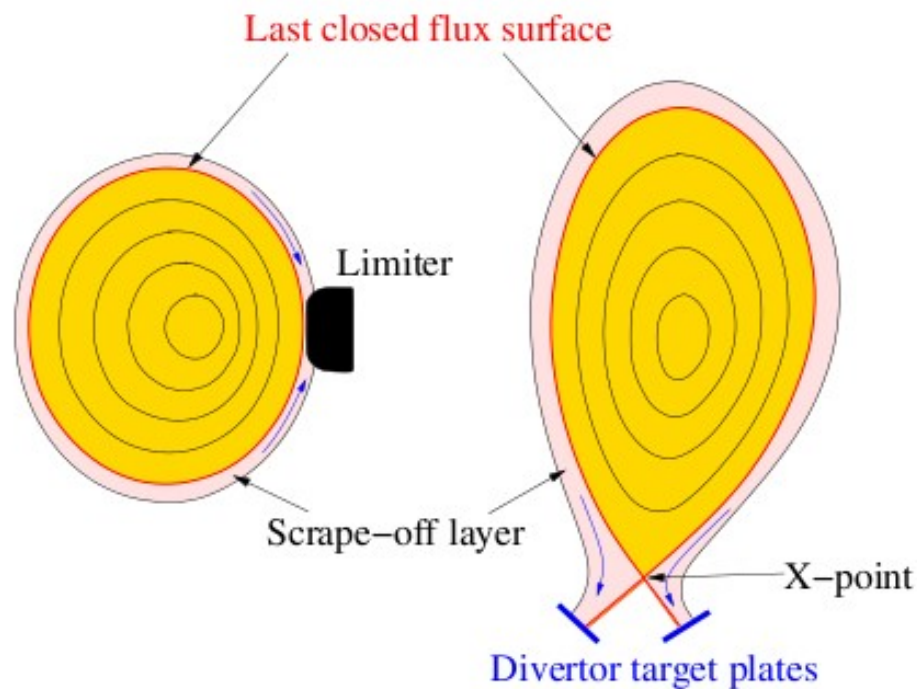


Figura 1.3: Representação das linhas de superfície magnéticas. À esquerda uma configuração de plasma circular, sem divertor, e à direita o plasma possui um ponto X, com divertor.

Os íons e elétrons no plasma seguem as linhas de campo, e portanto estão restritos a se moverem nas superfícies de fluxo com pequenos desvios (devido às derivas  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  e do gradiente e curvatura de  $\mathbf{B}$ ).

Em plasmas de alta temperatura, no chamado regime não colisional, a variação do campo de equilíbrio com  $R$  sobre uma superfície magnética leva à formação de duas famílias distintas de partículas, *partículas aprisionadas ou armadilhadas* e *partículas circulantes*. As partículas aprisionadas têm órbitas fechadas, denominadas *órbitas bananas*, restritas às regiões de baixo campo magnético (*LFS*), devido à propriedade de espelhamento de campos não uniformes (WESSON, 1989). A fração de partículas aprisionadas é da ordem de  $[2\epsilon/(1+\epsilon)]^{1/2}$  para uma superfície de fluxo de raio  $\epsilon R$ . A forma banana das órbitas dessas partículas é devido à deriva vertical provocada principalmente pela curvatura das linhas de força do campo magnético. Por outro lado, as órbitas das partículas circulantes exploram toda a superfície de fluxo. A divisão entre partículas aprisionadas e circulantes pode influenciar fortemente propriedades do plasma, como a condutividade, correntes derivadas da pressão, instabilidades e transporte através das

superfícies de fluxo devido a colisões e campos magnéticos e elétricos flutuantes (DENDY, 1993).

Uma representação das superfícies magnéticas fechadas e da separatriz pode ser vista na Figura 1.3. Na Figura 1.4 pode ser vista em maior detalhe uma representação das linhas de campo magnético fechadas para o ASDEX Upgrade.

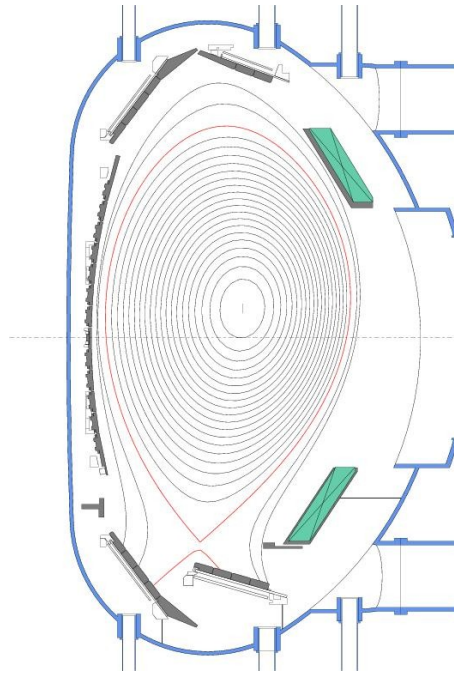


Figura 1.4: Representação das superfícies magnéticas fechadas para um plasma no ASDEX Upgrade (criado com o software diaggeom ).

### 1.2.1. Reconstrução do Equilíbrio

Uma condição de equilíbrio é que a força devido à pressão do plasma seja balanceada pela força magnética, ou seja:

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad . \quad (1.2)$$

Como o produto do lado direito da equação (1.2) resulta num vetor perpendicular à  $\mathbf{B}$  e  $\mathbf{j}$ , o gradiente de pressão é perpendicular às linhas do campo magnético e ao vetor da corrente da densidade, portanto, perpendicular às superfícies de fluxo. Da equação (1.2) pode ser derivada a equação conhecida como equação de Grad-Shafranov (SHAFRANOV, 1973), que é uma equação diferencial para a função poloidal  $\Psi$ . Esta função é definida por:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} = B_z, \quad \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial z} = -B_R, \quad (1.3)$$

onde  $z$  é a coordenada paralela ao eixo de simetria. A função  $\Psi$ , constante numa superfície de fluxo, possui uma constante aditiva arbitrária. Associada a esta função pode-se definir uma coordenada do raio de fluxo poloidal normalizada  $\rho_{pol}$ , definida por

$$\rho_{pol} = \sqrt{\frac{\Psi - \Psi_a}{\Psi_s - \Psi_a}}, \quad (1.4)$$

onde  $\Psi_a$  é o valor do fluxo no eixo magnético e  $\Psi_s$  é o valor na separatriz. Desta forma, temos  $\rho_{pol}=0$  no centro e  $\rho_{pol}=1$  na separatriz do plasma, de forma que  $\rho_{pol}>1$  na camada externa, que corresponde a superfícies magnéticas abertas.

Assim, a reconstrução do equilíbrio é feita com medidas utilizando sondas magnéticas colocadas na parede interna da câmara de vácuo do tokamak, em diferentes posições poloidais e toroidais. Estes dados são utilizados na equação de Grad-Shafranov e a função  $\Psi$  pode ser reconstruída dependente de  $R$  e  $z$  (LAO, 1985). Quando disponíveis, medidas de parâmetros internos do plasma também são utilizadas na reconstrução do equilíbrio, em particular dados de polarimetria (SOLTWISCH, 1986), efeito stark mocional (LEVINTON, 1990) e outros. No ASDEX Upgrade também se utilizam comparações com resultados anteriores, e alguns diagnósticos utilizam algoritmos com redes neurais para se reconstruir as linhas de fluxo.

### 1.3. ESTABILIDADE

O fator de segurança para uma superfície de fluxo,  $q(\psi)$ , é definido como o número de vezes que uma linha de campo em uma superfície  $\Psi$  contorna a superfície toroidal enquanto fecha o circuito poloidal (GOEDBLOED, 2004):

$$q = \frac{1}{2} \oint \frac{1}{R} \frac{B_T}{B_P} ds \quad \text{ou} \quad q = \frac{r}{R_0} \frac{B_T}{B_P} \quad (1.5)$$

Este fator é determinado pelo perfil da densidade da corrente e a geometria da superfície de

fluxo, e aumenta monotonicamente a partir do eixo magnético até a borda do plasma. Normalmente, o valor de  $q(\Psi)$  é próximo da unidade no eixo magnético de descarga e cerca de três ou quatro na borda da coluna de plasma, quando ela não se estende até a separatriz magnética. Quando isto acontece, o valor de  $q(\Psi)$  diverge na separatriz e, por isso, convencionalmente, para comparar diferentes condições de equilíbrio, são utilizadas as medidas da superfície com valor  $\Psi=0,95$ , ou seja,  $q(0,95)$ .

Na separatriz o valor de  $q$  é infinito, e a equação de Grad-Shafranov não é válida para esta camada (WESSON, 1989).

### 1.3.1. Instabilidades MHD

Instabilidades de MHD (magneto-hidrodinâmica) podem se formar e crescer em superfícies de fluxo com fatores de segurança racionais ( $q=m/n$ , onde  $m$  e  $n$  são os números de modo poloidal e toroidal) se a corrente local e gradientes de pressão forem suficientemente desestabilizantes.

As superfícies racionais de menor ordem ( $(m,n) = (1,2),(2,1),(3,2)$ , etc.) tendem a ser menos estáveis. Perturbações helicoidais com estes modos são rotineiramente observados em plasmas de tokamak (DENDY, 1993). Um exemplo importante é a oscilação dente-de-serra, mostrada na Figura 1.5, na qual um pequeno aumento na pressão no interior do plasma é seguido por uma queda abrupta.

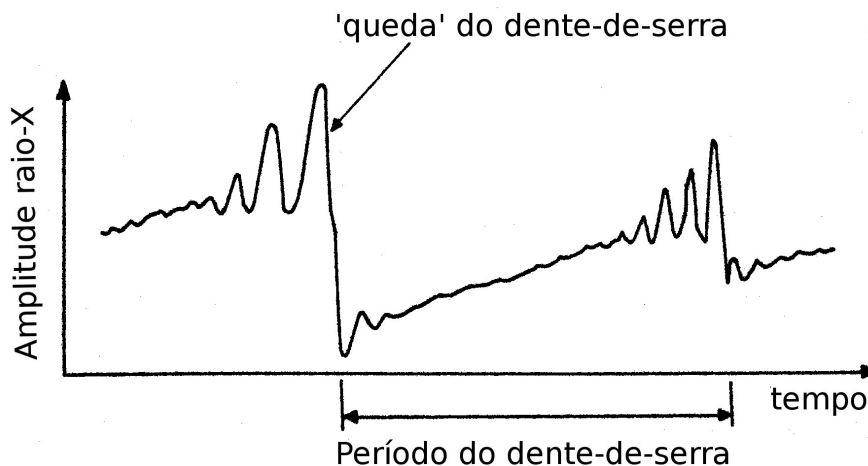


Figura 1.5: Efeito dente-de-serra, mostrado pelo diagnóstico de raio-X. O período varia com o tamanho do tokamak, podendo chegar a vários segundos.



Na figura, é mostrado o sinal de raio-X, emitidos da região central da coluna de plasma em torno do eixo magnético. Num plasma totalmente ionizado, esta radiação é principalmente a radiação de frenamento (*bremsstrahlung*), que é proporcional à raiz quadrada da temperatura eletrônica do plasma (KADOTA, 1980). Portanto, a fase quasi-linear corresponde a um aumento de temperatura na região central da coluna de plasma provocado somente pelo aquecimento ôhmico. Quando a temperatura aumenta, a resistividade do plasma, que é proporcional à  $T_e^{-3/2}$  diminui, aumentando a densidade da corrente  $J$ , e, portanto, a temperatura, num processo de realimentação positiva. No entanto, próximo do eixo magnético o fator de segurança é dado por

$$q_0 \approx \frac{rB_T}{RB_p} \approx \frac{2B_T}{\mu_0 R J} \quad . \quad (1.6)$$

Portanto, quando  $J$  aumenta, o fator de segurança no eixo magnético cai abaixo de 1, acionando o modo kink interno resistivo com números de onda toroidal e poloidal dadas por  $m=1$  e  $n=1$ , respectivamente (COPPI, 1976). Essa instabilidade é claramente vista nas oscilações sobre a parte crescente do dente-de-serra. Quando a instabilidade atinge uma amplitude considerável, ela provoca uma ruptura das linhas de força na superfície magnética ressonante  $q=m/n=1$ . O núcleo aquecido do plasma escapa e as linhas de força se reconectam, restaurando a condição  $q_0 > 1$ . Em seguida o processo se repete (KADOMTSEV, 1984).

Entretanto, os detalhes da oscilação dente-de-serra não são completamente entendidos, em particular as escalas de tempo características e, em alguns casos, a ausência do efeito para condições de operação com  $q < 1$ . Este efeito pode ser evitado utilizando aquecimento por rádio frequência íon-ciclotrônico (ICRH para *Ion Cyclotron Resonant Heating*) e elétron-ciclotrônico (ECRH para *Electron Cyclotron Resonant Heating*), particularmente localizados próximos da superfície  $q=1$ . Um efeito conhecido como “dente-de-serra monstro” (no qual a temperatura central aumenta por vários segundos sem colapsos devido ao dente-de-serra), foi produzido no JET com aquecimento íon-ciclotron (BHATNAGAR, 1989).

Estudos desses efeitos são importantes em grandes tokamaks porque eles podem causar uma perda anômala de energia e partículas e serem acionados por campos de erros

gerados pelas bobinas externas. Modos MHD em diferentes superfícies racionais são acoplados, particularmente em tokamaks não circulares e com baixa razão de aspecto ( $R/a < 3$ ), e então os modos dominantes são acompanhados por modos de banda lateral (conhecidos em inglês como *sideband*), que são efeitos bastante deletérios.

### 1.3.2. Disrupções

Instabilidades globais de baixa ordem não são consideradas para determinar o confinamento em tokamaks, a não ser que as instabilidades sejam grandes o suficiente e se sobreponham, espacialmente, perdendo partículas rapidamente.

Entretanto, restringe-se o regime operacional de um tokamak para uma região  $(q_a, n)$ , onde  $q_a$  denota o fator de segurança na borda do plasma e  $n$  denota a densidade eletrônica média. Assim, existem dois fenômenos que limitam essa região: “disrupções de baixo  $q$ ” e “disrupções de limite da densidade”. Ambos decisivos, nos quais a corrente do plasma rapidamente vai a zero, mas são resultados de dois mecanismos diferentes. Disrupções de baixo  $q$  ocorrem quando  $q_a$  cai para valores um pouco acima de 2. Neste estágio, supõe-se que o gradiente da densidade de corrente dentro da superfície  $q=2$  desestabiliza o modo  $(m, n)=(2, 1)$ . Isto interage com o plasma externo frio, levando a uma brusca queda da temperatura dos elétrons e perda da corrente. Interações com a região dente-de-serra  $m=1$  também podem ocorrer. Operações com  $q_a < 2$  são raras, apesar de possíveis com uma parede condutora próxima ao plasma para estabilizar o modo. Outras disrupções menores, das quais o plasma normalmente se recupera, são observadas quando  $q_a$  passa por outros valores inteiros, por exemplo  $q_a=3$ .

O segundo tipo de disrupção, ilustrado na Figura 1.6, ocorre em altas densidades, e também envolve atividades de  $(m, n)=(2, 1)$ . Conforme a densidade cresce, a potência irradiada cresce proporcionalmente com o quadrado da densidade, rapidamente esfriando a borda do plasma, o que diminui e provoca picos na densidade de corrente para manter  $I_p$ . O gradiente da densidade de corrente aumentado na superfície  $q=2$  desestabiliza o modo  $(m, n)=(2, 1)$ , levando a uma disrupção similar àquela de baixo  $q_a$ . O limite da densidade pode ser aumentada por alguns métodos, em particular por um aquecimento adicional ao aquecimento básico ôhmico. Também se pode condicionar as câmaras de vácuo a produzirem plasmas com baixo teor de impurezas, ou controlar a atividade MHD através

de aquecimento localizado de elétrons ou correntes em bobinas helicoidais externas. Um resumo das disrupções no JET pode ser encontrada em WESSON, 1989.

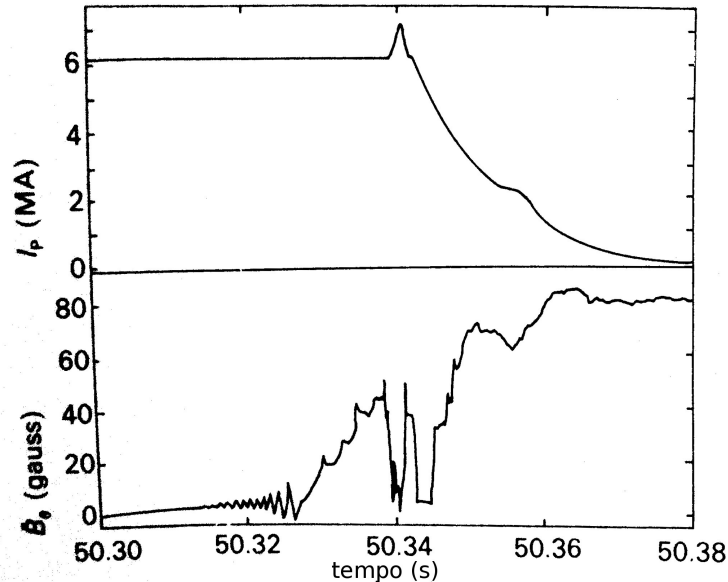


Figura 1.6: Uma disrupção de alta densidade no JET, mostrando o rápido fim da corrente de plasma. A atividade MHD, mostrada aqui pelas flutuações do campo magnético poloidal, aumentam fortemente antes da disrupção (reproduzido de DENDY, 1993).

Disrupções produzem uma queda brusca na corrente do plasma, tipicamente a uma taxa da ordem de  $10^9 \text{ A s}^{-1}$ , causando grandes forças indutivas na câmara de vácuo e bobinas. Em futuros tokamaks grandes, como o ITER, essas disrupções podem causar grandes danos, e portanto, técnicas para prever as disrupções são estudadas. Já que os dois tipos de disrupções são usualmente, mas nem sempre, precedidas por precursores do modo  $(m,n)=(2,1)$ , uma aproximação correntemente explorada é de suprimir esses precursores. Isto é possível ao se usar bobinas externas helicoidais ou usando-se *corrente ciclotrônica de elétrons*, ou ECCD (*electron cyclotron current drive*, em inglês) para tornar mais plano o perfil de corrente na vizinhança de  $q=2$ , talvez usando rápida retroalimentação para seguir os modos.

### 1.3.3. *Edge Localized Modes (ELMs)*

Os modos de borda localizados, conhecidos como ELM (Edge Localized Modes), são instabilidades impulsivas que ocorrem na borda da coluna de plasma e caracterizadas

por picos na emissão da radiação  $D\alpha$  do plasma. Esta instabilidade causa uma perda substancial de energia do plasma e o mecanismo que a aciona ainda não é totalmente compreendido. Durante cada ELM, uma grande quantidade de matéria é expelida para fora do plasma, afetando o confinamento. O ELM é um fenômeno muito estudado, principalmente para se entender melhor seu mecanismo de início e de como impedi-lo. Enquanto algumas das características são comuns a todos os ELMs, existem diferenças distintas. Conseqüentemente, se tornou padrão dividir a classificação dos ELMs como se segue (JET[2], 2011):

- ELM Tipo I: A radiação  $D\alpha$  mostra grandes impulsos isolados; por isso, esse tipo de ELM também são chamados de “grandes” ou “gigantes”. Evidentemente, as condições do plasma na região próxima da borda estão próximas do limite de estabilidade ou acima dele. A instabilidade é criada pela pressão, ou por seu gradiente, e conforme a potência de aquecimento aumenta, a frequência de repetição do ELM também aumenta. A degradação do confinamento do plasma é menor do que nos outros tipos.
- ELM Tipo II: Estes são observados somente em plasmas de alta densidade e seção transversal com alto alongação e triangularidade. A magnitude do impulso deste tipo de ELM é baixa e a frequência mais alta do que em ELMs do tipo I. No entanto, seus efeitos no confinamento são praticamente os mesmos.
- ELM Tipo III: Os impulsos são pequenos e frequentes. Portanto, outro nome para este tipo é “ELM pequeno”. Segundo os modelos mais aceitos, a instabilidade é acionada pelo gradiente da densidade de corrente no plasma, e aparece quando sua resistividade é alta (isto é, temperatura da borda baixa). A frequência de repetição desses ELMs diminui com o aumento da potência de aquecimento. O confinamento do plasma é mais degradado do que nos outros ELMs.

Os ELMs afetam significativamente os resultados obtidos pela reflectometria, e podem até, em raros casos, invalidar o diagnóstico devido à grande variação de densidade na borda, principalmente com ELMs tipo III.

## 1.4. IMPUREZAS E FÍSICA DA BORDA

O plasma do tokamak consiste de elétrons, espécies de íons (comumente hidrogênio, deutério ou hélio) e uma pequena fração de impurezas. Estas impurezas podem ter muita influência no confinamento do plasma, mesmo em pequenas concentrações. No interior do plasma elas estão totalmente ionizadas e por isso provocam forte radiação de frenamento, já que a potência irradiada é proporcional ao quadrado do número atômico  $Z$ . Esta perda de potência pode inviabilizar a inicialização do plasma, determinar o limite de densidade de operação do tokamak, e contribuir significativamente para seu balanço de potência. Impurezas também diluem o plasma: por exemplo, se a densidade do oxigênio totalmente ionizado é 1% da densidade eletrônica  $n_e$ , então segue da equação de quasi-neutralidade  $n_e = \sum_i n_i Z_i$  que a maioria da densidade eletrônica (supondo hidrogênio e deutério) é somente  $0,84n_e$ . Como a densidade de potência da fusão em um reator deutério-trítio é proporcional ao produto  $n_D n_T$ , a presença de impurezas altamente ionizadas precisa ser minimizada. A carga efetiva do plasma,  $Z_{\text{eff}} = \sum_i n_i Z_i^2 / n_e$ , é a medida aceita para a quantidade de impurezas, e terá que ser próxima a 2 ou menor em um reator.

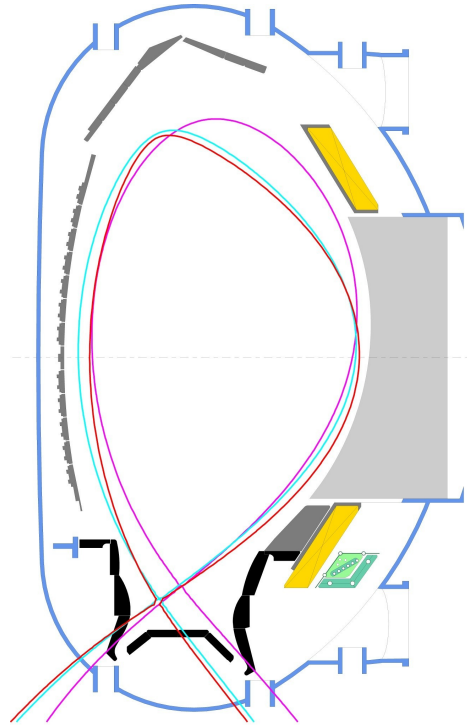
As impurezas surgem da interação do plasma com a parede. A presença de moléculas fracamente ligadas, como vapor de água e monóxido de carbono, tem que ser minimizada através de limpeza da câmara de vácuo, feito com descargas luminescentes (plasma *glow*) ou descargas de pulso rápido. A *boronização* também se mostrou uma técnica eficaz, onde uma descarga fraca de *glow* que dura algumas horas, com injeção de compostos com boro, mostrou manter o  $Z_{\text{eff}}$  baixo para disparos subsequentes (técnica usada no ASDEX Upgrade). Mesmo em tokamaks bem condicionados, materiais de superfícies são introduzidos por diferentes métodos. Estes incluem *sputtering*, onde íons energéticos ou átomos neutros atuam sobre a superfície, com arcos entre o plasma e a parede, e evaporam quando a temperatura da superfície atinge o ponto de fusão. Operação com paredes feitas de materiais de baixo  $Z$  é claramente desejável, como grafite e berílio, já testados no JET. Estes materiais mantêm  $Z_{\text{eff}}$  próximo da unidade em operações com plasma de alta densidade.

Um fluxo de íons incidentes sobre uma superfície pode causar um fluxo de íons de volta ao plasma, tanto por retroespalhamento ou por outros processos, com coeficientes de “retorno” (albedo) algumas vezes maior do que a unidade. O influxo de impurezas e íons da parede no plasma, juntamente com uma estrição de partículas direcionada para o centro do plasma, pode manter um perfil de densidade com pico pronunciado, ao contrário da difusão para fora. Borrifadas de gás na borda do plasma e também injeção de combustível com pequenas pastilhas (*pellets*) ou feixes neutros têm o mesmo efeito.

Muitos problemas associados com interações plasma-parede podem ser evitados com o uso de um divisor magnético. Nessa configuração, limitadores são usados para divergir as linhas de campo magnético para uma câmara externa onde o plasma é neutralizado e os produtos de *sputtering*, e de outras interações plasma-superfície, são bombeados para prevenir a contaminação do plasma principal. Esta configuração é utilizada no ASDEX Upgrade (Figura 1.7), e em outros tokamaks (DII-D, JET, JT-60), sendo também a configuração proposta para o ITER.

O divisor magnético é caracterizado por uma superfície, denominada separatriz magnética, onde a componente poloidal do campo magnético apresenta um ponto de estagnação hiperbólico ( ponto X ). Dentro dessa superfície a configuração de confinamento magnético fica bem definida. Fora dessa superfície o plasma não fica confinado, fluindo ao longo das linhas de força até atingir alguma superfície sólida, carreando as impurezas para fora (ASDEX Upgrade, 2011). A configuração do divisor magnético pode variar, com um único ou dois pontos X. No caso de um ponto X, sua posição pode ficar acima ou abaixo da coluna de plasma, que é a configuração no AUG. No caso de dois pontos X, eles são colocados simetricamente com relação ao plano equatorial da coluna de plasma, produzindo uma configuração com simetria axial (MAST, 2010). A desvantagem desta configuração é que os plasmas são menores e a disposição das bobinas é um pouco mais complexa (mas mostram propriedades superiores de confinamento e controle de impurezas). Uma consequência importante do divisor magnético é que, devido à presença da separatriz, a configuração de equilíbrio não pode mais ser descrita de forma auto consistente pela Equação de Grad-Shafranov nesta superfície. Assim, na reconstrução do equilíbrio magnético a partir de medidas externas do campo magnético poloidal, distintas aproximações são utilizadas para representar o campo

magnético em seu entorno, e a Equação de Grad-Shafranov é solucionada até uma superfície arbitrariamente especificada, usualmente referida como “última superfície magnética fechada” (SCHNEIDER, 2000). Portanto, é extremamente importante ter métodos alternativos e independentes para determinar a posição da separatriz. O trabalho descrito nesta tese oferece uma possibilidade para atingir esse objetivo.



*Figura 1.7: Diagrama mostrando o divertor no ASDEX Upgrade.*

A física da borda do plasma é, por vários motivos, mais complicada e difícil de modelar que o resto do plasma. Processos atômicos são importantes na medida em que determinam o balanço entre os estados carregados das impurezas e as perdas por radiação de linha dependem fortemente dos conteúdos de impureza. Ambos transportes, paralelo ou transversais aos campos, de partículas, energia e momento são importantes. Tempos de colisões são pequenos comparados com os tempos de circulação ao redor do eixo de simetria, ao contrário do resto do plasma. O potencial de plasma varia no contorno, formando uma bainha próxima à superfície dos materiais, e existe uma rica variedade de

interações plasma-superfície (STANGEBY, 2000). A borda do plasma pode ser altamente turbulento, com flutuações da densidade eletrônica da ordem da própria densidade ( $\delta n_e \sim n_e$ ). Todos estes efeitos são relevantes, e, apesar de modelos computacionais tentarem modelar esse comportamento, seu entendimento ainda é limitado.

## 1.5. CONFINAMENTO

Num reator de tokamak, busca-se aumentar a razão entre a potência liberada pelas reações de fusão e a perda por radiação e por processos de transporte. Portanto, um parâmetro chave é o tempo de confinamento da energia,  $\tau_E$ , que é a razão entre a energia térmica e a potência necessária para se manter o plasma em regime estacionário. Enquanto as perdas por radiação – principalmente frenamento e emissão síncrotron de um reator – são bem entendidas, não é o caso dos processos de transportes radiais, que são normalmente turbulentos e dominantes para a perda de energia.

Devido ao limitado entendimento teórico do confinamento, existem muitos estudos empíricos sobre como  $\tau_E$  varia com os parâmetros, geralmente utilizando-se os resultados de vários tokamaks. As leis de escala resultantes se dividem em dois grupos: para o regime de aquecimento ôhmico, e para aqueles com aquecimento adicional.

### 1.5.1. Leis de Escala

A lei de escala mais citada para regimes de aquecimento ôhmico é a Neo-Alcator:

$$\tau_E = 7 \times 10^{-22} a n_e R^2 q_a^{0.5}, \quad (1.7)$$

em unidades SI, onde  $q_a$  é o fator de segurança para a borda. Esta lei se mostrou útil para vários tokamaks, mas em altas densidades observa-se a saturação de  $\tau_E$  porque os efeitos de transporte de íons se tornam importantes. Em baixas densidades, quando o aquecimento ôhmico produz um grande componente de elétrons super-térmicos,  $\tau_e$  geralmente está acima da escala de Neo-Alcator.

A primeira proposta para plasmas com aquecimento adicional foi feita por Goldston (GOLDSTON, 1984), a qual contém a degradação observada em  $\tau_E$  com a potência inserida e uma dependência direta com a corrente do plasma ( $\tau_E \sim I_p P^{0.5}$ ). Outras dezenas



de propostas foram feitas ao longos dos anos, algumas envolvendo um grande número de parâmetros. Por exemplo, uma lei de escala feita para o ITER em seus estágios iniciais de planejamento (YUSHIMANOV et. al., 1990):

$$\tau_E = 5,5 \times 10^{-22} A^{0,5} I_P^{0,75} B^{0,63} P^{-0,54} n_e^{0,08} R^{1,69} a^{0,15} \kappa^{0,85}, \quad (1.8)$$

onde  $\kappa$  é o alongação vertical e  $A$  o número atômico da maioria dos íons.

### 1.5.2. Modo L e Modo H

Durante a operação do ASDEX, predecessor do ASDEX Upgrade, foi descoberto um modo de confinamento de energia e partículas melhorado, no qual ocorre uma barreira de transporte na borda do plasma. Este modo é conhecido como *modo H* (de *High confinement mode*), e nas situações em que esta barreira não ocorre, é conhecido como *modo L* (de *Low confinement mode*). A transição do modo L para o H é caracterizada por um aumento na temperatura e densidade da borda. Na Figura 1.8 pode-se ver exemplos de perfil de densidade para modo L e para modo H.

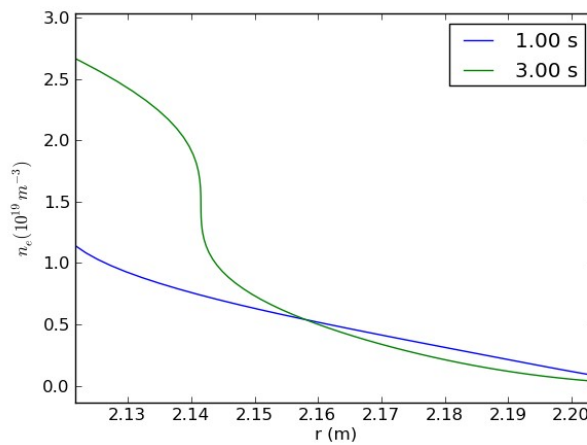


Figura 1.8: Comparação entre perfil de densidade para o modo L (azul) e o modo H (verde), para o disparo 24749, em diferentes instantes.

O confinamento de energia no modo H é aproximadamente maior por um fator dois que no modo L. Na realidade, é verificado empiricamente que a dependência do tempo de confinamento de energia com os parâmetros do plasma é bastante distinta nos dois modos. Uma lei de escala baseada em resultados mais recentes, após pesquisa feita com o modo H, foi proposta em PEETERS, 2007:

$$\tau_E^H = 0,145 H_H I_P^{0,93} B^{0,15} P^{-0,69} n_e^{0,41} M^{0,19} R^{1,39} a^{0,58} \kappa^{0,78} , \quad (1.9)$$

$$\tau_E^L = 0,048 H_L I_P^{0,85} B^{0,2} P_{heat}^{-0,5} n_e^{0,1} M^{0,5} R^{1,2} a^{0,3} \kappa^{0,5} , \quad (1.10)$$

onde  $H_L$  e  $H_H$  são os fatores de confinamento, para o modo L e o modo H, respectivamente.

## 1.6. PLASMA DO ASDEX UPGRADE

A operação do ASDEX Upgrade (AUG) começou em 1990, em sequência ao experimento ASDEX (*Axial Symetric Divertor Experiment*), que operou de 1980 a 1990. Como o ASDEX, o ASDEX Upgrade tem um divisor poloidal, que foi otimizado para satisfazer as necessidades de um futuro reator à fusão.

Uma visão geral dos parâmetros do experimento se encontra na Tabela 1; na Tabela 2 encontram-se os valores típicos dos parâmetros do plasma para o AUG:

Dados Técnicos:	
Altura total	9m
Raio total	5m
Peso	800t
Material da primeira parede	Carbono e Tungstênio
Número de bobinas de campo toroidal	16
Número de bobinas de campo poloidal	12
Campo magnético máximo	3,3 T
Corrente de plasma	0,4 a 1,6 MA
Duração do pulso	< 10s
Tempo entre pulsos	15-20 min
Quantidade de dados adquiridos por pulso	Aprox. 0,5 GByte
Aquecimento do plasma:	Até 27 MW
Aquecimento ôhmico	1MW
Aquecimento por injeção de feixe de nêutrons	20 MW (com $D=^2H$ )
Injeção de energia	60 keV e 100 keV
Aquecimento íon-cíclotron	6 MW (30MHz-120MHz)

Tabela 1: Dados técnicos da estrutura do ASDEX Upgrade.

Típicos parâmetros de plasma	
Raio maior do plasma (R0)	1,65 m
Raio menor horizontal do plasma ( <b>a</b> )	0,5 m
Raio menor vertical do plasma ( <b>b</b> )	0,8 m
Elipticidade <b>b/a</b> (superior/inferior)	1,8
Triangularidade	0,1/0,3, e a partir de 1999: 0,4/0,4
Tipos de plasma	Deutério, hidrogênio, hélio
Volume do plasma	14 m <sup>3</sup>
Massa do plasma	3 mg
Densidade eletrônica	1 x 10 <sup>20</sup> m <sup>-3</sup>
Temperatura do plasma	60 a 100 milhões °C

Tabela 2: Grandezas típicas do plasma criado no AUG.

O plasma é controlado através de um sistema de 12 bobinas de campo vertical e mantido no seu formato elíptico pelo *ponto X* na base do divisor. O campo puramente toroidal é mantido constante durante a descarga inteira, mas pode ser alterado caso os requerimentos físicos exijam. Somado a isto, ainda existem duas bobinas de campo vertical próximas ao plasma para um controle rápido (Figura 1.9).

O sistema de bobinas descrito é controlado em tempo real por um sistema de controle eletrônico. Um computador calcula a posição atual do plasma e sua forma, corrigindo as correntes das bobinas de campo para atingir os valores desejados. Este mecanismo de correção e controle se baseia no diagnóstico do chamado *Plasma Position*, cuja detecção atualmente é feita com base em uma grande quantidade de dados de medida das sondas de campo magnético, os quais terão agora o auxílio também da reflectometria, descrito no Capítulo 4.

O divisor do AUG tem a configuração mais próxima do planejado para o ITER, o que o torna útil para o teste de futuros experimentos que serão usados em Cadarache.

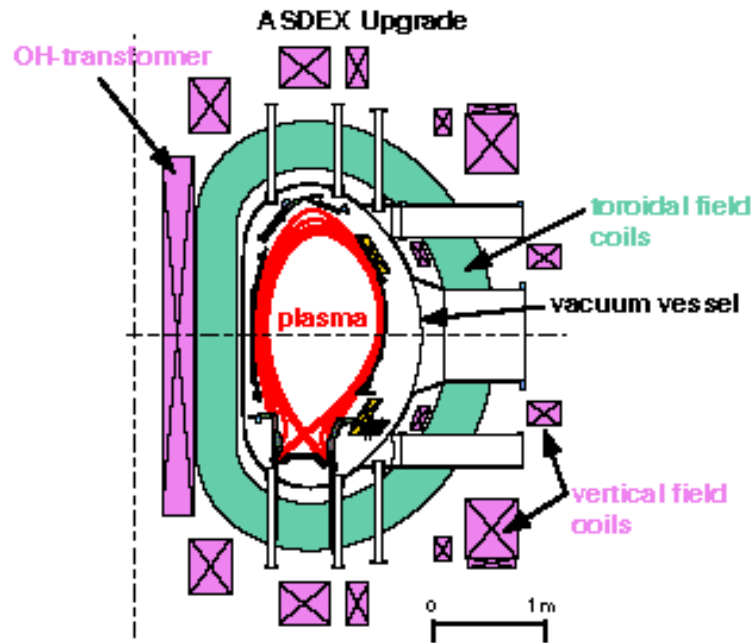


Figura 1.9: Secção do ASDEX Upgrade com o diversor II. As bobinas de campo vertical podem ser vistas localizadas fora das bobinas de campo toroidal, longe do plasma, mas controlando sua forma e posição (imagem retirada do site do AUG (ASDEX Upgrade, 2011), na seção “drawing gallery”).

## **2. REFLECTOMETRIA**

### **2.1. INTRODUÇÃO**

Para analisar o plasma com mais acuidade, é necessário caracterizar a distribuição de grandezas temporais e espaciais, tais como a densidade, temperatura e corrente. Esses diagnósticos, essenciais para o controle do plasma, podem ser feitos através de diferentes métodos. Dentre eles, a reflectometria proporciona um método de se extrair informações acerca da densidade do plasma, sem interferir em suas propriedades.

Por ser o sistema adotado na análise dos dados coletados no presente trabalho, neste capítulo dedicaremos especial atenção a esse diagnóstico. Iniciado na década de 60 para análise das camadas da atmosfera (BUDDEN, 1966), foi adaptado para ser utilizado em plasmas de tokamak. Através da reflexão de ondas eletromagnéticas enviadas e recebidas por antenas, se configura num método de alta resolução temporal e espacial para determinação da densidade e suas flutuações. Uma revisão dos fundamentos desta técnica pode ser encontrada em (LAVIRON, 1996).

Nas próximas seções serão abordados assuntos referentes à propagação das ondas em plasma, descrito o funcionamento do diagnóstico com varrimento de frequências, e o sistema de reflectometria no ASDEX Upgrade.

### **2.2. PROPAGAÇÃO DE ONDAS ELETROMAGNÉTICAS NO PLASMA**

A propagação das ondas eletromagnéticas no plasma, que é um meio inhomogêneo, pode ser analisada através das equações de Maxwell e das equações de movimento de partículas, dadas as seguintes aproximações (Yeh e Liu, 1972, *apud* SANTOS, 2008):

- As partículas do plasma mantêm suas posições de equilíbrio, oscilando somente na presença de perturbações eletromagnéticas;
- O plasma é considerado um fluido de íons e elétrons acoplados por um campo magnético;

- A polarização do meio é definida pelos elétrons, para ondas com frequência muito maior que as frequências iônicas de plasma e de ciclotron;
- O plasma é homogêneo em todas as direções, exceto na direção de propagação da onda.

Dado isto, para um caso em que a propagação da onda é perpendicular ao campo magnético ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ , onde  $\mathbf{k}$  é o número de onda e indica a direção da propagação), dois modos de propagação são possíveis: o modo *ordinário* (conhecido como modo O), onde o campo elétrico da onda é paralelo ao campo magnético do plasma ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ ), e o modo *extraordinário* (*modo X*), onde o campo elétrico da onda é perpendicular ao campo magnético do plasma ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ ). (Ginzburg, 1970, *apud* SANTOS, 2008).

Num plasma de tokamak, por exemplo, somente consideramos a componente toroidal do campo magnético ( $B \approx B_\phi$ ), a componente poloidal não sendo considerada (pois  $B_\phi \gg B_\theta$ ).

Assim, com base nas aproximações acima, é possível obter o *índice de refração* do plasma, um parâmetro que determina como ocorre a propagação da onda. Por exemplo, o índice de refração para uma propagação com  $k_\perp$  é dada por:

$$N = \frac{k_\perp c}{2\pi f} \quad (2.1)$$

De acordo com Hutchinson (Hutchinson, 1987, *apud* SANTOS, 2008), o índice de refração para o modo O, para uma onda com frequência  $f$ , é dada por:

$$N = \left[ 1 - \left( \frac{f_{pe}}{f} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[ 1 - \frac{n_e}{n} \right]^{1/2}, \quad (2.2)$$

onde a frequência eletrônica do plasma é

$$f_{pe} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (2.3)$$

$n_e$  é densidade do plasma,  $n$  a densidade correspondente à frequência  $f$ ,  $e$  e  $m_e$  são a carga e a massa do elétron,  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo. Na propagação de modo X, a onda sofre uma polarização elíptica no plasma e tem um componente de campo elétrico tanto na direção de propagação quanto perpendicular a ele. Neste caso o índice de refração é dado

por:

$$N_x = \left[ 1 - \left( \frac{f_{pe}}{f} \right)^2 \frac{f^2 - f_{pe}^2}{f^2 - (f_{pe}^2 - f_{ce}^2)} \right]^{1/2}, \quad (2.4)$$

onde a frequência de ciclotron dos elétrons é dada por

$$f_{ce} = \frac{eB}{m_e}. \quad (2.5)$$

Ou seja, no modo X é necessário saber o campo magnético. A independência com o campo magnético do modo O também transforma-o em um candidato em potencial para ser um diagnóstico autônomo da posição de plasma (pois só depende das ondas da reflectometria).

O índice de refração dado por (2.2) mostra três situações que podem ocorrer com a propagação de uma onda no plasma.

a)  $f > f_{pe}$  :

A onda se propaga com velocidade de fase reduzida:

$$v = \frac{c}{N}. \quad (2.6)$$

b)  $f = f_{pe}$  :

O índice de refração é nulo, e a densidade de corte é dada por:

$$n_e = (2\pi f_{pe})^2 \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} = k f_{pe}^2, \quad (2.7)$$

Com  $N=0$  é necessário uma aproximação WKB para mostrar o seu comportamento nessa região (que será usada mais à frente).

c)  $f < f_{pe}$  :

A onda é evanescente nesta região, pois o índice de refração é imaginário.

Isto demonstra que a onda é refletida na região em que  $f=f_p$ . Baseado nesse fenômeno, supondo um perfil de densidade como demonstrado na Figura 2.2, pode-se prever o que ocorre em uma onda enviada ao plasma. A Figura 2.1 mostra um esboço da variação radial da densidade da coluna de plasma, com a onda de sondagem sendo refletida.

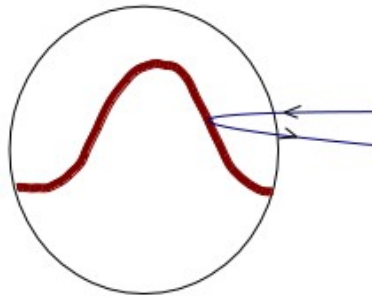


Figura 2.1. Esboço do perfil radial de densidade de uma coluna de plasma num tokamak, com uma onda sendo refletida na densidade dada pela equação (2.7).

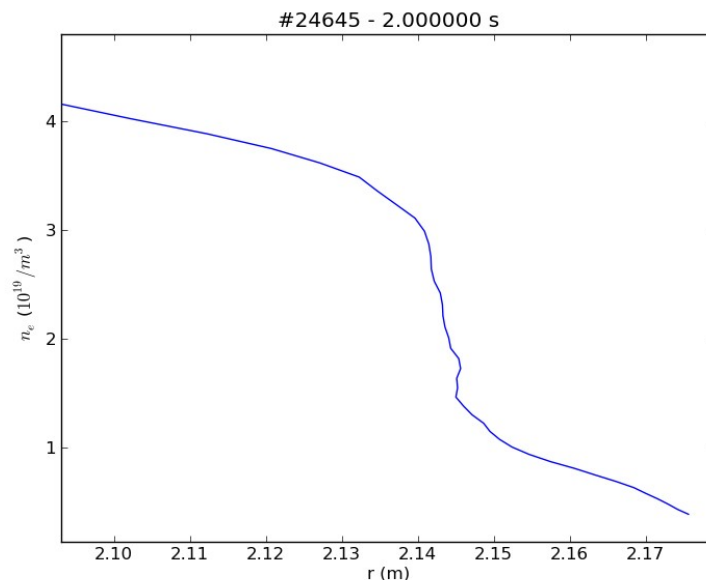


Figura 2.2. Exemplo de perfil de densidade do plasma

De acordo com este exemplo, para medir a densidade de  $2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  enviamos uma onda de 40 GHz que irá se propagar pelo vácuo com velocidade  $c$ . Quando estiver no plasma terá a velocidade dada pela equação (2.6), e, ao substituir o índice de refração desta pela equação (2.2), podemos ver que sua velocidade depende do inverso do quadrado da densidade. Ou seja, a velocidade da onda diminui conforme se aproxima da camada do plasma onde  $f = f_{pe}$ .

A partir desta densidade a onda é absorvida (índice de refração imaginário), e uma parte é refletida de volta para a antena. A fase da onda refletida é diminuída de  $\pi/2$  devido



à reflexão não metálica no plasma, e também é alterada devido à propagação no plasma desde a densidade nula até a densidade de reflexão (posição  $x_c$ ).

A fase e sua variação temporal em meios inhomogêneos são dadas pela aproximação WKB (BUDDEN, 1966 e Ginzburg, 1970, *apud* SANTOS, 2008)<sup>1</sup>:

$$\phi(F) = \frac{4\pi}{c} F \int_0^{x_c} N_o(F,x) dx - \frac{\pi}{2}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial F}{\partial t} \int_0^{x_c} N_o(F,x) dx + \frac{4\pi}{c} F \frac{\partial}{\partial t} \left( \int_0^{x_c} N_o(F,x) dx \right), \quad (2.8)$$

onde o termo dentro da integral é conhecido como *comprimento do caminho óptico*, que é integrado a partir da posição  $x=0$  (posição da antena) até  $x_c$  (posição da densidade de corte  $n_c$ , que é a informação procurada para se fazer um perfil de densidade),  $F$  é a frequência de varrimento,  $N_o(F,x)$  é o índice de refração ao longo da linha de trajeto e  $\phi$  é a fase da onda. Essa fase surge devido O termo de  $\pi/2$  é devido à reflexão não metálica no plasma

Cada termo da equação (2.8) pode ser usado de forma independente. O primeiro termo pode ser analisado com um varrimento de uma faixa de frequências, o que fornece  $\partial\phi/\partial f$ , ou, equivalentemente, o atraso de grupo (tempo de voo) das ondas usadas. O atraso de grupo é definido por:

$$\tau_g = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\partial \phi}{\partial f} \right). \quad (2.9)$$

A posição  $x_c$  da camada refletora pode ser determinada analiticamente com a transformação inversa de Abel<sup>2</sup> (SIMONET, 1985):

$$x_c = \frac{c}{\pi} \int_0^f \frac{\tau_g(F)}{\sqrt{f^2 - F^2}} dF. \quad (2.10)$$

O segundo termo da equação (2.8) pode ser utilizado para um diagnóstico com frequência fixa. Neste caso as alterações de fase estarão ligadas a variações de densidade e flutuações turbulentas no plasma (que são usadas no diagnóstico de flutuações e não para reconstruir o perfil de densidade.)

Assim, o diagnóstico de reflectometria, para reconstrução do perfil de densidade,

<sup>1</sup> válida se o comprimento de onda no vácuo é menor do que o comprimento característico do gradiente da densidade  $L$ , onde  $L=[1/n(dn/dr)]^{-1}$  (SIMONET, 1985).

<sup>2</sup> Esta transformada inversa supõe certas condições do plasma, como ter forma aproximadamente circular, pelo menos na região da medida.

consiste em obter o *tempo de voo* da onda ou do grupo de ondas. A seguir será analisado o diagnóstico com varrimento de frequências.

### 2.3. REFLECTOMETRIA DE ONDA FM CONTÍNUA (FM-CW)

Em um diagnóstico de reflectometria de microondas de banda larga, *broadband*<sup>3</sup> (também conhecida pela sigla em inglês, *FM-CW*, *Frequency Modulated Continuous Wave*), um sinal com frequência modulada dentro de uma faixa de valores é enviado ao plasma. Esta faixa corresponde a uma faixa de densidades correspondente à equação (2.7).

Este varrimento de ondas é gerado por um *oscilador de voltagem controlada* (*VCO* na sigla em inglês). O sinal enviado,  $s_p(t)$ , gerado pelo VCO, pode ser escrito como:

$$s_p(t) = a_p(t) \cos[\theta(t)] , \quad (2.11)$$

com

$$\theta(t) = 2\pi \left[ F_1 t + k_v \int m(\lambda) d\lambda \right] , \quad (2.12)$$

onde  $F_1$  é a frequência inicial,  $k_v$  (unidade Hz/V) é a sensibilidade da frequência e  $m(t)$  é o sinal de entrada VCO. Desta forma, a frequência instantânea é:

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\theta}{dt} = F_1 + k_v m(t) . \quad (2.13)$$

Supondo que  $m(t)$  é uma rampa, a frequência pode ser descrita como

$$F(t) = F_1 + k_{sw} t = F_1 + \frac{(F_2 - F_1)}{T_{sw}} t , \quad (2.14)$$

onde  $k_{sw}$  é a taxa de varrimento da frequência,  $T_{sw}$  é o período do varrimento e  $F_2$  é a frequência final. Neste caso,  $\theta(t)$  se torna

$$\theta = 2\pi F_1 t + \pi k_{sw} t^2 . \quad (2.15)$$

Uma parte da onda enviada é refletida na camada de densidade correspondente à sua frequência no plasma, e, do que é refletido, somente uma pequena parcela retorna para a

<sup>3</sup> *Broadband* é um termo em inglês com tradução não padronizada. No caso da reflectometria, indica o uso de uma larga faixa de frequências se comparado com a reflectometria de frequência fixa.

antena, fazendo com que a onda refletida tenha menos de 1% da potência da onda enviada. Para se extrair o atraso de grupo (no caso de FM-CW)<sup>4</sup>, é necessário também ter um sinal de referência daquele que foi enviado. Isto é feito com um pino presente na antena, o qual reflete parte do sinal para ser misturado ao sinal refletido pelo plasma. Este sinal refletido pode ser escrito como

$$s_r(t) = a_r(t) \cos[\theta(t - \tau_g(t))] \quad (2.16)$$

onde  $\tau_g(t)$  é o atraso do sinal  $s_p(t)$  com relação a  $s_r(t)$ .

Ambos sinais, refletido e de referência, são enviados a um misturador. No ASDEX Upgrade o misturador usado como detector utiliza a *lei dos quadrados*, implementado com um *diodo de Schottky de baixa barreira de silício* (SILVA, 2006). Ou seja, o sinal detectado se torna

$$\begin{aligned} s_m(t) &= [s_p(t) + s_r(t)]^2 \\ &= a_p^2(t) \cos^2[\theta(t)] + a_r^2(t) \cos^2[\theta(t - \tau_g(t))] \\ &\quad + 2a_p(t) a_r(t) \cos[\theta(t)] \cos[\theta(t - \tau_g(t))] \end{aligned} \quad (2.17)$$

O chamado *sinal de batimento* aparece após a passagem deste sinal por um filtro “passa-baixo”, que resulta em

$$s_b(t) = \frac{a_p^2(t) + a_r^2(t)}{2} + a_p(t) a_r(t) \cos(\phi(t)) \quad , \quad (2.18)$$

onde

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \theta(t) - \theta(t - \tau_g(t)) \\ &= 2\pi\tau_g(t)(F_1 + k_{sw}t) - \pi k_{sw}\tau_g^2(t) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Os dois primeiros termos do sinal (2.18) causam um termo DC de baixa frequência, e todos dependem das amplitudes do pacote de ondas enviado e refletido. Este sinal de batimento corresponde ao sinal bruto (conhecido em inglês como *raw data*) adquirido pelo diagnóstico da reflectometria.

A *frequência de batimento* do sinal (2.18) é dada por:

---

<sup>4</sup> A obtenção do atraso de grupo a partir dos sinais adquiridos será tratada no Capítulo seguinte.

$$\begin{aligned}
f_b(t) &= \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = (F_I + k_{sw} t) \frac{\partial \tau_g(t)}{\partial t} + k_{sw} \tau_g(t) - k_{sw} \tau_g(t) \frac{\partial \tau_g(t)}{\partial t} \\
&= F(t) \frac{\partial \tau_g(t)}{\partial t} + k_{sw} \tau_g(t) \left( 1 - \frac{\partial \tau_g(t)}{\partial t} \right) .
\end{aligned} \tag{2.20}$$

Considerando que o plasma permanece estático durante o período de um varrimento, o termo  $\partial \tau_g / \partial t$  pode ser desprezado, e temos:

$$\begin{aligned}
f_b(t) &\approx k_{sw} \tau_g(t) \\
\tau_g \frac{\partial F}{\partial t} &\approx \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial t} .
\end{aligned} \tag{2.21}$$

onde  $\partial F / \partial t$  é a taxa de varrimento das ondas geradas, e também pode ser obtido diretamente da equação (2.13).

Obter a frequência de batimento é um dos pontos mais críticos do diagnóstico de reflectometria, pois esta frequência se altera com modulações tanto de amplitude quanto de fase devido a flutuações no plasma durante a propagação e reflexão da onda. Para evitar esse tipo de efeito, a frequência de varrimento deve ser feita em escalas de tempo muito menor do que as de movimento significativo das camadas de corte do plasma. Ou seja, para cada medida, o plasma precisa permanecer praticamente estático.

Para analisar várias camadas de densidade do plasma, é necessário um varrimento em uma larga faixa de frequências. Isto é possível ao separar as frequências em bandas, cada uma com sua antena própria e faixa de frequência específica<sup>5</sup>. Entretanto, para frequências muito baixas (<17 GHz para o ASDEX Upgrade) no modo O esta medida não é possível, pois seu comprimento de onda é da ordem das flutuações da sua camada de corte no plasma. Isto introduz o problema da inicialização do atraso de grupo, pois a eq. (2.12) depende de valores a partir de 0. Existem três métodos para se ultrapassar essa dificuldade: usar dados da reflectometria de modo X, estimar os valores desta faixa ou aplicar o método das redes neurais, como descrito na tese de doutorado de SANTOS, 2008. A seção seguinte abordará os aspectos de como atualmente o diagnóstico de reflectometria é aplicado no ASDEX Upgrade.

## 2.4. REFLECTOMETRIA NO ASDEX UPGRADE

<sup>5</sup> Ver Apêndice A, com informações sobre as bandas de microondas.

No ASDEX Upgrade a reflectometria está implementada a partir de dois métodos, um cuja frequência é modulada, com alta resolução temporal e espacial, usado tanto no LFS e HFS, e outro com frequências fixas no LFS. Ambos os sistemas medem densidades próximas da borda, o que permite um estudo comparativo entre características diferentes do plasma, como as propriedades de transporte (especialmente durante ELMs), e agora, também, a caracterização da separatrix.

Na Figura 2.3 está representada a posição das antenas, que se encontram próximas do plano médio do tokamak.

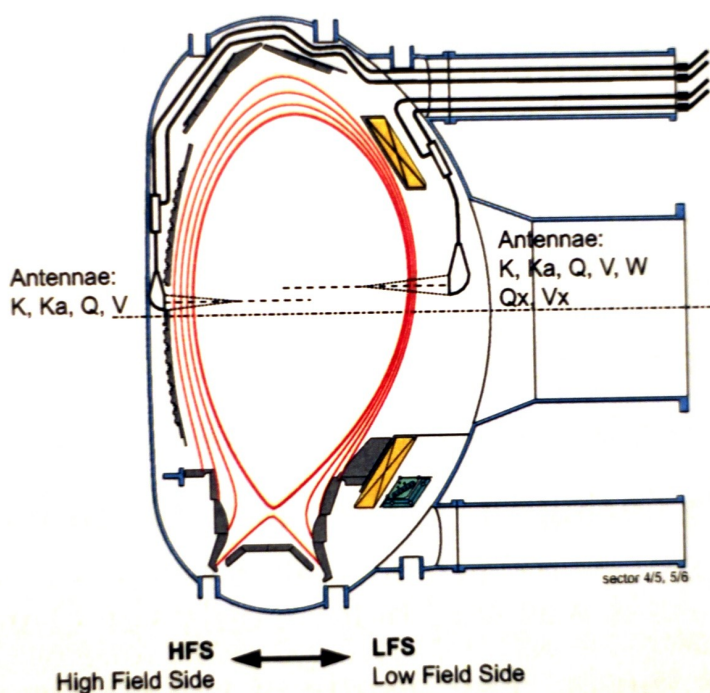


Figura 2.3. Seção poloidal do AUG, mostrando a posição das antenas do diagnóstico de reflectometria. (extraído de SANTOS, 2008)

No diagnóstico de frequência fixa, dois sinais são adquiridos, um com dados para a quadratura e outro para a fase, à taxa de 2 MHz, através de uma antena para a banda Q e outra para a V (faixa de densidade de  $1,51-6,4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ). Este sistema, instalado no LFS, é utilizado para se medir flutuações no plasma na região do pedestal.

O diagnóstico de varrimento de frequência para o modo O, presente no LFS e HFS, varre as bandas K, Ka, Q, e V. O canal W é um canal extra no LFS que cobre densidades até  $12,4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ . Para o modo X, existem dois canais para a banda Q e V, as quais, dependendo do campo magnético, podem diagnosticar densidades a partir de 0. Cada antena faz um varrimento na faixa de frequência de sua banda com detectores heteródinos para as bandas V e W (HARTFUSS, 1997 e SILVA, 1999) e homódinos para as demais (Smith, 1986, *apud* SANTOS, 2008).

Em nossas análises, estes varrimentos serão denominados pela palavra em inglês *sweep*, que é a nomenclatura utilizada em toda literatura sobre o assunto, inclusive nos programas que controlam o diagnóstico.

O tempo mínimo para um varrimento, com o hardware atual, é 25 microssegundos, com 10 microssegundos de preparação entre varrimentos (SILVA, 1996, e nas teses SANTOS, 2008, VARELA, 2002 e SILVA, 2006). A resolução de cada varrimento para cada banda é de 1024 pontos, ou 40MHz. Uma configuração frequentemente usada é a de 4 ou 8 varrimentos a cada milissegundo, o que corresponde a um impulso (*burst*).

Como os disparos no ASDEX Upgrade não ultrapassam o tempo de 10 segundos, ao final de um disparo podem existir mais de 3000 varrimentos adquiridos. Neste momento o sistema pode funcionar com varrimentos consecutivos, desde que não adquira dados durante todo o disparo, por restrições de memória no hardware<sup>6</sup>. Este mesmo diagnóstico também pode ser usado em frequência fixa, com taxa de aquisição atual de 1 MHz.

O hardware é iniciado através de um sinal enviado pelo sistema de controle do AUG. A programação do mesmo é feita previamente através de um software de controle onde se escolhem o período de tempo e frequência de aquisição (por exemplo 4 ou 8 varrimentos a cada microssegundo), e, no caso de frequência fixa, deve-se definir as frequências.

De acordo com o que foi descrito na seção 2.3, a detecção é feita com diodos Schottky e uma mesma antena é usada para emissão e recepção, com um pino colocado na saída do guia de ondas para refletir uma parte do sinal, que é usado como referência, e será multiplicado ao sinal refletido pelo plasma.

A Figura 2.4 mostra um esboço da posição do pino refletor no guia de ondas, e a Figura 2.5 tem um esboço do sistema de diagnóstico de reflectometria instalado no AUG.

<sup>6</sup> Existem planos para atualização do sistema para que ele possa trabalhar com varrimentos consecutivos, sem nenhum impedimento de memória.

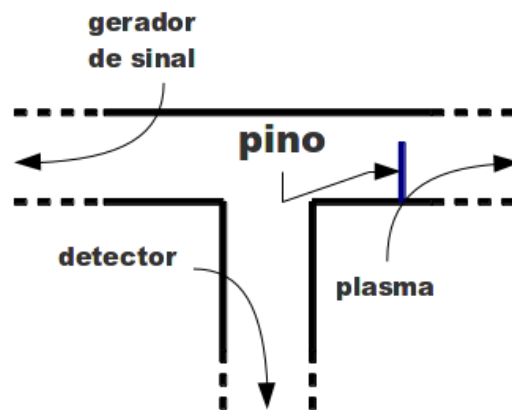


Figura 2.4: Esboço da montagem do guia de ondas com a presença do pino refletor.

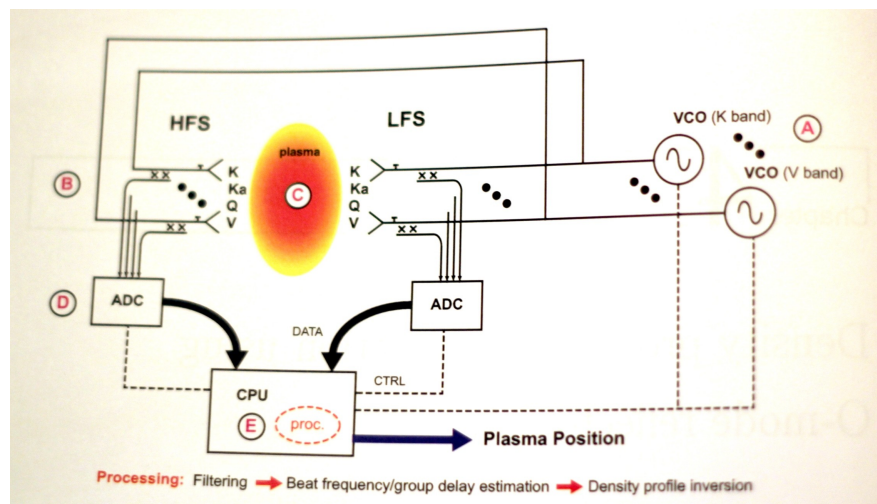
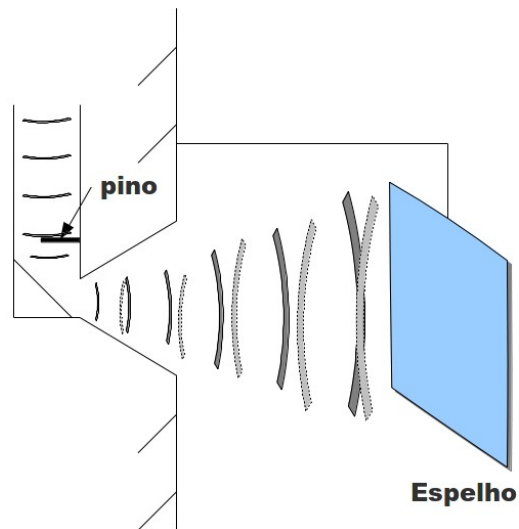


Figura 2.5. Esboço do sistema de reflectometria no AUG. (extraído de SANTOS, 2008)

Após o disparo, os dados adquiridos em *raw data* são escritos em *shotfiles de nível 0* no banco de dados do AUG.

Para testar o funcionamento das antenas quando não há plasma, utiliza-se um espelho colocado na frente de uma antena para verificar o sinal de batimento adquirido (Figura 2.6). São feitos vários varrimentos, com tempo de aquisição e variação de frequência de sondagem iguais às utilizadas quando se tem plasma.



*Figura 2.6: Esboço da montagem experimental do teste com espelho no diagnóstico de reflectometria.*

Além de testar se a potência e as ondas geradas estão de acordo com a frequência especificada, ainda pode-se observar possíveis ruídos e verificar o sinal de batimento. Ademais, os testes com espelho também são úteis para testar flutuações e ruídos inerentes ao diagnóstico. Os resultados serão analisados no capítulo 4.

Como já mencionado anteriormente, somente o modo O de operações será tratado no presente trabalho.



## **3. RECONSTRUÇÃO DO PERFIL DE DENSIDADE**

### **3.1. INTRODUÇÃO**

No capítulo anterior fizemos uma explanação acerca da base teórica para a obtenção do perfil de densidade do plasma pela reflectometria, cuja reconstrução é feita a partir do atraso de grupo. Este último é obtido pela frequência de batimento do sinal adquirido pelo diagnóstico das ondas eletromagnéticas refletidas no plasma.

Em decorrência disto, este capítulo tratará sobre a reconstrução do perfil de densidade com base no sinal adquirido através do sistema atualmente instalado no ASDEX Upgrade.

### **3.2. SISTEMA DE AQUISIÇÃO**

O sistema de aquisição está integrado à estrutura do ASDEX Upgrade. Instantes antes de cada disparo, o sistema recebe um sinal (*trigger*) para que inicialize em sincronia com o plasma. Normalmente o sistema adquire dados a partir de 1 segundo de início do disparo, mas este tempo é programável.

A cada disparo os varrimentos são feitos conforme a programação, que é, na maior parte das vezes, 4 ou 8 varrimentos a cada milissegundo. Cada varrimento dura 25  $\mu$ s, com 10  $\mu$ s adicionais, que é o tempo necessário para preparar o sistema para o próximo varrimento, totalizando 35 ms entre varrimentos. Dois varrimentos são feitos próximos ao tempo de 10 segundos (limite de duração de um disparo no ASDEX Upgrade), para efeitos de teste, pois sabe-se que não há plasma nestes varrimentos. Faz-se isso para se poder conferir a qualidade do sinal recebido.

A cada varrimento é gerado um sinal que varre a frequência da banda das antenas, alternando em varrimento ascendente e descendente (um varrimento vai de  $F_1$  a  $F_2$ , e no varrimento seguinte de  $F_2$  a  $F_1$ ). Este varrimento não é linear por limitações do gerador de sinais. Devido à diferença entre a rampa real e a rampa ideal, é necessário fazer um ajuste aos dados adquiridos para que os pontos se tornem equidistantes no tempo.

A aquisição é feita à taxa de 40MHz, adquirindo 1024 pontos em 25  $\mu$ s. Na Figura 3.1 pode-se ver um exemplo do sinal adquirido, depois de corrigido. Os dados neste estágio são *raw data* e são gravados no banco de dados do AUG como *shotfiles* de nível 0.

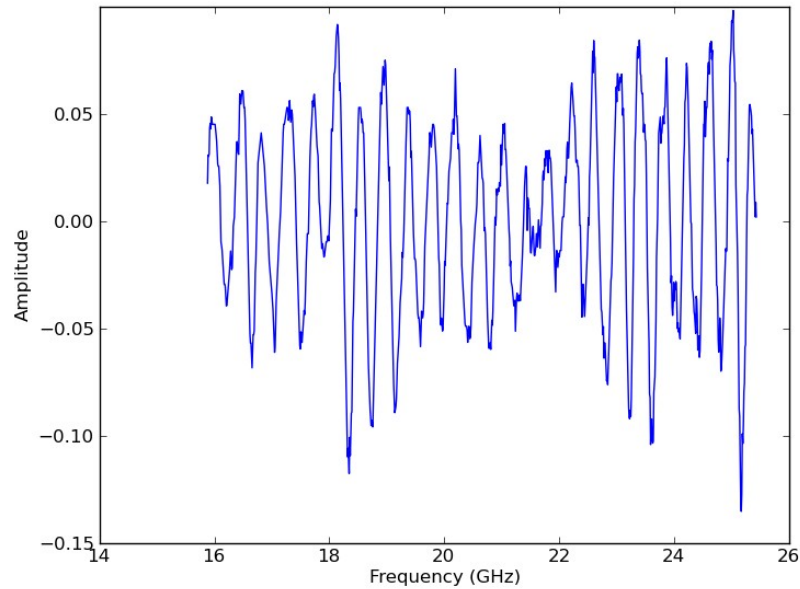


Figura 3.1: Sinal de batimento adquirido durante um varrimento, para a banda Ka.

### 3.3. ESPECTROGRAMA

A partir da frequência de batimento dos dados brutos pode-se obter o atraso de grupo, através de uma análise espectral. Na Figura 3.2 pode-se ver a transformada de Fourier do sinal mostrado na Figura 3.1. A transformada é representada pela equação (3.1), onde o sinal é representado por  $g(t)$ , com  $t$  sendo o tempo e  $f$  a frequência de batimento, diferente da frequência  $F$ , que representa a frequência instantânea de varrimento. Devido à calibração descrita na seção anterior, a dependência pode ser de  $F$  ou  $t$ .

$$G(f) = \int g(t) \exp(-ift) dt \quad . \quad (3.1)$$

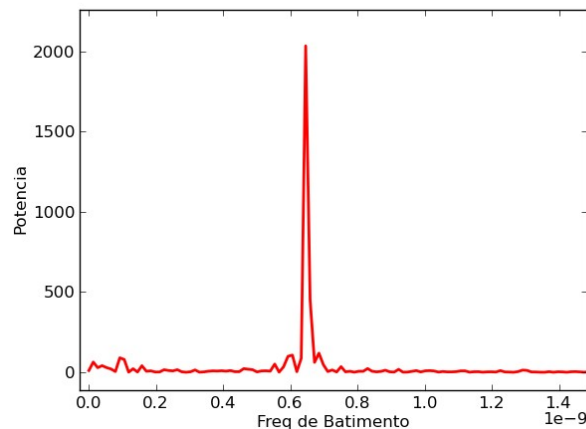


Figura 3.2: Transformada de Fourier do sinal da Figura 3.1.

O eixo  $x$  da Figura 3.2 é uma escala feita com base no número de Nyquist, que corresponde à metade da taxa de amostragem, neste caso, 20 MHz.

Entretanto, a transformada de Fourier não pode ser feita no sinal como um todo, já que a frequência muda com o tempo. Após o teste de alguns métodos, como descrito em VARELA, 2002, concluiu-se que esta análise pode ser feita com um espectrograma, construído a partir de *transformadas de Fourier de tempo curto* (STFT, em inglês), onde podemos ver a evolução no tempo da frequência de batimento.

A STFT é um cálculo que consiste em transformadas de Fourier para diferentes janelas de tempo de sinal, janelas estas criadas pelo produto dos dados brutos com uma função janela. Representando a função por uma função  $h(t-u)$ , onde  $u$  é a posição do meio dessa janela, a STFT está representada na equação (3.2), com a integral calculada ao longo de todo o sinal.

$$G(f)_u = \int h(t-u) g(t) \exp(-ift) dt . \quad (3.2)$$

Esta função janela pode ser uma função de Hanning ou uma Gaussiana, onde temos que escolher o tamanho da janela e a distância entre elas (o *passo* entre janelas). Estas definições são importantes, pois afetam a resolução dos resultados obtidos.

Ao adotarmos uma janela de 256 pontos de tamanho, com passo de 16 pontos entre as janelas para o sinal da Figura 3.1, podemos construir o espectrograma como uma sobreposição de todos os espectros feitos com cada STFT, demonstrado na Figura 3.3.

Assim, a Figura 3.3 demonstra a evolução no varrimento da frequência de batimento, e os espectrogramas de cada banda podem ser justapostos, compondo a frequência para todo o varrimento.

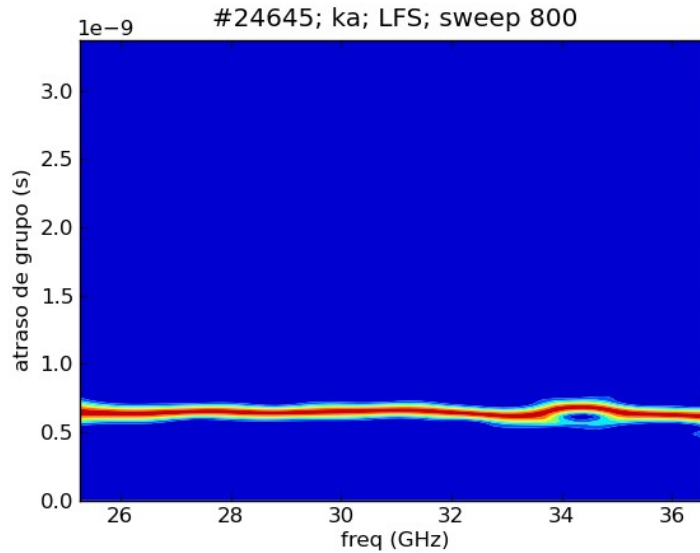


Figura 3.3: Espectrograma feito com sucessivas STFT para o sinal mostrado na Figura 3.2.

### 3.4. ATRASO DE GRUPO

O atraso de grupo (em inglês *group delay*, representado por  $\tau_g$ ) é obtido a partir do espectrograma traçando-se um caminho com os pontos máximos de cada espectro. Assim, com base na equação 2.21, podemos obter o atraso de grupo, também inserindo a variação temporal da frequência de varrimento para cada banda.

$$\tau_g = \frac{T}{(F_{max} - F_{min})} f_b \quad (3.3)$$

onde  $f_b$  é posição no espectrograma no eixo y, por onde passa o caminho da frequência de batimento,  $F_{max}$  e  $F_{min}$  são, respectivamente, a frequência máxima e mínima do varrimento de cada banda e  $T$  é a duração de cada varrimento. Com isto, obtém-se a curva do atraso de grupo para um varrimento, representado na Figura 3.4. Outro aspecto que também deve ser observado são as correções para os diferentes tempos de voo entre o sinal refletido e o sinal de referência, que devem ser somados ao atraso de grupo.

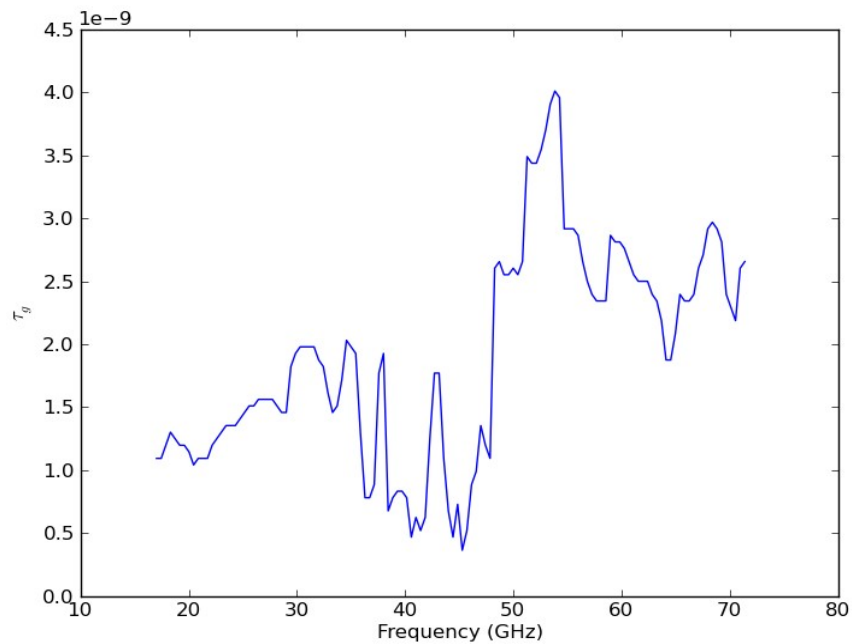


Figura 3.4: Atraso de grupo do espectrograma da Figura 3.3.

Não é em todos os casos que a frequência de batimento correta corresponde ao caminho dado pelos pontos de máximo no espectrograma. Por exemplo, ao se observar a Figura 3.5, pode-se ver que existem casos em que flutuações ou turbulências muito fortes no plasma podem provocar reflexões em posições que não correspondem à camada do perfil radial de densidade sondada por aquela frequência. Para estes casos, pode-se utilizar o *best path* (descrito em VARELA, 2002 e VARELA, 1999), um método que consiste em um algoritmo para decidir, ponto a ponto, qual é o caminho que se deve seguir de modo que não ocorram grandes saltos entre uma parte e outra do gráfico.

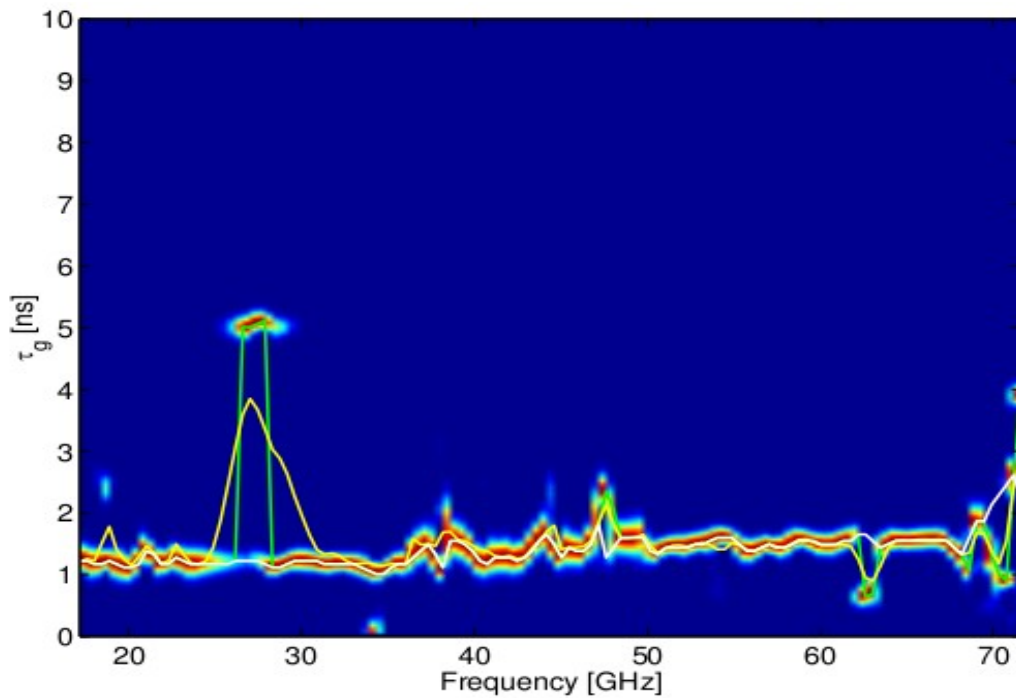


Figura 3.5: Comparação entre o atraso de grupo obtido seguindo o máximo de cada espectro (linha verde) e o caminho dado pelo método best path (linha amarela).

Um outro método que também pode ser aplicado para minimizar o efeito das turbulências que ocorrem durante um varrimento é utilizar um *burst* (ou impulso) de varrimentos para produzir um único espectrograma. Neste método, os espectrogramas feitos durante um impulso são sobrepostos, as potências de cada espectro são somadas e o atraso de grupo é calculado com base neste novo espectrograma. Os atrasos de grupo, e, consequentemente, os perfis calculados a partir deste método, são mais suaves e menos susceptíveis a efeitos de turbulência. Na Figura 3.6 pode-se ver um exemplo com espectrogramas de oito varrimentos, e ao final o espectrograma médio do impulso.

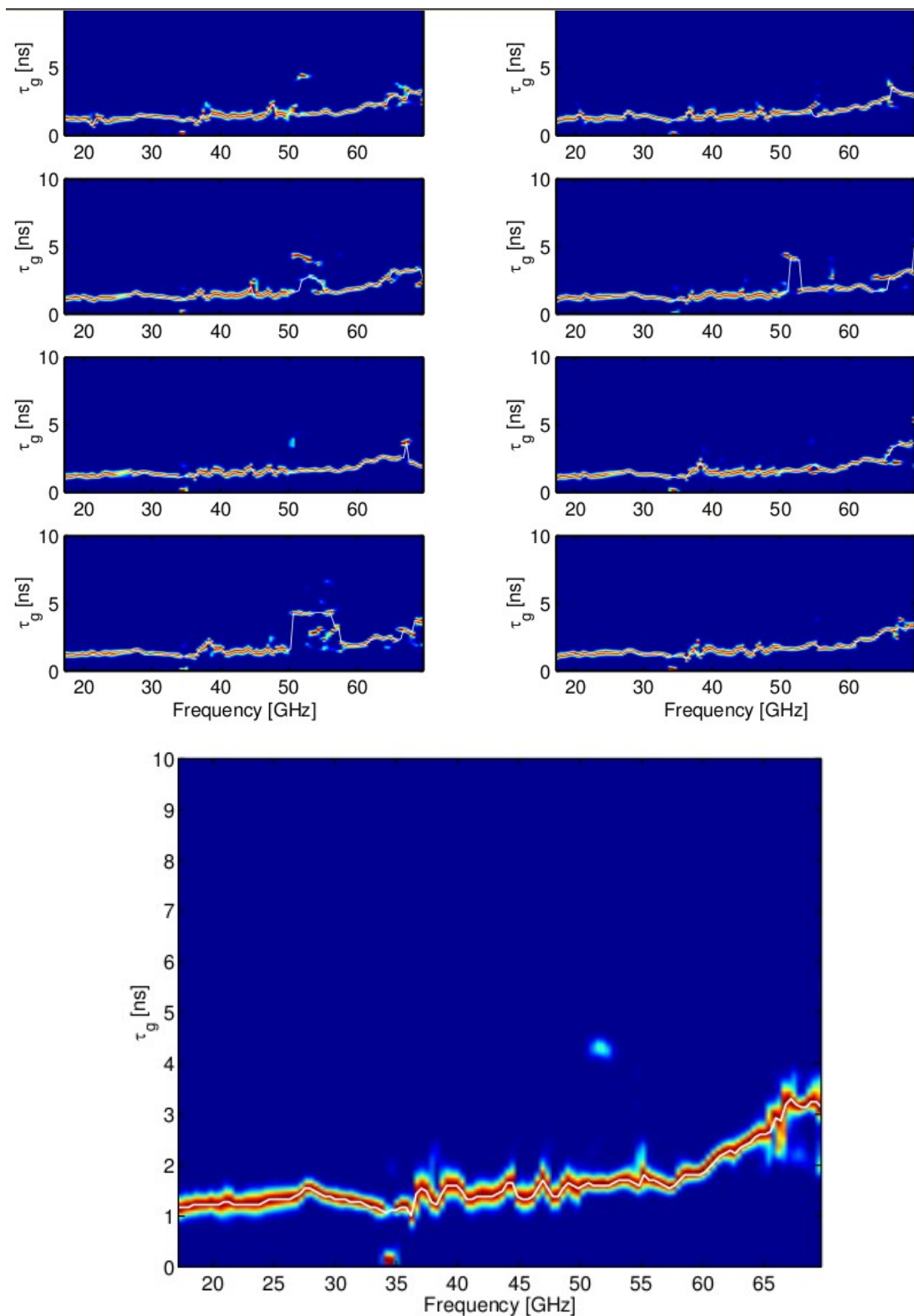


Figura 3.6: Superior: Espectrogramas e atraso de grupo de 8 varrimentos consecutivos, feitos num mesmo impulso. Inferior: Espectrograma e atraso de grupo feito com a sobreposição dos 8 varrimentos do mesmo impulso (todos gráficos desta página extraídos de VARELA, 2002).

### 3.5. RECONSTRUÇÃO DO PERFIL DE DENSIDADE

Com o atraso de grupo, é possível aplicar a equação 2.9 e obter o perfil de densidade para um varrimento. Esta integração é feita na frequência, e cada ponto do perfil depende de toda evolução do atraso de grupo desde a frequência 0 até a frequência relativa àquela densidade. Isto impõe outra dificuldade, pois a forma do atraso de grupo não é conhecida para frequências menores que a banda K, que varre a partir de 17 GHz.

Esta dificuldade é chamada de problema de *inicialização do perfil*, pois o formato do perfil é influenciado por esta inicialização. O método usado atualmente, escolhido após alguns testes (como descrito em SANTOS, 2008), é fazer uma extrapolação linear, como demonstrado na Figura 3.7. Esta extrapolação pode induzir a erros e depende fortemente de um parâmetro que precisa ser definido para se recriar o perfil: a posição da densidade nula, ou, a posição onde não há plasma.

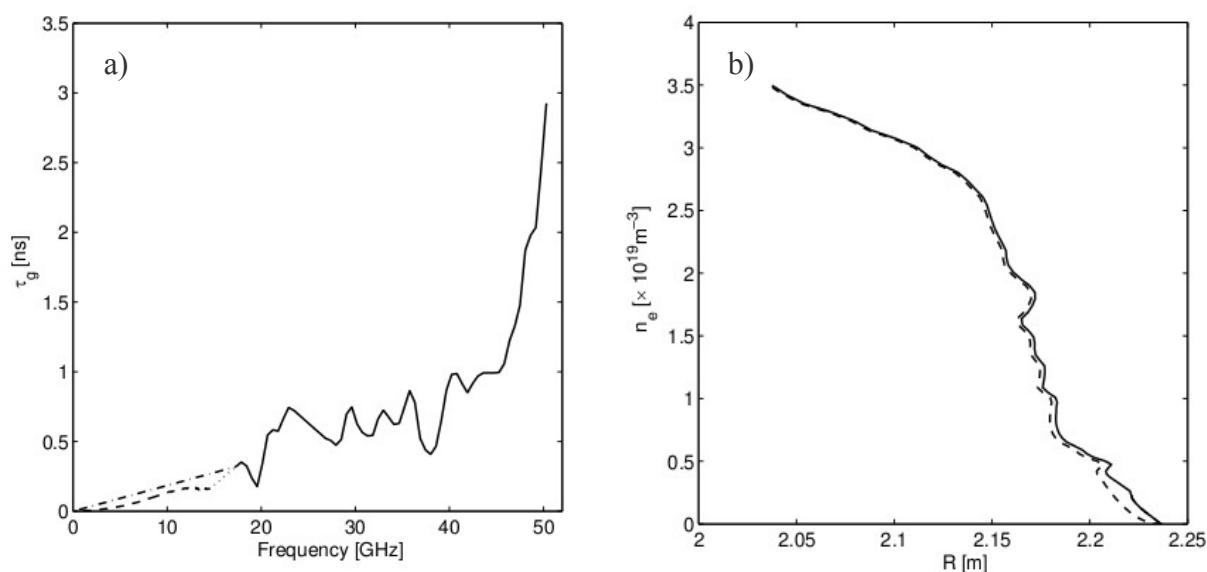


Figura 3.7: a) extrapolação linear para o atraso de grupo; b) perfis de densidade recriados com o mesmo atraso de grupo (extraído de MLYNEK, 2010).

Essa posição pode ser escolhida como a parede do tokamak, ou então, como o ponto de abertura das antenas. Outros valores podem ser escolhidos para a reconstrução do perfil, no AUG fica em torno de 2,22 m para o LFS e 1,05 m para o HFS.



### 3.6. PROCESSAMENTO DE PERFIS NO ASDEX UPGRADE

Um resumo sobre o desenvolvimento e aplicação do diagnóstico de reflectometria no ASDEX Upgrade pode ser encontrado em (CONWAY, 2006).

O processamento de perfis no AUG pode ser feito através do processamento dos dados brutos (*raw data*, em inglês) do *shotfile* nível 0, ou com softwares já existentes.

O método mais utilizado é o uso dos softwares desenvolvidos pelo grupo de reflectometria do IPFN. Com estes programas, que são aplicativos operados por linha de comando ou interface gráfica, podemos obter espectrogramas, atrasos de grupo e perfis de densidade através do processamento dos dados brutos, além de outros processamentos. Os perfis processados pelo operador do diagnóstico ficam disponíveis no banco de dados do AUG como *shotfiles* de nível 1. O atraso de grupo é escrito com resolução de 128 pontos e o perfil de densidade com 100 pontos.

Para processar os perfis, é necessário usar diferentes tamanhos de janela e de passo para cada banda, pois os ganhos e potências adquiridas variam entre as mesmas. Outra calibração é usar um filtro para tirar o elemento de frequência de batimento contínua (conhecido por elemento DC) do espectrograma, que também é diferente para cada antena (os gráficos usados de exemplo neste capítulo já estão todos calibrados). Estas calibrações, que são diferentes para cada banda, já estão inclusas nos softwares e podem ser alteradas para cada disparo.

O outro método de análise consiste na leitura dos dados brutos a partir do *shotfile* de nível 0 usando também as informações presentes no *shotfile header*<sup>7</sup>. A partir destes dados é possível obter o perfil de densidade seguindo os passos demonstrados neste capítulo.

No Capítulo 5 será descrito o efeito das flutuações e turbulência do plasma na medição do atraso de grupo e como extrair informações dela a partir do espectrograma (HARTFUSS, 1997).

---

<sup>7</sup> Este arquivo é um cabeçalho com informações sobre as frequências varridas, tempo de início e duração da aquisição, número de varrimentos por milissegundo e outros detalhes sobre cada disparo.

## 4. PROJETO *REAL TIME PLASMA POSITION*

### 4.1. INTRODUÇÃO

Um dos parâmetros mais importantes para o controle de descargas em tokamaks é a distância entre a superfície que define a borda da coluna de plasma e a parede interna da câmara de vácuo. Este parâmetro, conhecido como *posição do plasma*, em tokamaks com divisor magnético é determinado pela posição da separatriz magnética, para além da qual a densidade em geral decai exponencialmente. No caso particular do Projeto ITER, a distância mínima entre a superfície da coluna de plasma e a parede interna está especificada em 1 cm, o que impõe um rigoroso vínculo no sistema de controle.

Este controle, que precisa ser feito em tempo real, é, atualmente, aplicado no AUG a cada milissegundo. De acordo com o sistema descrito na seção 1.2.1, a posição da separatriz é dada pela última linha fechada do campo magnético ( $\rho_{pol}=1$  pela equação 1.4), medida normalmente feita por sondas magnéticas.

Uma nova proposta de diagnóstico em tempo real para a separatriz, descrita em Santos (SANTOS, 2008), utiliza a reflectometria para encontrar a posição do plasma em tempo real. Neste diagnóstico um perfil de densidade é reconstruído com os dados da reflectometria a cada milissegundo, a posição da separatriz é extraída do perfil e este valor é repassado ao sistema de controle. Com isto, o sistema é capaz de medir a posição do plasma a cada milissegundo.

Este capítulo irá discorrer sobre como realizar o diagnóstico da posição da separatriz, reconstruindo um perfil de densidade em tempo real, e o hardware necessário para tal feito. Ao final é feito um estudo para validação do método de se obter a densidade na separatriz.

## 4.2. DIAGNÓSTICO DA POSIÇÃO DO PLASMA

### 4.2.1. Controle através das bobinas magnéticas

Os controles da forma e da posição do plasma são feitos através de medidas magnéticas, mas no AUG existe um sistema separado para a medida da separatriz. Este sistema define as posições do plasma na direção radial  $R_{out}$  e vertical  $Z_I$  (Figura 4.1), em uma escala de tempo de 10ms, com o uso de um conjunto de sondas exclusivas para o controle ( $COLO$  e  $COLu$ ) e um par de anéis passivos para estabilização vertical ( $PSL$ , de *passive saddle loops*). A configuração é mostrada na Figura 4.1.

Assim, de acordo com o que foi abordado na seção 1.2.1, os dados provenientes das bobinas ao redor do plasma permitem obter os valores dos fluxos e campos magnéticos, e a posição do plasma é feita através de códigos específicos para a sua reconstrução. Estes códigos são baseados na solução das equações de Grad-Shafranov, supondo simetria axial, ou seja, sem levar em consideração perturbações toroidais devidas ao número discreto de bobinas de campo toroidal. Entretanto, sua acurácia, de 0,3 a 1 cm (dependendo do método usado para se reconstruir o equilíbrio), é adequada para o controle.

No AUG esse diagnóstico é feito através de sondas de Mirnov, dispostas em arranjos poloidais e toroidais para medir o campo magnético poloidal ( $B_\theta$ ), e sondas impressas, para registrar o campo magnético radial ( $B_R$ ). Este diagnóstico também é utilizado para se medir os modos poloidal e toroidal e determinar o espectro das atividades magneto-hidrodinâmica (MHD).

Para aplicação desse sistema no ITER, não seriam necessários mais desenvolvimentos no que diz respeito à física básica, mas alguns problemas técnicos, tais como a instalação de sondas dentro da câmara e o efeito da alta radiação nas propriedades mecânicas e elétricas nos cabos, já estão previstos. (KOCH *apud* SANTOS, 2008).

Somado a isto, existe ainda uma deriva nos integradores clássicos, causada por pequenas tensões de origem termoelétrica e correntes amplificadas durante a operação. Estes problemas podem causar erros da ordem de dezenas de centímetros na posição.

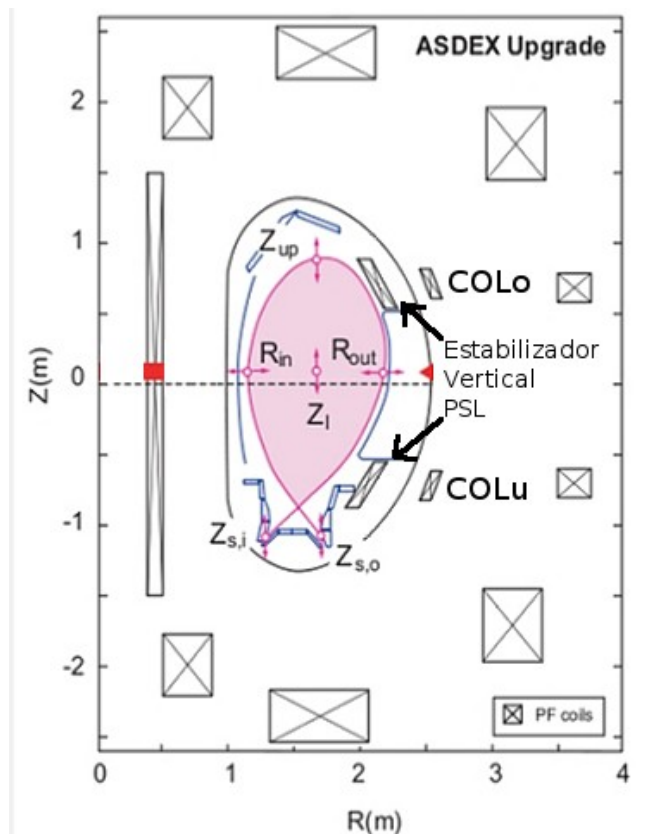


Figura 4.1: Representação das bobinas de controle da coluna de plasma do AUG (Retirado de SANTOS, 2008)

Alguns modelos propostos para operações de longa duração reduziram esse erro para menos de 1 cm em operações de 1000s (tempo de operação do ITER), mas outros métodos para se obter a posição do plasma ainda são pesquisados.

#### 4.2.2. Controle através do diagnóstico de reflectometria

A reflectometria pode ser uma ferramenta bastante útil para medir a posição do plasma, uma vez que, a partir do perfil de densidade, é possível obter uma medida do formato do plasma próximo à parede. A posição da separatriz poderá ser obtida caso se conheça sua densidade.

Entretanto, não existe relação direta entre as medidas magnéticas e a densidade eletrônica, e para que se faça tal correlação é necessário conhecimento sobre a densidade da superfície de fluxo, que pode ser obtida de uma relação de escala descrita em Porter

PORTER, 1999, entre a densidade média do plasma e a densidade na separatriz (Figura 4.2). No ITER a densidade média será medida em tempo real, e esta escala pode ser ajustada aos dados de novos tokamaks.

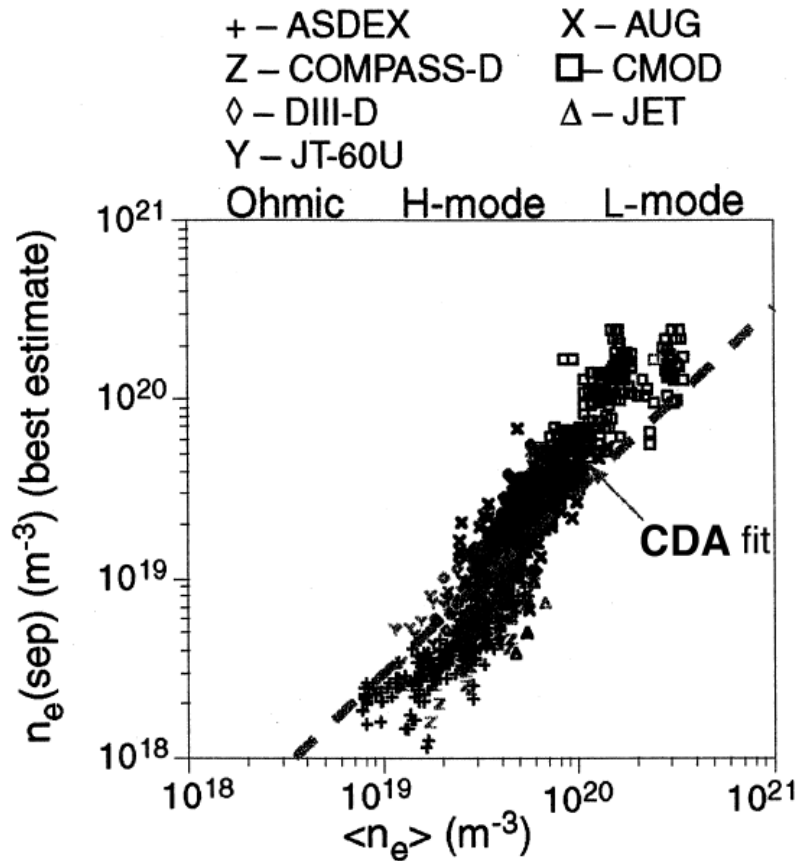


Figura 4.2: Lei de escala entre a densidade eletrônica média ( $\langle n_e \rangle$ ) e a densidade na separatriz ( $n_e(\text{sep})$ ). A linha tracejada corresponde a uma relação de 30%. Reproduzido de PORTER, 1999.

A relação demonstrada indica que a densidade na separatriz está em torno de 30% da densidade média, a qual, no AUG é medida por interferometria, uma técnica que analisa a densidade integrada através de um feixe de laser que atravessa o plasma e é recebido por um sensor. A diferença de fase ( $\Delta\phi$ ) entre o sinal que atravessa o plasma e o de referência é dada por:

$$\Delta\phi \propto \lambda \int n_e dl \quad (4.1)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda do laser. A integral é o valor da densidade integrada naquela linha de visão do laser, que, quando dividida pelo comprimento do caminho,

fornece a densidade média daquele trajeto. Vários caminhos são analisados (Figura 4.3), o que permite criar um perfil de densidade (com resolução menor do que o da reflectometria, mas com uma faixa maior de densidades). Para a densidade média costuma-se optar pela medida na linha H-1 (MLYNEK, 2010).

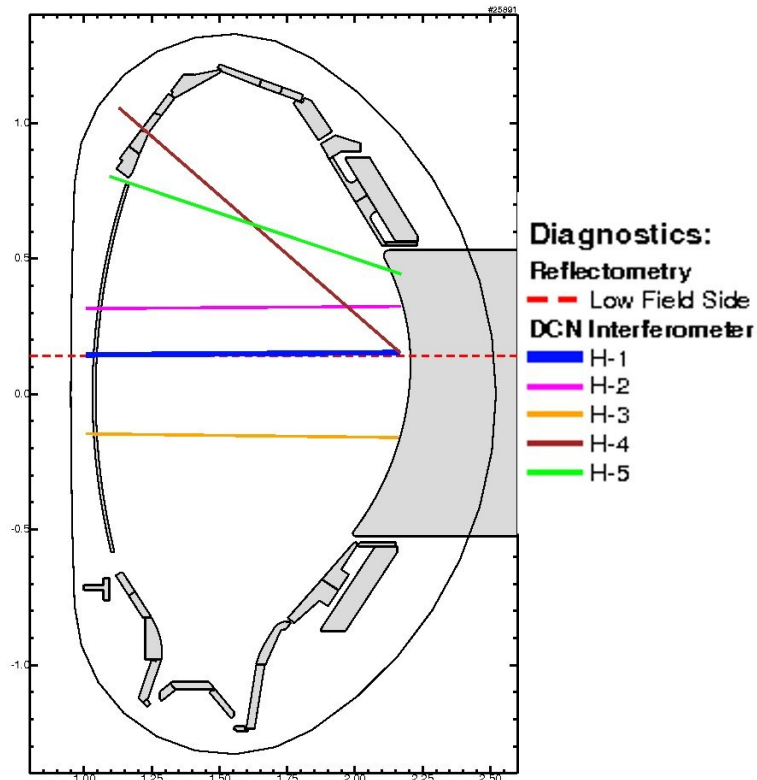


Figura 4.3: Representação das linhas de medida da interferometria e da reflectometria (no mesmo plano que a linha H-1), num corte poloidal do AUG. (fonte: software diaggeom)

### 4.3. PERFIL DE DENSIDADE EM TEMPO REAL

A incerteza introduzida pela inicialização do atraso de grupo e a escolha da posição de densidade nula podem afetar a recriação do perfil de densidade. Desta maneira, para recriar um perfil de densidade, em menos de 1 ms e que possa ser usado para extrair a posição da separatriz com precisão, é necessário recorrer a mais métodos além daquele descrito no Capítulo 3. Em Santos (SANTOS, 1999 e na tese SANTOS, 2008) foi proposto

um método alternativo usando redes neurais.

Até a obtenção do atraso de grupo, o tratamento dos dados é feito da mesma forma descrita no capítulo 3. Entretanto, ao invés de supor uma inicialização para esta curva e uma posição de início da densidade, seguida pela integral resultante da inversão de Abel, é utilizado somente o formato do atraso de grupo para obter o perfil de densidade. Isto é feito utilizando redes neurais treinadas através de um grande banco de dados, onde estão gravados registros de *entrada* e *saída*, respectivamente os atrasos de grupo e os perfis de densidade<sup>8</sup>. Na Figura 4.4 podemos ver uma comparação entre um perfil recriado pelas redes neurais e recriado com o método tradicional.

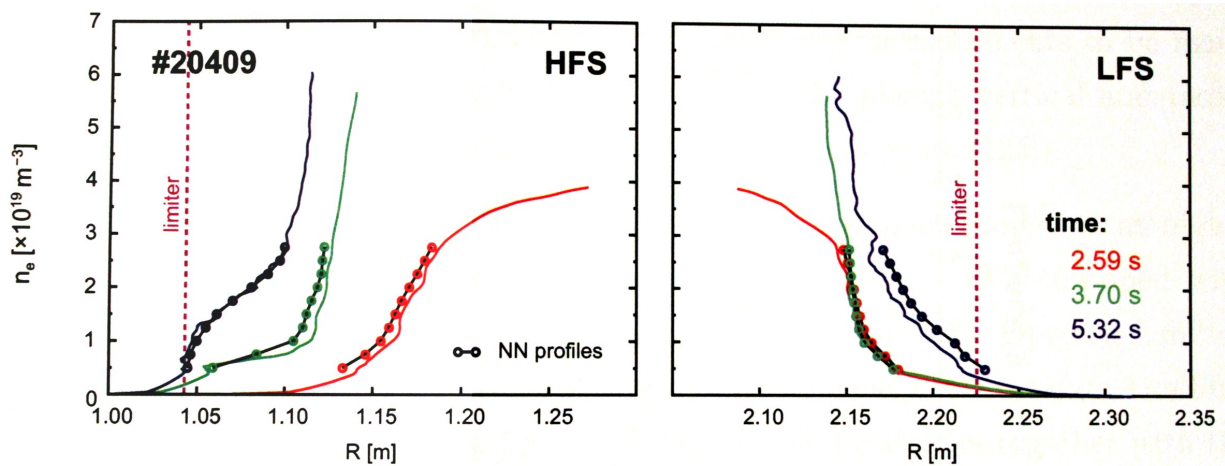


Figura 4.4: Comparação entre perfis de densidade reconstruídos com redes neurais (pontos) e pelo método tradicional (linhas) (reproduzido de SANTOS, 2008).

Com base nesses dados, as redes neurais podem recriar o perfil a partir de um atraso de grupo, com as características de não depender da inicialização do atraso de grupo ou da escolha da posição de densidade nula, de estar suavizado e reconstruído com 10 pontos.

Como descrito na seção anterior, a densidade na separatriz é conhecida devido à sua relação com a densidade média do plasma. Um perfil de 10 pontos é o suficiente para obter a posição desta densidade, pois se buscam valores que não sejam influenciados por oscilações na densidade de curtíssima duração (por exemplo, menores do que a duração do impulso).

Como o sistema de controle do AUG tem ciclos de 10 ms, é possível em um ciclo

<sup>8</sup> Estes perfis estão suavizados, para evitar efeitos de flutuações localizadas no tempo e no espaço.

criar 10 perfis, obtendo, assim, 10 posições da separatriz. Algoritmos de escolha e de filtragem podem ser aplicados para que se tenha uma posição que seja o mais próximo da realidade.

#### **4.4. HARDWARE E SOFTWARE PARA TEMPO REAL**

As condições impostas para que uma medida da posição do plasma possa ser usada pelo ciclo de controle do AUG não poderiam ser alcançadas com o hardware anterior. Por outro lado, os produtos vendidos no mercado não atendiam aos requisitos impostos, e por isso foi necessário adaptá-los para tal fim.

Num breve resumo acerca dos componentes utilizados e dos que foram produzidos<sup>9</sup>, o hardware é integrado ao sistema atual de aquisição de dados da reflectometria, com controle sobre os parâmetros de aquisição. Cada impulso é feito com 4 varrimentos, com 35  $\mu$ s de duração entre varrimentos (totalizando 130  $\mu$ s de tempo de aquisição). Cada banda adquire dados com até 100 MSPS (*mega samples per second*), com 12 bits por dado adquirido. O tempo de transferência dos sinais das quatro bandas, tanto do LFS quanto HFS, é de 90  $\mu$ s, com o uso de 8 placas PCIexpress (taxa de transferência de 1400 MB/s, informação total de 8x12 bit x 1024 pontos).

Estes dados são armazenados numa placa FPGA Xilinx Virtex-5 SX, e processados num computador *dual quadri-core* (oito processadores, cada um com 3GHz, agrupados em 2 Xeon 5450). Estes componentes podem ser vistos na Figura 4.5.

---

<sup>9</sup> Há uma versão detalhada dos componentes utilizados e dos que foram produzidos em (SANTOS, 2011).



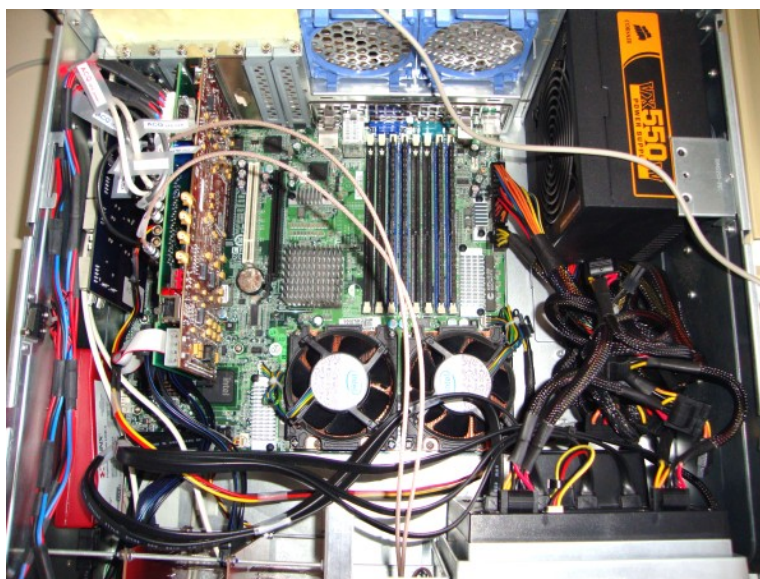


Figura 4.5: Hardware de aquisição do projeto “Plasma Position”.

Quanto ao software, verificou-se que o algoritmo de redes neurais, quando em *multithreading*<sup>10</sup> (implementado utilizando OpenMP), poderia recriar o perfil em 170  $\mu$ s. Somado aos 130  $\mu$ s necessários para se adquirir o impulso, constatou-se que o tempo restante era suficiente para as demais tarefas. Então, devido a esse fator, foi escolhido a modificação *RT Linux* para implementar um sistema em tempo real.

Outras alternativas, como o RTAI (RTAI, 2010), Xenomai (XENOMAI, 2009) e outros, proporcionam um controle mais preciso da prioridade de processamento de dados, mas exigem programações especiais para correr programas em tempo real, o ganho de tempo devido a esse controle não sendo substancial para o sistema construído. Uma das vantagens do RT Linux é que não é preciso alterações no software para se escolher a prioridade de execução, bastando eleger a prioridade quando se utiliza o programa.

O RT Linux consiste em uma modificação (*patch*) aplicada ao *kernel* do Linux (responsável, entre outras coisas, por controlar as ordens e tempos do processo), kernel este que não foi desenvolvido para funcionar em “tempo real” (RT LINUX, 2010).

Por exemplo, num sistema normal, dois programas que parecem correr em

---

<sup>10</sup> Termo usado para códigos de programação que criam programas paralelos dentro do mesmo cpu, os quais correm em simultâneo.

simultâneo na verdade estão sendo processados linearmente, ou seja, o processador lida com um processo de cada vez, alternadamente. Já um sistema em “tempo real” possui diferentes prioridades para cada programa, e, ao se atribuir alta prioridade para um determinado software, ele será processado mais rapidamente, e, tão importante quanto isso, é o fato de que seu processamento terá praticamente sempre a mesma duração.

A diferença entre o tempo de processamento de um programa e o tempo que ele leva para ser completado é chamado de latência. Num sistema normal, o processamento de perfis pode ter latências de 2 segundos, enquanto no sistema de tempo real ela não passa de 20  $\mu$ s.

Com o sistema em tempo real, o tempo total de resposta do sistema é de no máximo 100  $\mu$ s. Um diagrama com o tempo total do ciclo, já testado, é mostrado na Figura 4.6; pode-se ver que o objetivo de 1 ms de ciclo foi atingido.

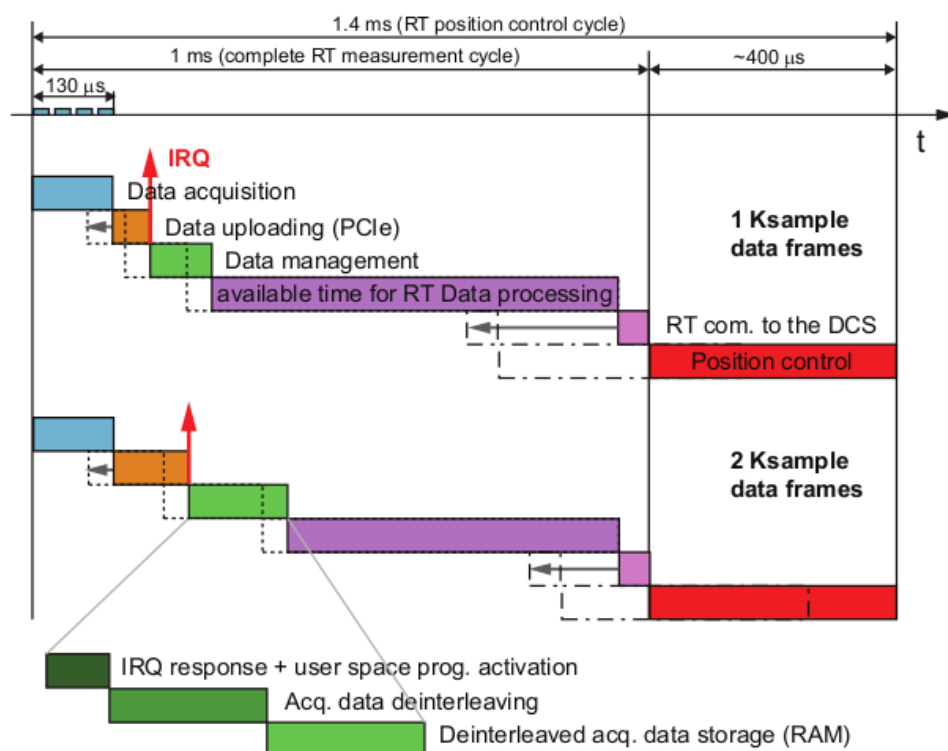


Figura 4.6: Diagrama com os tempos de cada etapa do ciclo completo de controle da posição do plasma (reproduzido de SANTOS, 2011).

Este sistema já está instalado no AUG, e se encontra em fase de teste.

## 4.5. VALIDAÇÃO PARA CASOS COM MODO L

A relação entre densidade na separatriz e densidade média utilizada no *Reflectometry Plasma Position* é válida para a maioria dos casos em modo H, que é o modo de operação planejado para o ITER. Entretanto, alguns fatores fazem com que o conhecimento da separatriz no modo L também seja necessário. Além desse modo existir no começo e fim de um disparo, a transição L-H não é inteiramente compreendida, e existem modos L de alta energia, os quais alteram a densidade média sem alterar o confinamento e o formato do perfil de densidade na borda da coluna de plasma.

Estes fatores motivaram a procura e validação de uma relação para a separatriz para o modo L. Um estudo foi realizado para o modo L e o modo H, sem a retirada de perfis recriados durante a ocorrência de ELMs. A densidade média utilizada é a densidade obtida pelo diagnóstico de interferometria (na linha H-1). A densidade na separatriz é obtida pela interpolação de sua posição, dada pelos diagnósticos magnéticos, no perfil de densidade reconstruído pela reflectometria. Por exemplo, para o disparo 24645, onde ocorre tanto um modo L quanto H, a densidade na separatriz para o LFS e HFS podem ser vistas na Figura 4.7.

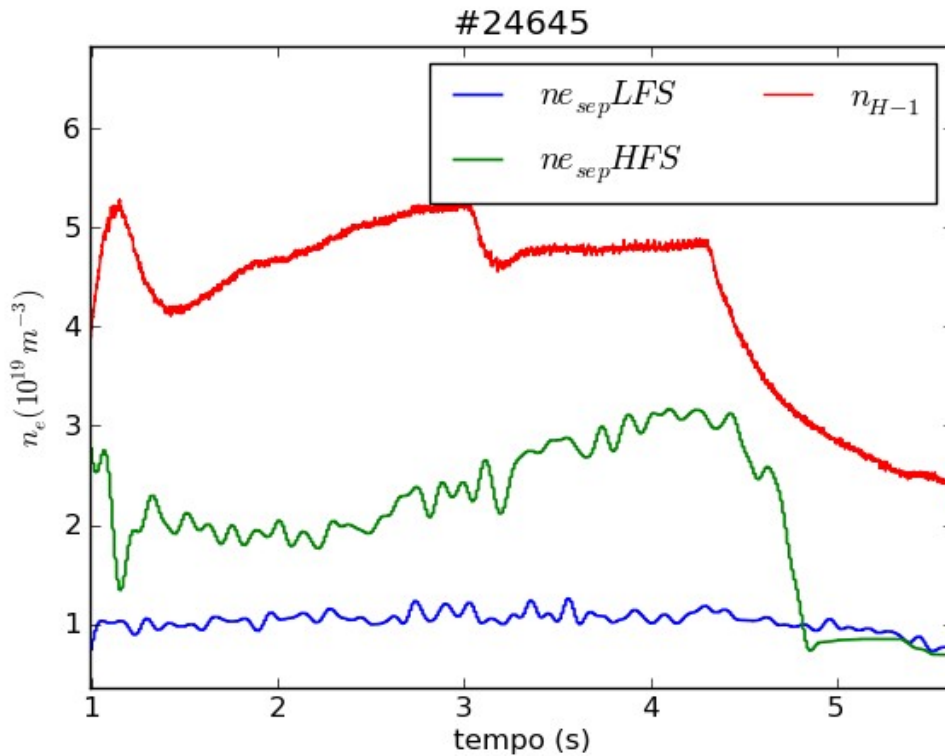


Figura 4.7. Evolução no tempo da densidade na linha H-1 e na separatriz para ambos os lados do tokamak, para o disparo 24645. O disparo está em modo L antes de 1,2 s, e após 4,5 s.

#### 4.5.1. Disparos em modo H

Alguns disparos com modo H foram analisados. Preferiu-se disparos feitos a menos de 5 anos, e o resultado pode ser visto tanto na Figura 4.8, com um gráfico da densidade na separatriz pela densidade média, e outro com a razão entre essas densidades ao longo da duração de cada disparo. O gráfico mostra muitos casos em que a relação descrita em PORTER, 1999 não parece ser satisfeita.

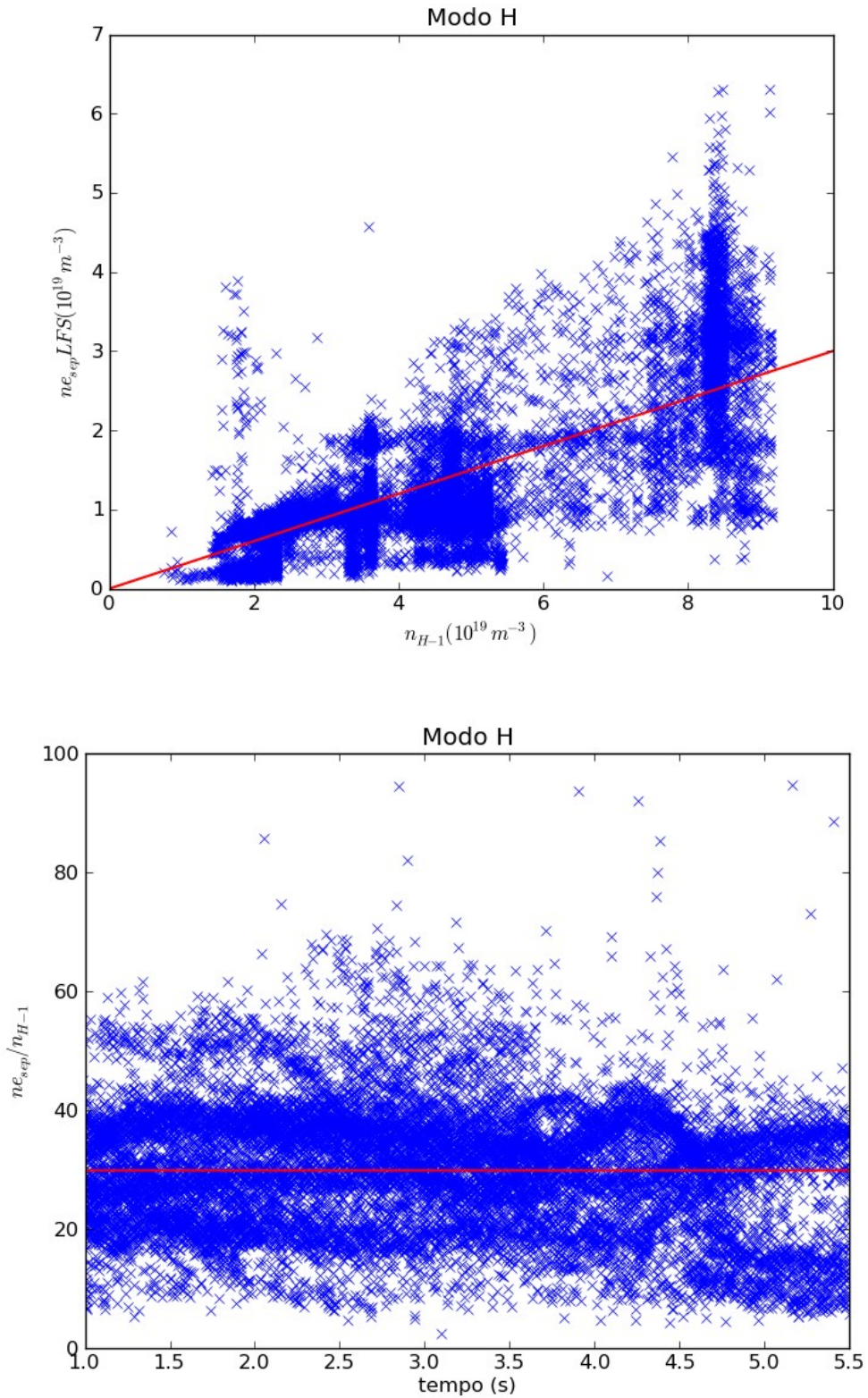


Figura 4.8: Superior: Relação entre densidade na separatriz e densidade média, para o LFS, para disparos em modo H. Inferior: Razão entre essas grandezas (em %) ao longo do tempo de cada disparo. A linha vermelha representa uma relação de 30% entre as grandezas.

#### 4.5.2. Disparos em Modo L

A seguir analisamos os resultados com disparos no modo L. A relação de 30% entre a densidade na separatriz e média fica comprometida, e isto também se deve ao aparecimento do modo L aprimorado (*enhanced L mode*), onde a densidade na coluna central do plasma é mais elevada do que o modo L convencional, mas o formato na borda continua a ser de um modo L, sem a formação do pedestal, típica do modo H. Neste modo a densidade média está elevada, sem necessariamente alterar a densidade na separatriz. Os resultados se encontram nas Figuras 4.9 e 4.10.

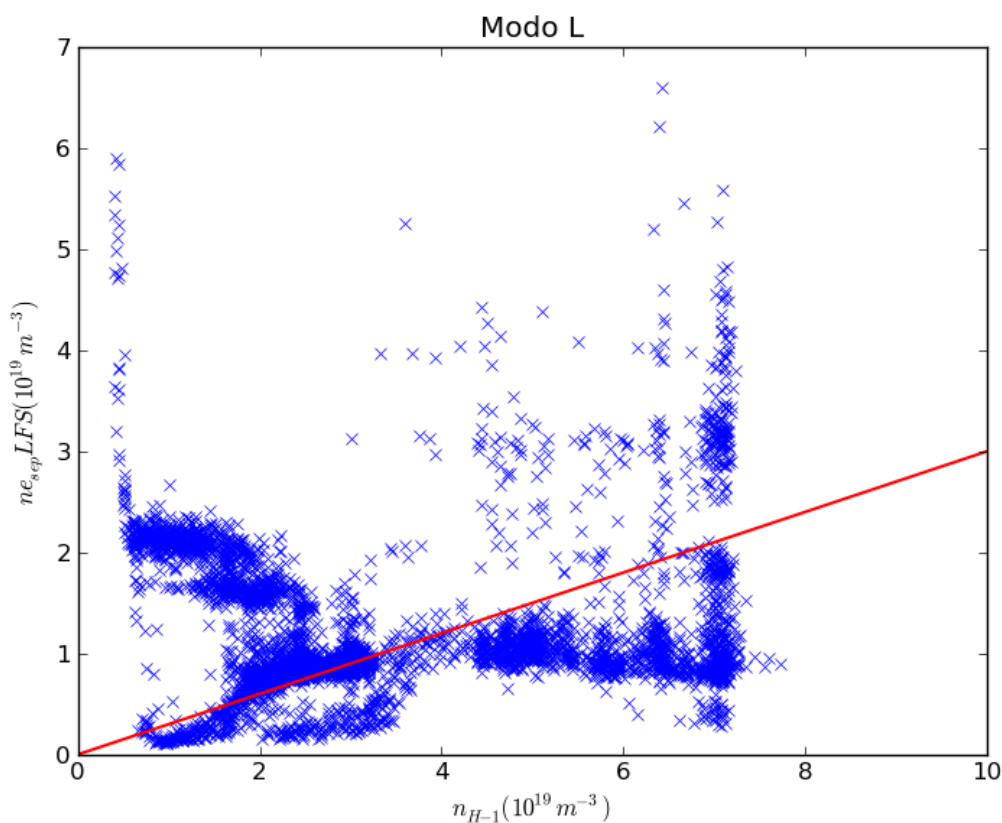


Figura 4.9. Relação entre densidade na separatriz e média, para disparos de modo L.

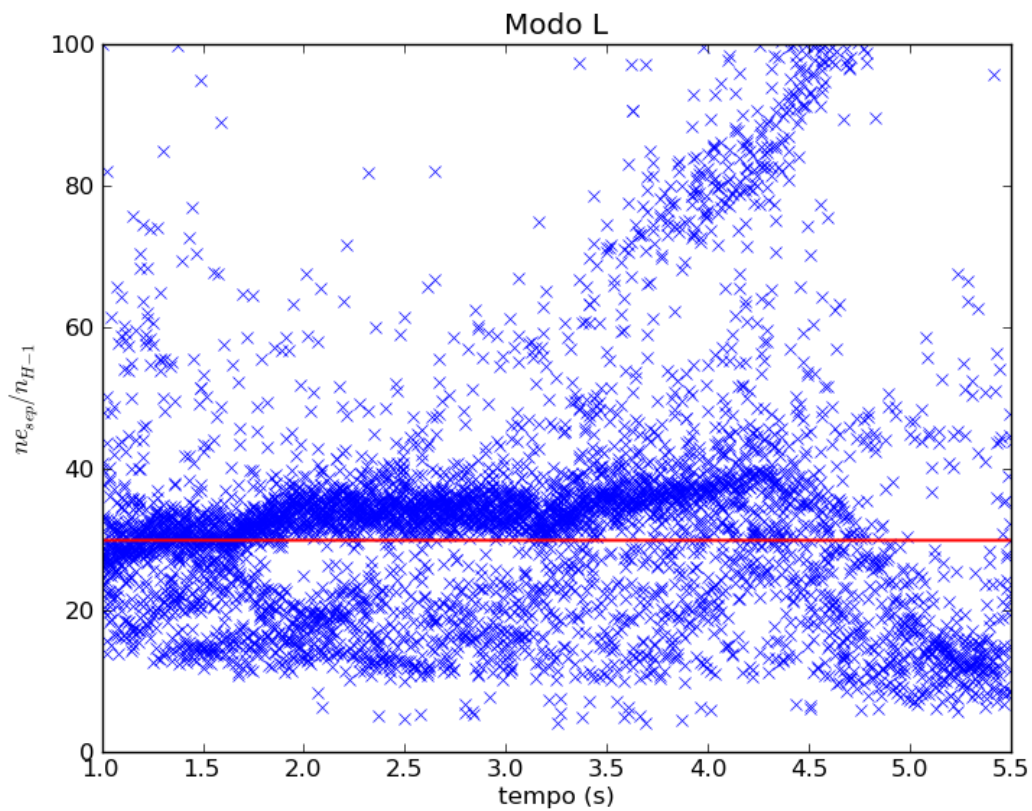


Figura 4.10. Razão (em %) entre a densidade na separatriz e a densidade média ao longo do tempo de disparos em modo L, para o AUG.

Apesar desse modo não ter ocorrido em todos os casos aqui mostrados, ele é só mais um indicador de que para obter a densidade na separatriz sem o uso de medidas magnéticas é necessário um método que dependa preferencialmente de características físicas somente da separatriz.

Em vista desses resultados um método alternativo foi buscado, que permita a caracterização da separatriz, e se possível sua localização, através da reflectometria. Este possível método é o objeto de estudo dos próximos capítulos.

## **5. VARIÂNCIA**

### **5.1. INTRODUÇÃO**

O diagnóstico de reflectometria, baseado na propagação e reflexão de ondas eletromagnéticas no plasma, pode proporcionar mais informações sobre o plasma além do perfil de densidade, discutido anteriormente. Suas medidas são influenciadas por flutuações no plasma causadas por instabilidades e fenômenos de turbulência.

Até o momento os estudos relativos a estes efeitos das flutuações sobre as medidas, em especial no atraso de grupo e no perfil reconstruído, foram feitos com ênfase na retirada destes efeitos, para obtenção de resultados mais suavizados, isto é, sem efeitos das flutuações (VAYAKIS, 1997 e FANACK, 1996). Por isto, foram introduzidos métodos como o *best path* e o modo em disparo, pois reduzem os efeitos turbulentos do plasma.

Os fenômenos de turbulência e flutuações do plasma são muito pesquisados, principalmente na borda, quando relacionados com efeitos de transporte do plasma e em particular durante os ELMs. No âmbito da reflectometria, estes estudos são feitos principalmente com o diagnóstico de flutuações, que utiliza ondas de frequência fixa. No entanto, também é possível extrair informações a partir do atraso de grupo, em especial de suas flutuações.

Este capítulo tratará sobre um possível método de estudo das flutuações do plasma com o diagnóstico de varrimento de frequência. Uma relação aproximada entre perturbações na densidade e seus efeitos no atraso de grupo será demonstrada, e estas flutuações no atraso de grupo serão quantificadas através da grandeza variância.

### **5.2. FLUTUAÇÕES DO ATRASO DE GRUPO**

Durante um varrimento feito por uma antena, o plasma tem flutuações que afetam a medida do atraso de grupo. Apesar de uma relação de transferência entre flutuações no



atraso de grupo e flutuações no plasma ser complexa, aqui é feita uma aproximação para mostrar que tal relação existe, mesmo que seja qualitativa. Para isso, faremos uma análise dentro de uma aproximação de primeira ordem<sup>11</sup>. Por exemplo, quando uma frequência  $F$  está interagindo com o plasma em um determinado instante, a variação no índice de refração  $N$  pode ser relacionada por uma variação na densidade eletrônica  $n_e$  (ou, correspondentemente, na frequência eletrônica  $f$ ) através da equação 2.1:

$$\begin{aligned} N &= \left[ 1 - \left( \frac{f}{F} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[ 1 - \frac{n_e}{n_0} \right]^{1/2} \\ \delta N &= -f \frac{\delta f}{F} \left[ 1 - \left( \frac{f}{F} \right)^2 \right]^{-1/2} = -\frac{\delta n_e}{2n_0} \left[ 1 - \frac{n_e}{n_0} \right]^{-1/2} \end{aligned} \quad (5.1)$$

$\delta N$ ,  $\delta f_{pe}$  e  $\delta n_e$  representam, respectivamente, pequenas variações em torno do índice de refração, da frequência eletrônica do plasma e da densidade relacionada a esta frequência. Essa perturbação no índice de refração causa variações na diferença de fase, dada pela equação 2.7 (somente o primeiro termo é usado para o método de varrimento de frequências):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\phi + \delta \phi) &= \frac{4\pi}{c} \frac{\partial F}{\partial t} \int_0^{x_c} (N + \delta N) dx \\ \frac{\partial}{\partial t} \delta \phi &= \frac{4\pi}{c} \frac{\partial F}{\partial t} \int_0^{x_c} \delta N dx \\ \frac{\partial}{\partial t} \delta \phi &= -\frac{2\pi}{cn_0} \frac{\partial F}{\partial t} \int_0^{x_c} \delta n_e \left[ 1 - \frac{n_e}{n_0} \right]^{-1/2} dx \end{aligned} \quad (5.2)$$

O atraso de grupo está relacionado com a variação da fase pela equação 2.20, e, após colocar a perturbação, se aplica uma derivada no tempo para se obter a relação procurada:

$$\begin{aligned} (\tau_g + \delta \tau_g) \frac{\partial F}{\partial t} &= \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial F} (\phi + \delta \phi) \\ \delta \tau_g \frac{\partial F}{\partial t} &= \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial F} \delta \phi \\ \frac{\partial F}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} \delta \tau_g &= \frac{1}{2\pi} \frac{\partial^2}{\partial F \partial t} \delta \phi \end{aligned} \quad (5.3)$$

<sup>11</sup> Considera-se a perturbação  $\delta A$  de uma variável  $A$ , os termos de ordem superior à primeira são considerados muito pequenos, e podem ser desprezados.

O termo com a derivada segunda da frequência  $F$  é nulo para um varrimento com rampa linear. Aplicando uma derivada com relação a  $F$  na equação 5.1, e considerando que a frequência eletrônica independe da frequência de varrimento, temos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial F \partial t} \delta \phi &= -\frac{2\pi}{c} \frac{\partial F}{\partial t} \frac{\partial}{\partial F} \left[ \frac{1}{n_0} \int_0^{x_c} \delta n_e \left(1 - \frac{n_e}{n_0}\right)^{-1/2} dx \right] \\ \frac{\partial^2}{\partial F \partial t} \delta \phi &= -\frac{2\pi}{c} \frac{\partial F}{\partial t} \left[ \left( \frac{\partial}{\partial F} \frac{1}{n_0} \right) \int_0^{x_c} \delta n_e \left(1 - \frac{n_e}{n_0}\right)^{-1/2} dx + \frac{1}{n_0} \int_0^{x_c} \delta n_e \left[ \frac{\partial}{\partial F} \left(1 - \frac{n_e}{n_0}\right)^{-1/2} \right] dx \right] \end{aligned} \quad (5.4)$$

Calculando cada derivada separadamente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial F} \frac{1}{n_0} &= \frac{\partial}{\partial F} (k_{f_n} F^2)^{-1} \\ &= -2k_{f_n} F (k_{f_n} F^2)^{-2} = -2k_{f_n} \frac{F}{n_0^2} \end{aligned} \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial F} \left(1 - \frac{n_e}{n_0}\right)^{-1/2} &= -\frac{1}{2} \frac{n_e}{n_0^2} \left(1 - \frac{n_e}{n_0}\right)^{-3/2} \frac{\partial n_0}{\partial F} \\ &= -k_{f_n} n_e \frac{F}{n_0^2} \left(1 - \frac{n_e}{n_0}\right)^{-3/2} \end{aligned} \quad (5.6)$$

Nesta última equação foi utilizada a equação 2.2 e as constantes foram substituídas por  $k_{f_n}$  ( $n=k_{f_n}F^2$ ). Substituindo as equações (5.5) e (5.4) na (5.3), obtemos uma relação entre a variação da densidade e a variação no atraso de grupo:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial F}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} \delta \tau_g &= \frac{1}{2\pi} \frac{\partial^2}{\partial F \partial t} \delta \phi \\
&= -\frac{1}{c} \frac{\partial F}{\partial t} \left[ \left( \frac{\partial}{\partial F} \frac{1}{n_0} \right) \int_0^{x_c} \delta n_e \left( 1 - \frac{n_e}{n_0} \right)^{-1/2} dx \right] \\
&\quad - \frac{1}{c} \frac{\partial F}{\partial t} \left[ \frac{1}{n_0} \int_0^{x_c} \delta n_e \left[ \frac{\partial}{\partial F} \left( 1 - \frac{n_e}{n_0} \right)^{-1/2} \right] dx \right] \\
&= \frac{k_{fn} F}{c n_0^2} \frac{\partial F}{\partial t} \left[ 2 \int_0^{x_c} \delta n_e \left( 1 - \frac{n_e}{n_0} \right)^{-1/2} dx \right] \\
&\quad + \frac{k_{fn} F}{c n_0^2} \frac{\partial F}{\partial t} \left[ \frac{1}{n_0} \int_0^{x_c} n_e \delta n_e \left( 1 - \frac{n_e}{n_0} \right)^{-3/2} dx \right] \\
&= \frac{k_{fn} F}{c n_0^2} \frac{\partial F}{\partial t} \left[ 2 \int_0^{x_c} \delta n_e \left( 1 - \frac{n_e}{n_0} \right)^{-1/2} dx + \frac{1}{n_0} \int_0^{x_c} n_e \delta n_e \left( 1 - \frac{n_e}{n_0} \right)^{-3/2} dx \right] \\
\frac{\partial}{\partial t} \delta \tau_g &= \frac{1}{c k_{fn} F^3} \left[ 2 \int_0^{x_c} \delta n_e \left( 1 - \frac{n_e}{n_0} \right)^{-1/2} dx + \frac{1}{n_0} \int_0^{x_c} n_e \delta n_e \left( 1 - \frac{n_e}{n_0} \right)^{-3/2} dx \right] \quad (5.7)
\end{aligned}$$

Esta relação demonstra que flutuações na densidade provocam alterações no atraso de grupo (ou, igualmente, na frequência de batimento). Por exemplo, para valores típicos de um varrimento do plasma, podemos calcular a ordem de grandeza destas flutuações.

Para certos tipos de ELMs e turbulências, as perturbações na densidade podem ser da mesma ordem de grandeza da densidade, e as aproximações utilizadas nesta seção não se aplicam, assim como toda a reconstrução do perfil fica comprometida (VARELA, 2002).

Medir essas flutuações do atraso de grupo não é trivial; é preciso escolher uma grandeza quantitativa para tal medida.

### 5.3. MEDIDAS DE FLUTUAÇÕES NO ESPECTROGRAMA

Nos espectrogramas construídos a partir do sinal de batimento observa-se que o espectro ao longo das frequências varridas não possui somente uma frequência de batimento (como pode ser visto Figura 3.3), mas pode ter altas potências em outras

frequências<sup>12</sup> ou possuir uma larga abertura em torno da frequência de batimento. Na Figura 5.1 são ilustrados 4 exemplos de espectros, representado diferentes situações que podem ocorrer num espectrograma.

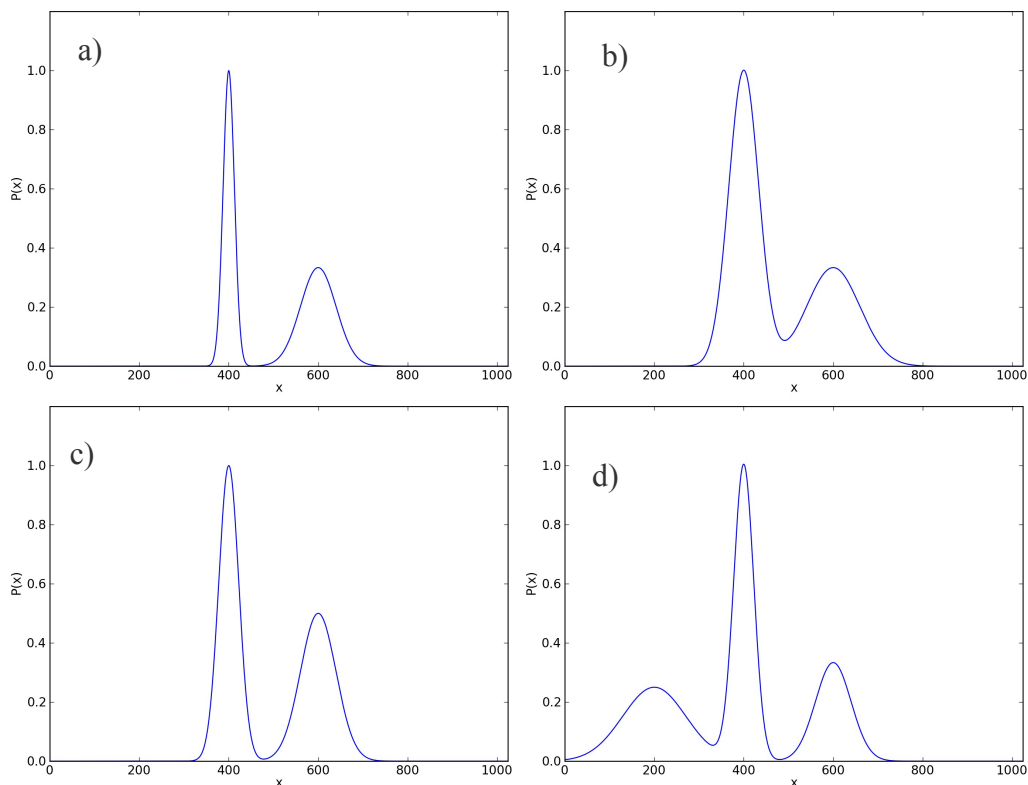


Figura 5.1: Exemplos de espectros, criados para se testar a medida de suas flutuações. a) Dois picos ligeiramente afastados; b) Dois picos mais largos, com sobreposição entre eles; c) Dois picos afastados, com pico secundário de maior potência do que o exemplo a. d) foi somado ao exemplo a um outro pico, com distribuição mais larga do que os outros dois.

Os picos secundários mostrados na Figura 5.1 podem estar relacionados com efeitos de flutuações no plasma, e, como descrito a seguir, buscou-se uma forma de quantificá-las.

O método mais utilizado para se medir o espalhamento dos espectros de um espectrograma é calcular o *segundo momento do espectro*, também conhecido como a *variância espectral* ( $var_{med}$ ) (LOEVE, 1977). Para calcular esta grandeza, é preciso obter o *primeiro momento do espectro*, que é a posição da média da distribuição  $P(x)$ :

<sup>12</sup> O próprio método do best path é utilizado para garantir que estes picos secundários, caso sejam maiores do que a frequência de batimento procurada, não sejam utilizados para a construção do atraso de grupo.

$$x_m = \frac{\int P_i x_i dx}{\int P_i dx} \quad (5.8)$$

Com base na posição da média, pode-se calcular a variância, que é o quadrado da distância entre um ponto do espectro e a média, ponderado pela potência do espectro naquele ponto:

$$Var = \frac{\int P_i (x_i - x_m)^2 dx}{\int P_i dx} \quad (5.9)$$

Se o quadrado for calculado, pode-se reescrever a variância como:

$$Var = \frac{\int x^2 P(x) dx}{\int P(x) dx} - (x_m)^2 \quad (5.10)$$

Esta função utiliza valores absolutos para medir as flutuações, pois podem ocorrer tanto para frequências maiores quanto menores do que a frequência de batimento. Na Tabela 3 é mostrada as variâncias para os casos mostrados na Figura 5.1.

<i>Exemplos</i>	<i>var<sub>med</sub></i>
<i>Figura 5.1.a</i>	10881,4
<i>Figura 5.1.b</i>	11364
<i>Figura 5.1.c</i>	10974,4
<i>Figura 5.1.d</i>	25097,1

*Tabela 3: Resultado da medição do espalhamento para os espectros representados na Figura 5.1.*

Pode-se observar o que é medido por esta grandeza: a presença de um pico secundário no espectro faz com que a média fique localizada entre os picos, e o espalhamento é calculado a partir daquele ponto, fazendo com que o caso *c* tenha variância menor do que no caso *b*. Casos em que a potência da turbulência é maior do que à da

frequência de batimento, significam que a própria frequência de batimento é considerada como parte do espalhamento. Esta variância é a grandeza utilizada para se calcular o espalhamento espectral daqui em diante.

### 5.3.1. Relação entre variância e flutuações no atraso de grupo

As flutuações no espectrograma estão associadas a flutuações na reflexão das ondas, e, qualitativamente, consideramos estas flutuações como flutuações do atraso de grupo. Portanto, pela notação da equação (5.7), a variância está relacionada às flutuações do atraso de grupo como representado na equação (5.11).

$$var \simeq \frac{\sum P(\tau_g) * (\delta \tau_g)^2}{\sum P(\tau_g)}, \quad (5.11)$$

onde  $P(x)$  é a potência espectral no ponto  $x$ . Esta relação, por definição, está mais relacionada com a grandeza  $var_{max}$  do que  $var_{med}$ .

Alguns estudos analisam o efeito da turbulência separadamente, como em VAYAKIS, 1997. Seu trabalho utiliza notação matricial para representar as diferentes potências de turbulência para cada frequência. No presente trabalho esta abordagem não será utilizada pois busca-se um resultado mais qualitativo.

## 5.4. VARIÂNCIA DO ATRASO DE GRUPO

Para ambos os métodos, a variância do atraso de grupo tem unidade de tempo ao quadrado, e para um espectrograma feito a partir de dados de plasma de tokamak, seu valor é da ordem de nanosegundos ao quadrado (o atraso de grupo é da ordem de ns). Como exemplo, vamos calcular a curva da variância com relação à frequência de varrimento para um sinal da banda Ka (25-35 GHz). O sinal de batimento e o espectrograma para um varrimento (disparo 24645 do AUG) estão ilustrados na Figura 5.2,

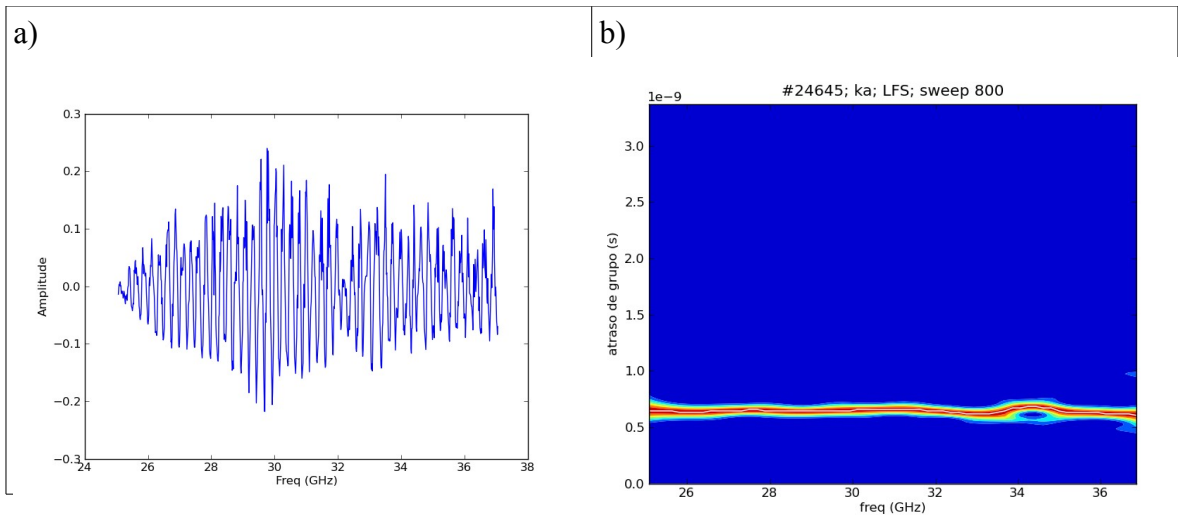


Figura 5.2: a) Sinal de batimento. disparo #24645, variação 000, LFS, banda ka, 80 sweep. b) Espectrograma criado com o sinal de batimento, com passo de 16 pontos e janela de 256 pontos.

A curva traçada sobre o espectrograma mostra a frequência de batimento para este sinal. A partir do espectrograma podemos calcular sua variância.

A variância para uma faixa de frequências correspondentes às bandas K, Ka e Q (17-50 GHz) está representada na Figura 5.3, para várias frequências.

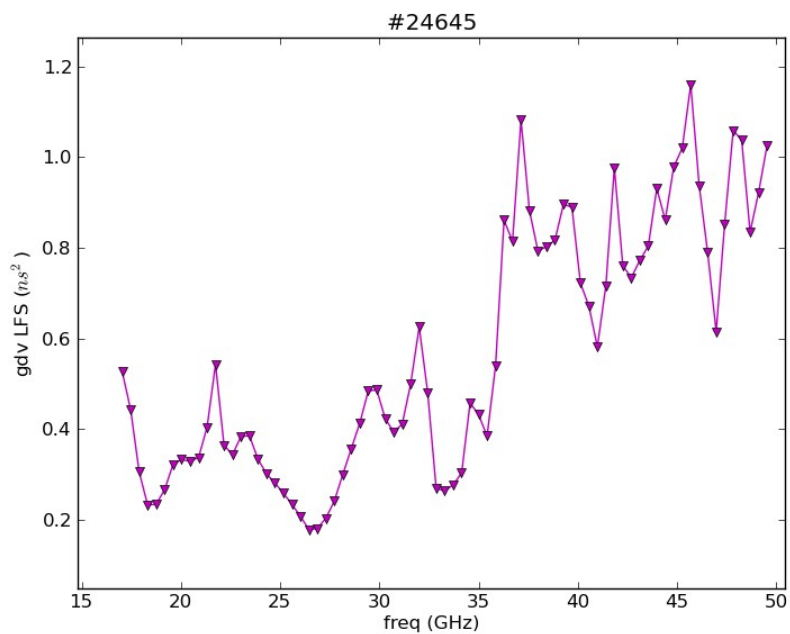


Figura 5.3:  $var_{max}$  para o espectrograma da Erro: Origem da referência não encontrada.

## 5.5. VARIÂNCIA DO TESTE COM ESPELHO

Como mencionado na seção 2.4, um teste feito com o sistema de reflectometria consiste em colocar um espelho à frente das antenas e adquirir o sinal, isto sendo feito para se testar a potência e forma do sinal gerado e adquirido. Na Figura 5.4 está representado o sinal de batimento e o espectrograma de dois varrimentos feitos durante estes testes.

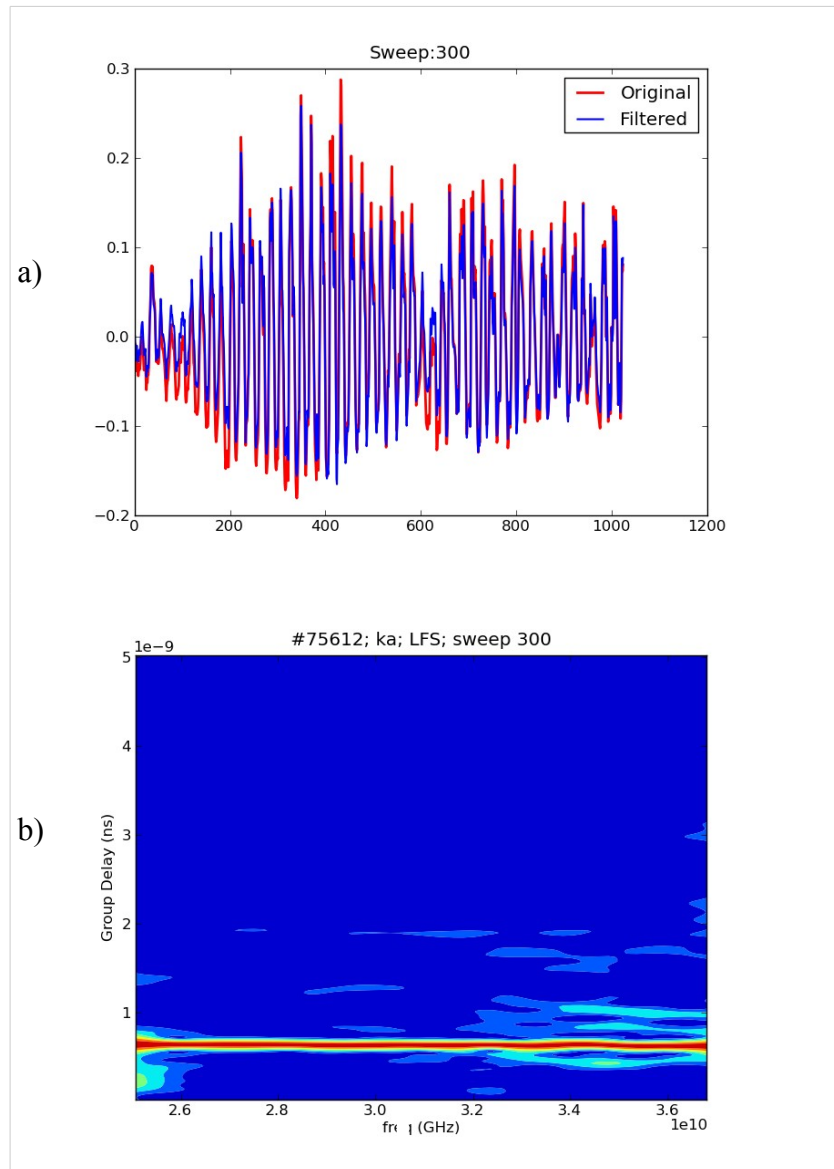


Figura 5.4 a) Sinal de batimento para os dados do teste com espelho na banda Ka, para um varrimento qualquer. O sinal vermelho mostra o sinal original e o azul o sinal filtrado. b) Espectrograma do sinal.



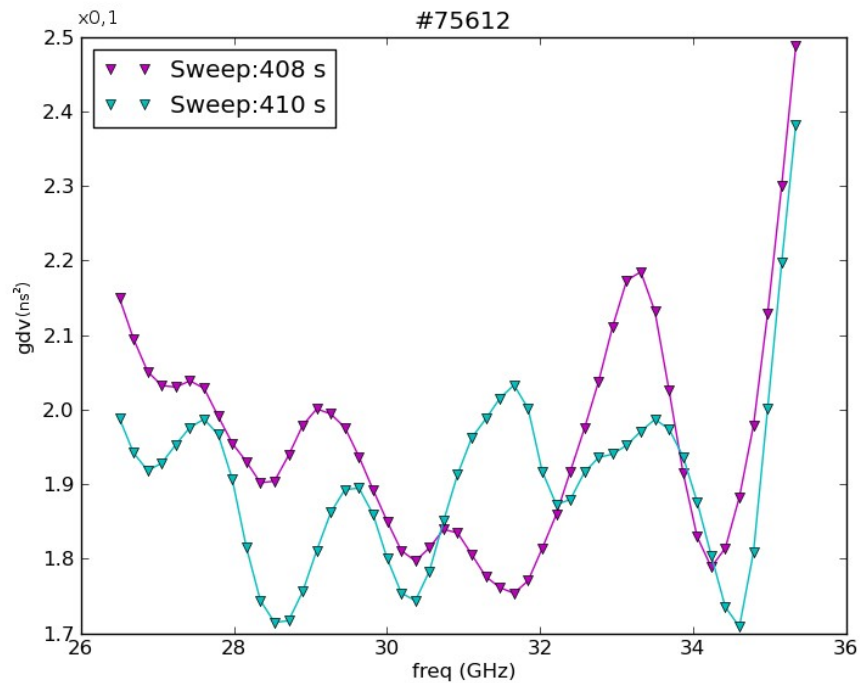


Figura 5.5: Variância do sinal obtido de dois varrimentos diferentes no teste com espelhos.

A variância para estes espectrogramas está na Figura 5.5. Comparada com a da Figura 5.3, pode-se ver que o valor absoluto é quase uma ordem de grandeza menor do que quando existe plasma, ou seja, a variância é muito baixa e deve ocorrer principalmente por pequenas flutuações no sinal gerado e nos detectores e vibrações no guia de ondas.

Nos próximos capítulos serão analisados os comportamentos da variância com relação a diferentes variáveis do plasma.

## **6. RESULTADOS E ANÁLISE DA VARIÂNCIA**

### **6.1. INTRODUÇÃO**

No capítulo anterior, verificou-se que existe uma relação entre as flutuações do plasma e as flutuações no atraso de grupo das medidas da reflectometria.

Estes dados puderam ser quantificados através do cálculo da variância, e, de posse dessa grandeza, realizaremos o estudo do seu comportamento em diferentes formas, verificando se os resultados condizem com as mesmas condições que ocorrem no plasma, e se concordam com os de outros diagnósticos.

Durante a pesquisa, um ponto de interesse foi a transição entre o *borda* e a *camada de raspagem*, dada pela separatriz, de forma que demonstraremos como a variância apresenta comportamentos diferentes nessas regiões. Por fim, realizaremos uma análise de como a variância pode ser usada como um possível indicador para a posição da separatriz magnética. Como exemplo, será utilizado dados obtidos do disparo 24920 do ASDEX Upgrade, no modo L de confinamento.

### **6.2. HISTÓRICO DE CADA DISPARO**

Através da comparação de diferentes diagnósticos, podemos visualizar o histórico de cada disparo. Isto pode ser feito observando a densidade média, dada pelo interferômetro na linha H-1 (seção 4.2.2), a corrente eletrônica e a posição da separatriz, dada pelas medidas das sondas magnéticas.

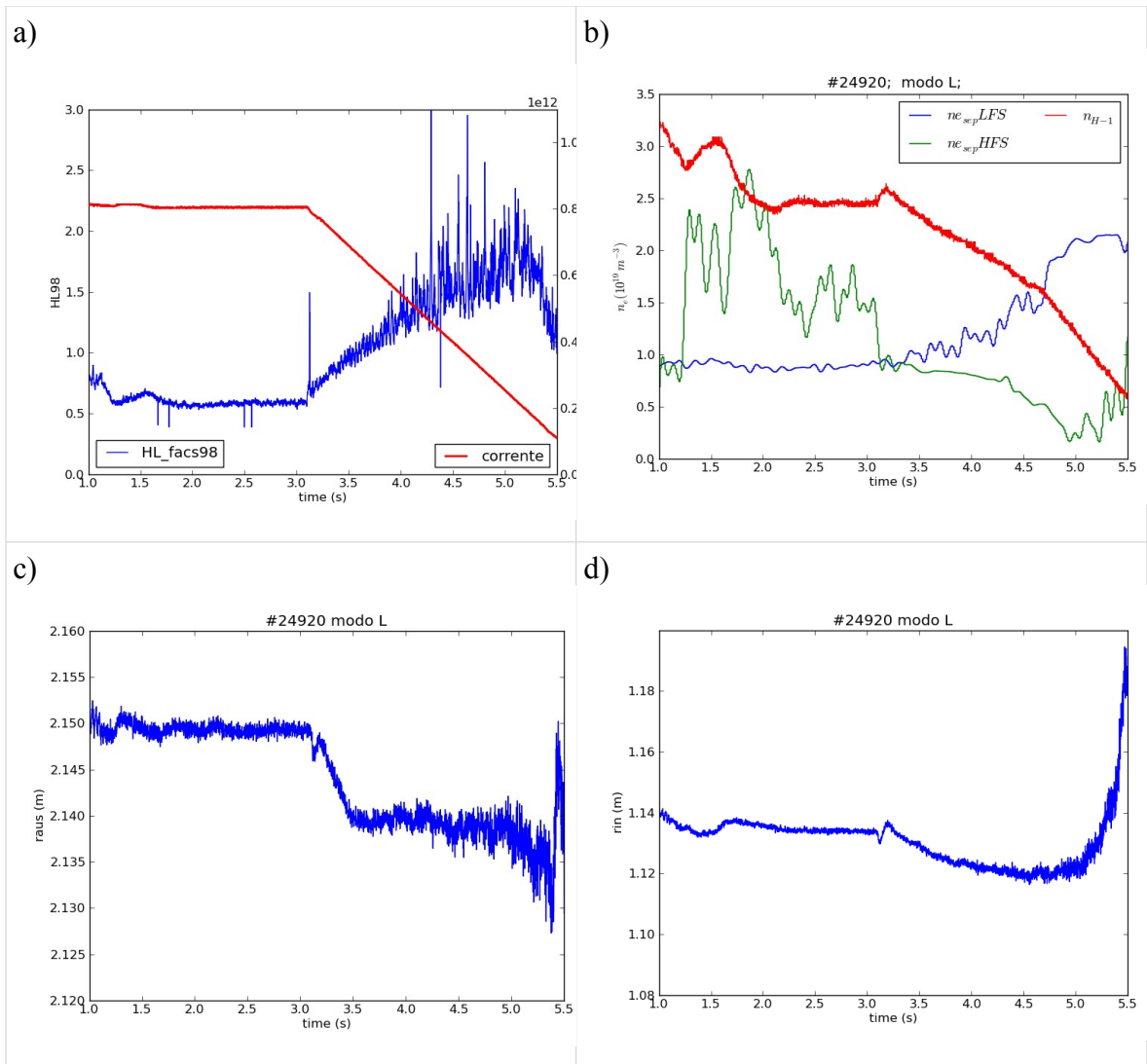


Figura 6.1: Dados do disparo 24920; a) Corrente de plasma; b) Densidade do interferômetro H-1, e na separatriz magnética, obtida com o cruzamento de dados dos perfis de densidade da reflectometria com a posição dada pelas sondas magnéticas; c) Posição da separatriz magnética no LFS; d) Posição da separatriz magnética no HFS.

É possível observar através desses gráficos a evolução temporal dos parâmetros do plasma. A partir de 2s, o plasma permanece aparentemente estável. Aos 3,09s, quando o aquecimento ECRH é desligado, a densidade e a corrente sofrem uma queda, também observada por uma alteração de comportamento dos outros sinais. Isto ocorre até perto de 4,5 segundos, quando a densidade média apresenta uma mudança abrupta, o que pode indicar que o plasma se desestabilizou. Esta mudança também pode ser vista nos demais diagnósticos aqui mostrados, e a partir desse instante as medidas não são consideradas

significativas,

Na Figura 6.2 estão representados os perfis de densidade para o LFS em diferentes momentos do disparo, obtidos pela reflectometria. Nesses resultados, podemos ver que a mesma evolução das grandezas do plasma também podem ser vistas nos perfis de densidade processados com dados da reflectometria.

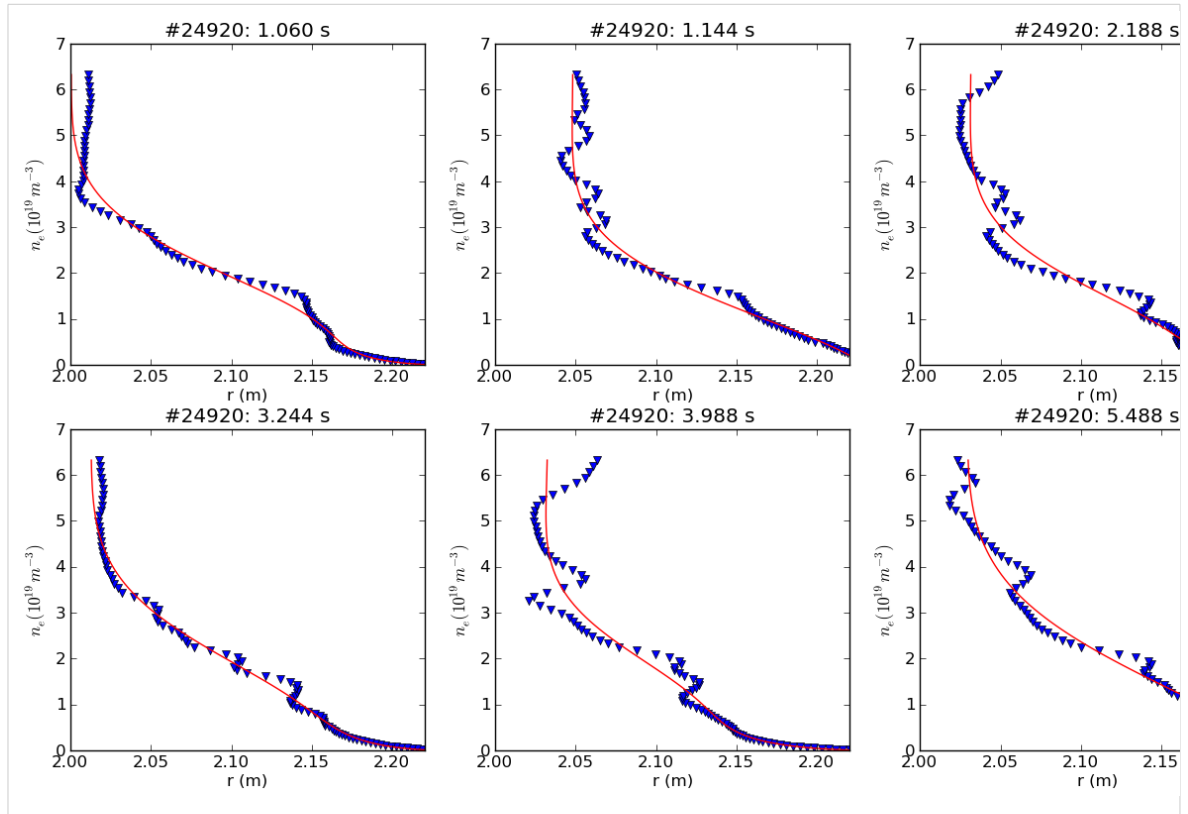


Figura 6.2: Perfis de densidade obtidos para vários momentos do disparo 24920. Triângulos azuis são dados de densidade obtidos com a reflectometria e as linhas vermelhas correspondem a perfis ajustados por um filtro (neste caso, filtro passa baixo).

### 6.3. EVOLUÇÃO DA VARIÂNCIA PARA DIFERENTES FREQUÊNCIAS

Uma das possíveis análises que podem ser feitas com a variância é a evolução ao longo do disparo para uma frequência fixa. Escolhendo algumas frequências em posições estratégicas do plasma, podemos acompanhar esta evolução (Figura 6.3). Desse modo

podemos analisar a diferença entre o comportamento da variância na borda e na camada de raspagem.

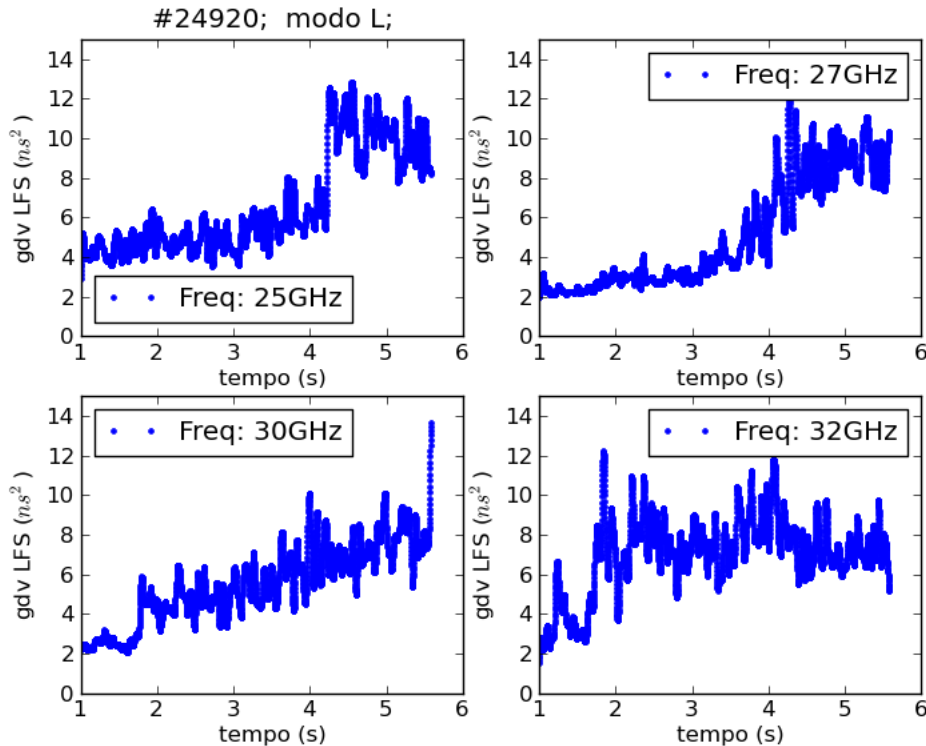


Figura 6.3. Evolução no tempo da variância para algumas frequências, no disparo 24920.

Os resultados mostram que a variância na camada de raspagem é muito menor do que na borda, o que poderia indicar uma mudança no comportamento da turbulência entre estas regiões, tal como indicado em RIBEIRO, 2008. Dentre as frequências analisadas, uma delas apresenta as menores variâncias até os 4 s. Isto será analisado mais detalhadamente na seção seguinte.

### 6.3.1. Comparação da variância com plasma e com espelho

Para começar a analisar a variância como um indicador de parâmetros físicos do plasma em um estudo qualitativo, é necessário separar a parcela da variância que é formada por flutuações no plasma da formada por efeitos inerentes ao diagnóstico.

Isto pode ser feito com os resultados obtidos no teste com espelho, pois os resultados

são obtidos com a propagação das ondas somente no vácuo. O teste com espelhos, de acordo com o que foi descrito no final do capítulo 5 permite obter um sinal de batimento quando não há plasma, e, com este dado em mãos, a variância também pode ser calculada. Podemos usar a evolução da variância ao longo dos varrimentos para comparar seu comportamento com o da Figura 6.3, representado na Figura 6.4.

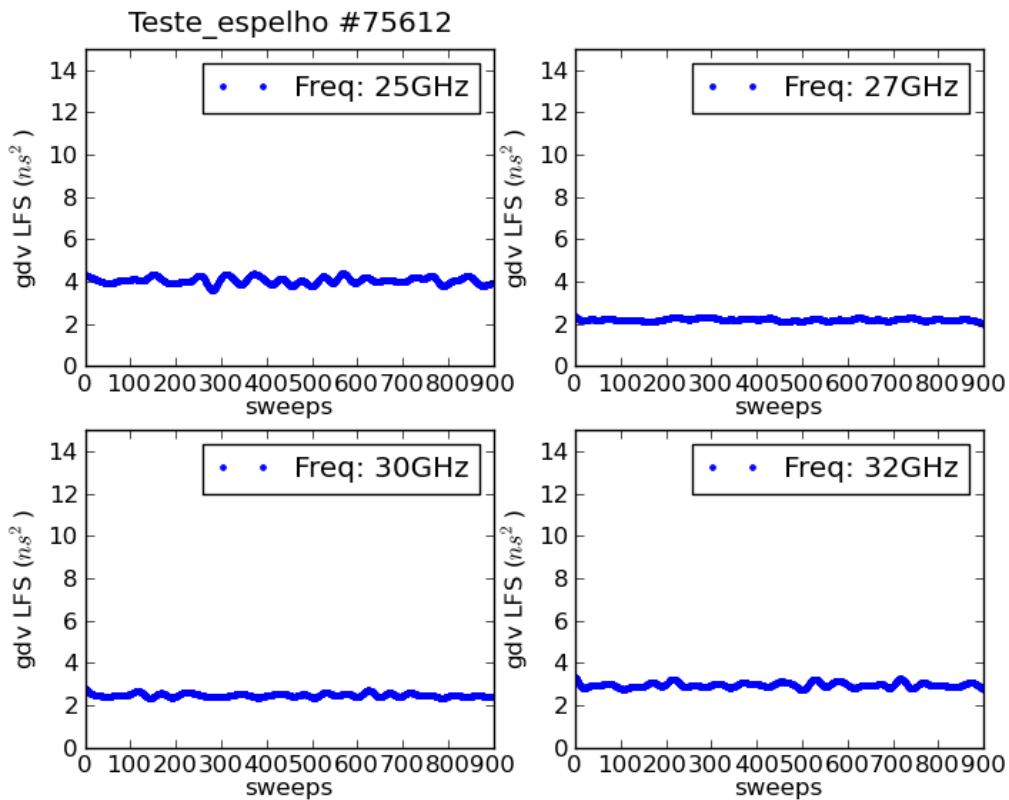


Figura 6.4. Evolução temporal da variância para diferentes frequências, no caso do teste com espelho.

Pode-se observar que o plasma altera drasticamente a evolução da variância, e que os efeitos do hardware não são, a princípio, dominantes sobre os resultados de disparos com plasma.

Não se optou por utilizar a variância obtida pelo teste com espelho como uma curva base, da qual poderiam ser subtraídos os efeitos do diagnóstico, devido ao formato da curva variar entre varrimentos (mas não sua ordem de grandeza).

## 6.4. MÍNIMO DA VARIÂNCIA E A SEPARATRIZ

A mudança do regime de turbulência entre a região do *borda* e do *camada de raspagem* (*SOL*, do termo em inglês *scrape-off layer*) deixa uma marca na variância. Esta marca, que é um mínimo na curva da variância, ocorre ao longo de quase todo o disparo. Como a transição entre o *borda* e o *SOL* é a separatriz, a localização desta marca pode indicar a posição da separatriz.

A variância é dada em função da frequência, mas, através do perfil de densidade, pode-se mapear a posição dessas frequências (Figura 6.5). Desta maneira cria-se uma relação entre a variância e uma dada posição do plasma.

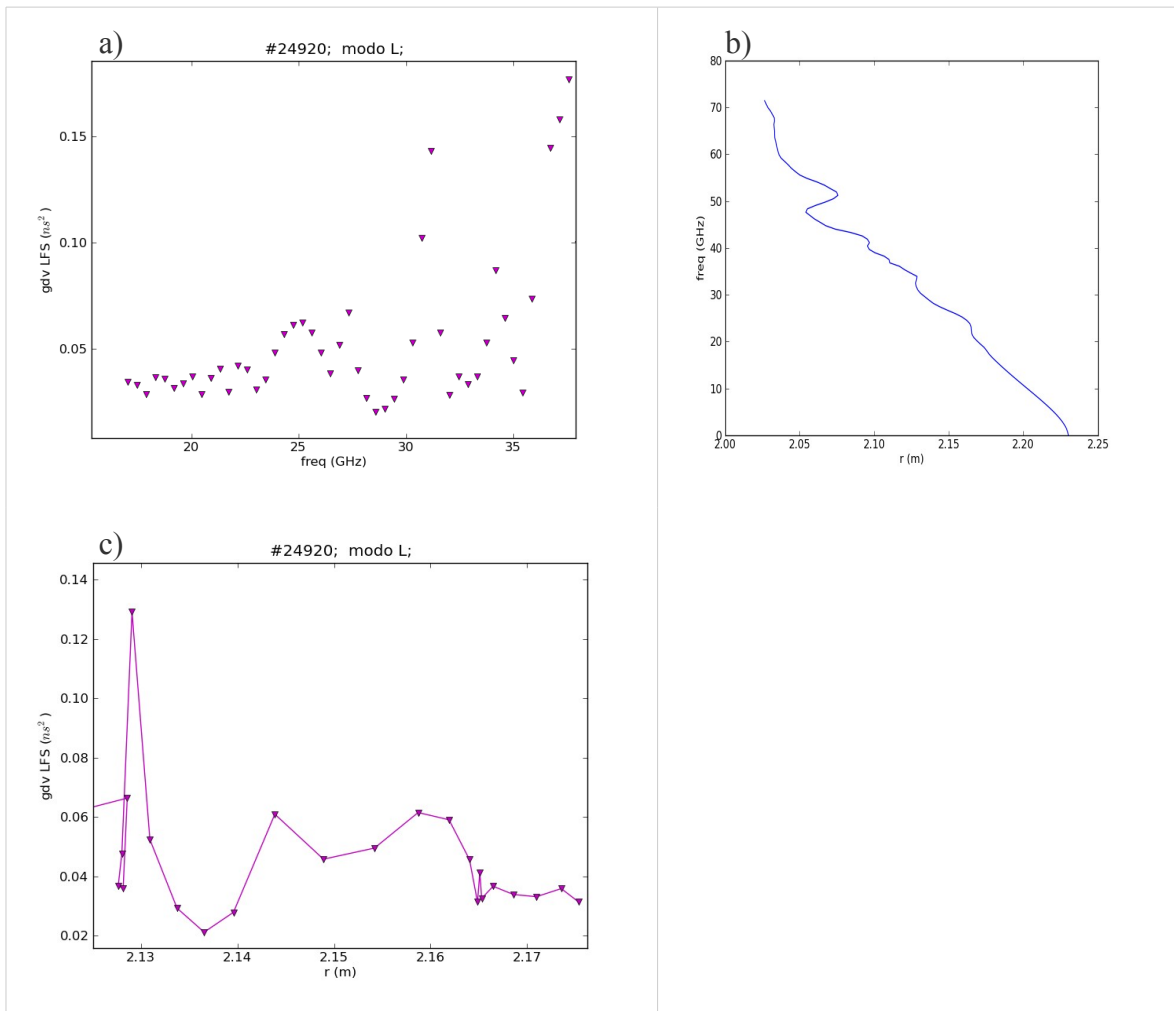


Figura 6.5: a) variância em função da frequência, para um varrimento. b) perfil radial da frequência, para o mesmo varrimento. c) variância em função da posição.

Através de um algoritmo que rastreia a posição deste mínimo em cada varrimento, ao longo de todo o disparo, podemos comparar a evolução desta posição com a posição da separatriz conforme medida das sondas magnéticas (Figura 6.6).

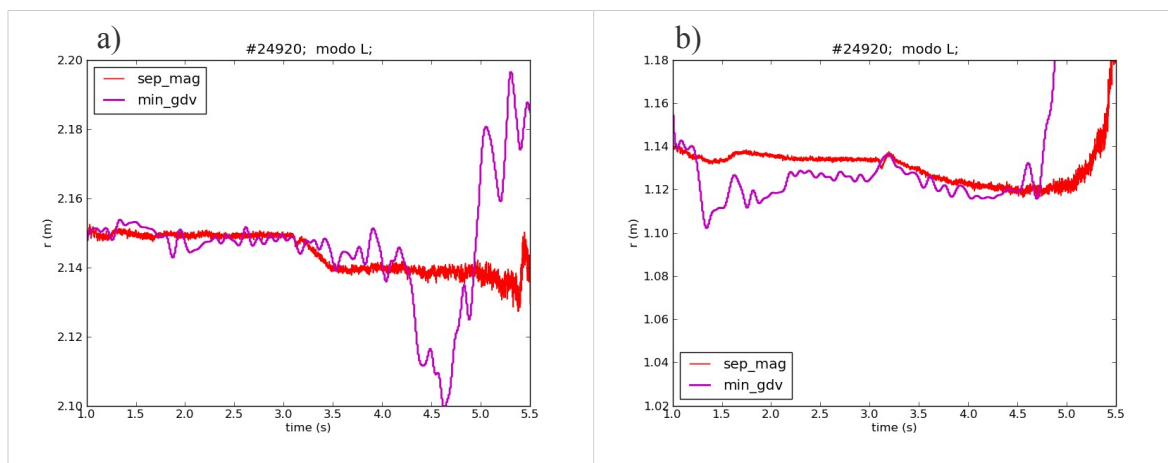


Figura 6.6: Evolução da posição do mínimo da variância ao longo do disparo 24920 (traço roxo), comparado com a posição da separatriz, fornecida por medidas magnéticas (traço vermelho). a) LFS; b) HFS.

Pode-se ver que a concordância entre os gráficos se mantém por quase todo o disparo, principalmente para o LFS. Os gráficos diferem somente a partir da queda de densidade ao fim do disparo, observada também nos dados da Figura 6.1. O HFS pode apresentar uma física ligeiramente diferente devido ao fato do plasma se encontrar encostado à parede. Um estudo mais criterioso seria necessário para averiguar os dados provenientes das antenas daquele lado, por este motivo, daqui em diante será utilizado apenas LFS.

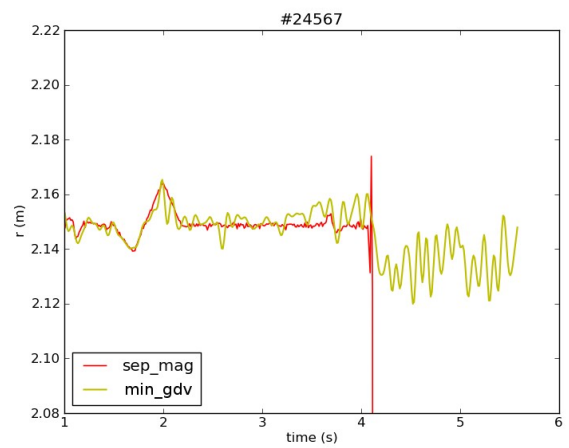
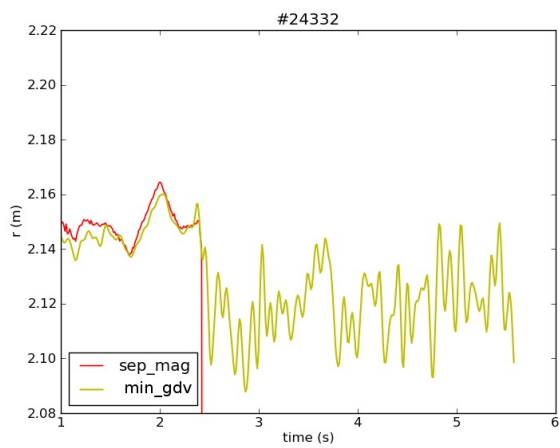
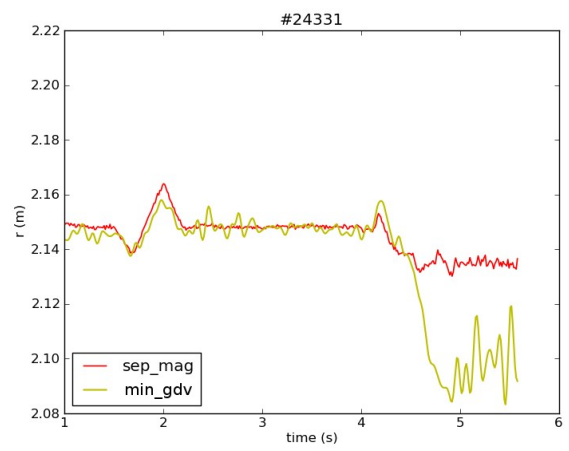
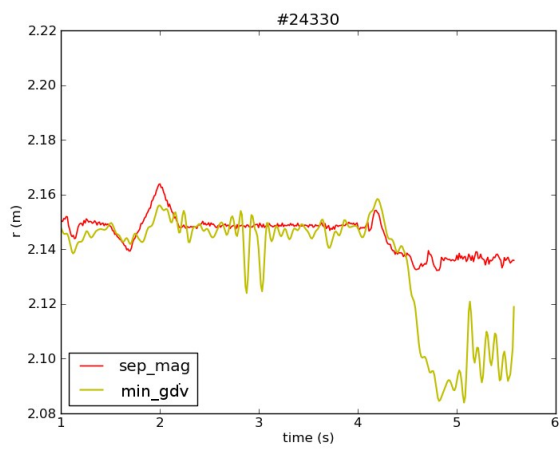
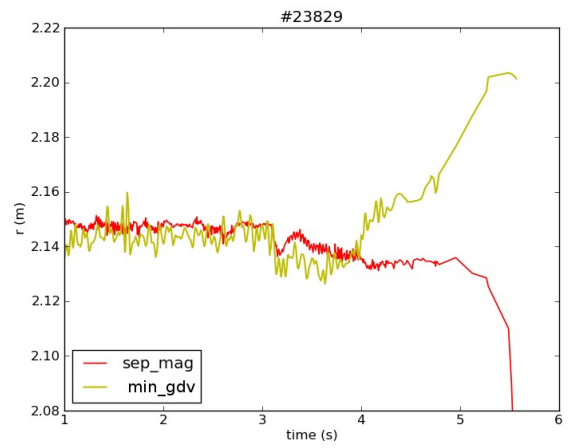
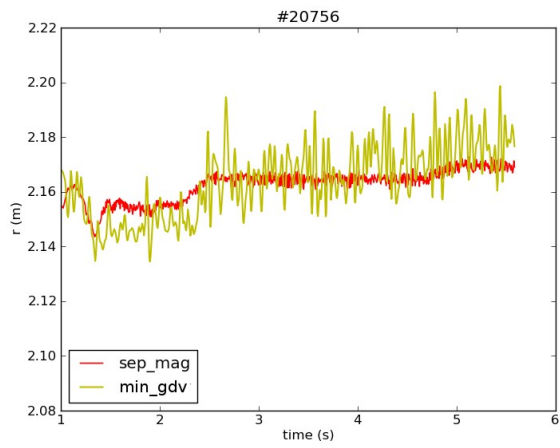
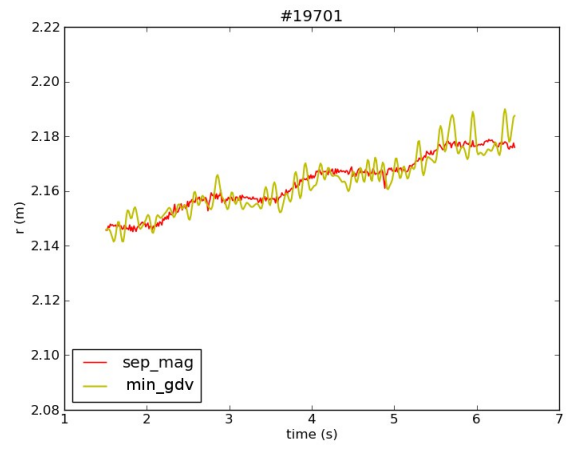
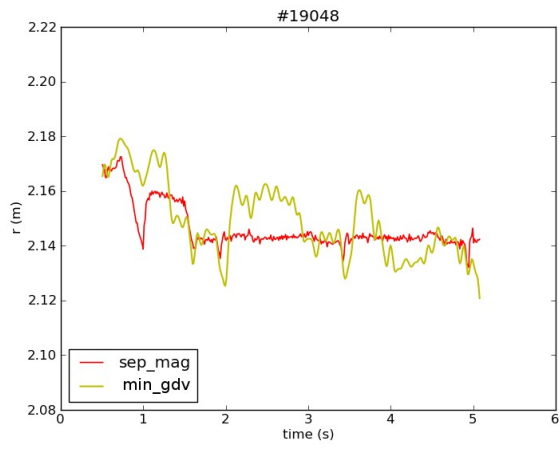
## 6.5. COMPARAÇÃO PARA VÁRIOS DISPAROS

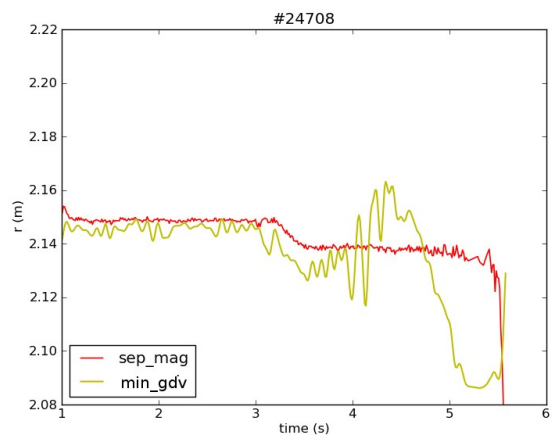
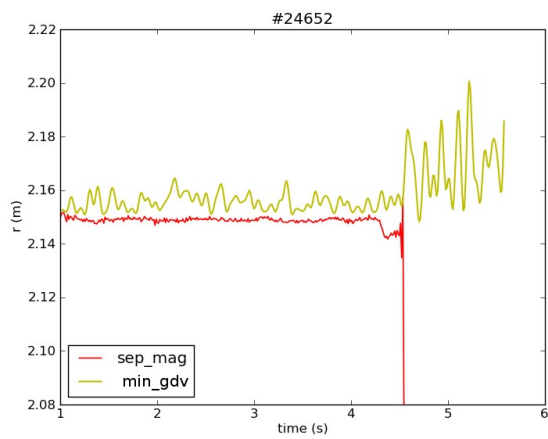
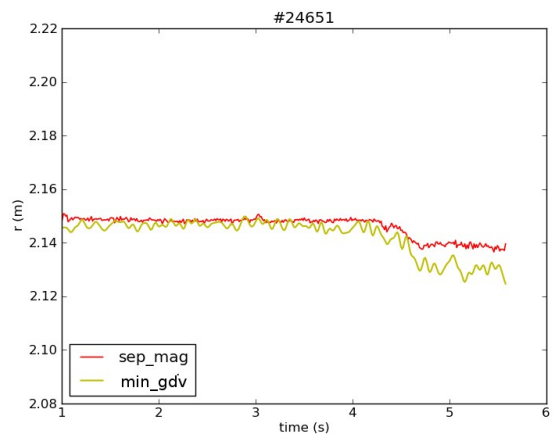
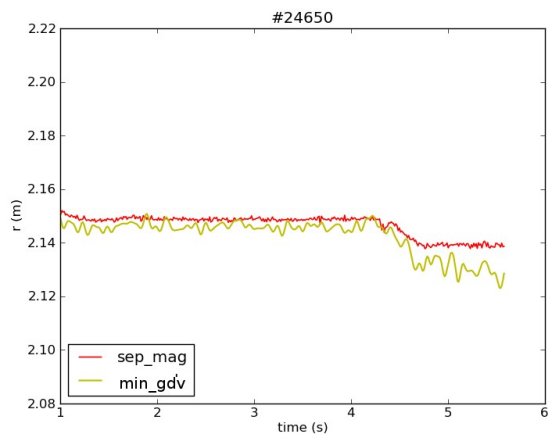
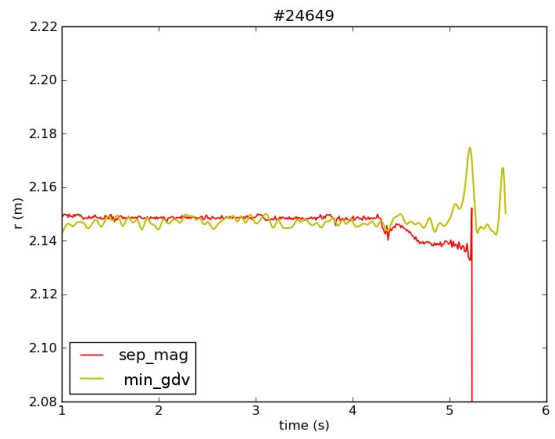
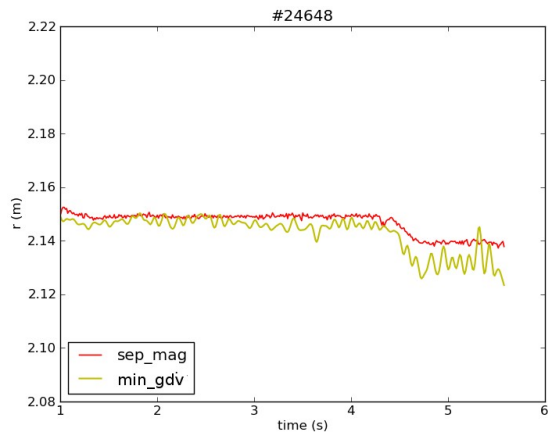
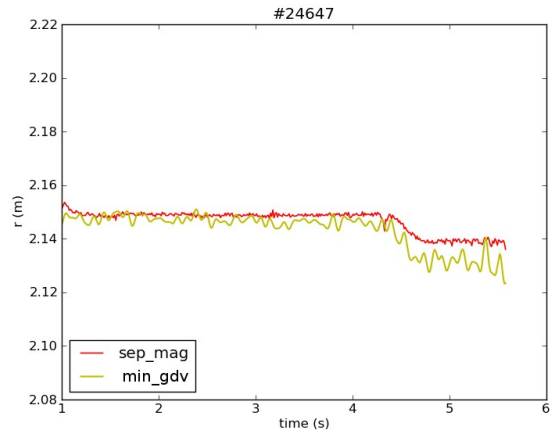
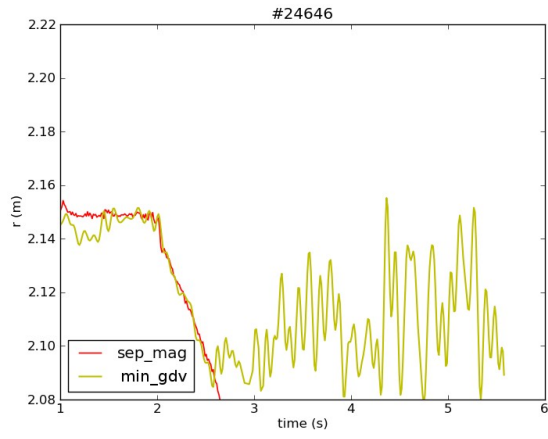
Para se estudar a validade deste marcador da separatriz, fez-se a comparação entre os dados de vários disparos. Em todos eles, pode-se ver que a evolução da posição do mínimo da variância se encontra em torno da posição da separatriz.

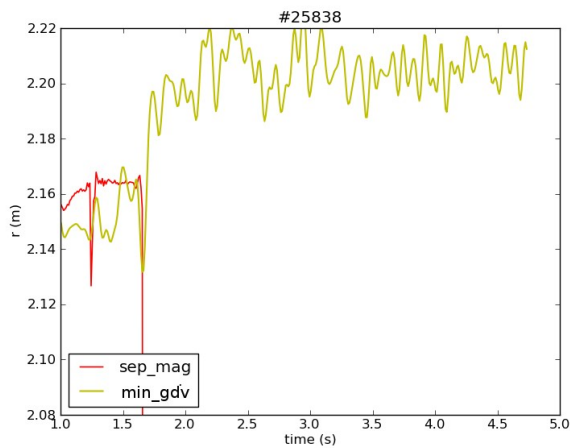
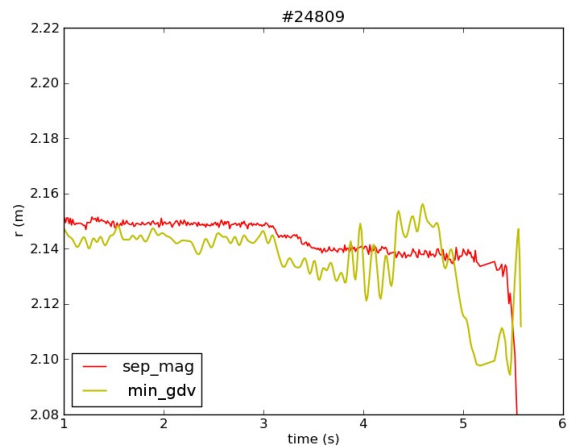
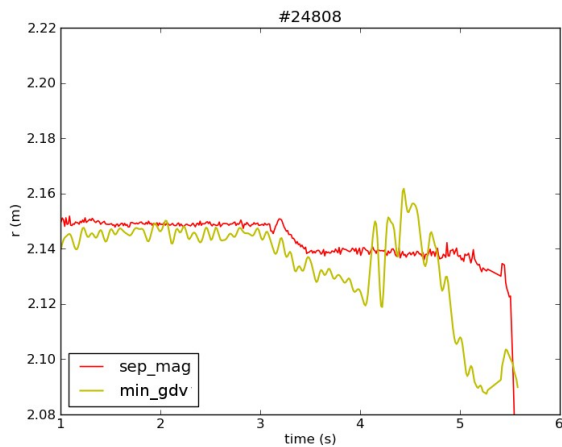
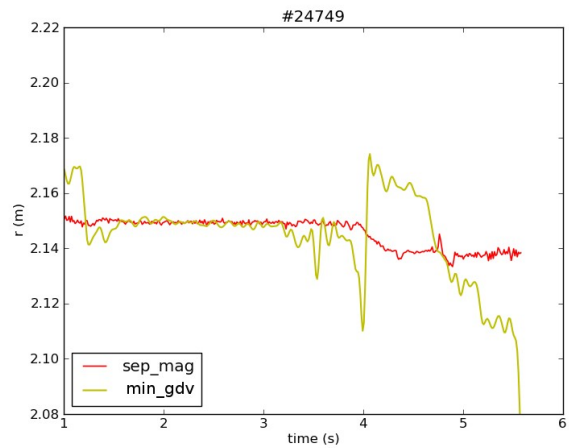
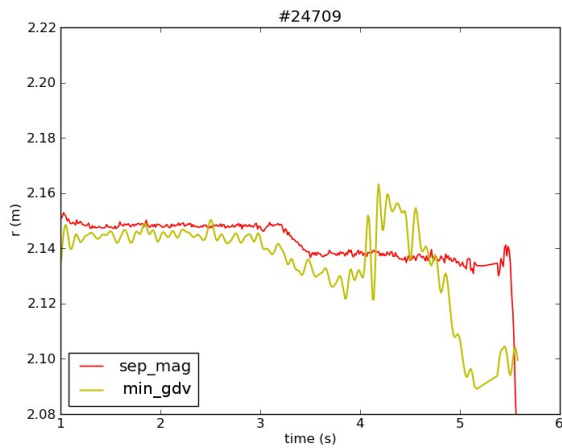
Os resultados desta comparação encontram-se a seguir, e utilizam dados de disparos



em modo H (19048, 19701 e 15555, onde o 19048 apresenta inúmeros ELMs ao longo do disparo), disparos com plasma de geometria circular, ou seja, sem uso do divisor (23829), disparos com transição do modo L para o modo H e retorno ao modo L (24749, 24750 e 24751) e os demais em modo L.







Os gráficos mostram que, durante a maior parte do tempo de cada disparo, o mínimo da variância se encontra próximo da posição da separatriz. Isso indica uma possível relação entre esses fenômenos. Ao se estudar em que casos isso ocorre, e entender melhor o motivo para essa relação ocorrer, o cálculo do mínimo poderá vir a ser utilizado como uma medida da posição da separatriz, sem precisar do auxílio de diagnósticos externos ao da reflectometria.

No próximo capítulo testaremos com uma simulação esse possível método de obtenção da separatriz.

## **7. SIMULAÇÃO DA REFLECTOMETRIA**

### **7.1. INTRODUÇÃO**

De acordo com os resultados experimentais demonstrados nos capítulos anteriores, podemos constatar que há, de fato, um marcador da separatriz na variância do atraso de grupo. Ao usar os dados com o teste do espelho, experimento que não envolve o plasma, podemos ver que este mínimo da variância só ocorre quando existe plasma.

Dado que a função de transferência entre flutuações no plasma e os resultados obtidos pela reflectometria, em particular a variância, envolve muitos fatores que dificultam uma representação analítica (desde efeitos relacionados com a montagem do hardware e software do diagnóstico até a própria física do plasma), foi realizado um estudo de simulação numérica para testar se os resultados experimentais indicam os efeitos relacionados com a turbulência.

O cálculo foi realizado aplicando a simulação de onda completa em duas dimensões no software REFMUL desenvolvido por Felipe Silva (SILVA, 2007), utilizando a técnica de FDTD, sigla de *Finite Differencial Time Domain*. O plasma foi simulado por Tiago Ribeiro, utilizando o método GEMR (*Gyrofluid ElectroMagnetic*, com geometria global radial) (SCOTT, 2005).

De posse desses perfis foi possível simular o diagnóstico de reflectometria, obter o *raw data* e o espectrograma deste sinal, e, por fim, a variância do atraso de grupo. Neste capítulo será explicado como esta simulação foi realizada, como foram gerados os perfis de densidade simulados, e os resultados desta simulação.

### **7.2. SIMULAÇÃO COM FDTD**

A simulação de ondas eletromagnéticas em meios dielétricos consiste no cálculo iterativo das equações de Maxwell:

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
\nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}
\end{aligned} \tag{7.1}$$

Uma simulação em duas dimensões utiliza uma parte destes campos. Por exemplo, num sistema com componentes de campos  $E_z$ ,  $B_x$  e  $B_y$  obtemos as seguintes relações a partir das equações 7.1:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) - \frac{1}{\epsilon_0} J_z \\
\frac{\partial B_x}{\partial t} &= -\frac{\partial E_z}{\partial y} \\
\frac{\partial B_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial x} \\
\frac{dJ_z}{dt} &= \frac{e^2}{m_e} n_e E_z,
\end{aligned} \tag{7.2}$$

onde também foi acrescentada uma relação derivada da equação de movimento dos elétrons. Uma grade de simulação para este sistema, na técnica FDTD, consiste em deslocar a grade do campo magnético com relação à grade do campo elétrico, de modo que um ponto do campo magnético esteja no meio de dois pontos do campo elétrico (Figura 7.1)<sup>13</sup> (YEE, 1966).

---

<sup>13</sup> Todos os eixos das ordenadas referenciados como 'i', neste capítulo, correspondem à posições no sentido horizontal na grade de simulação.

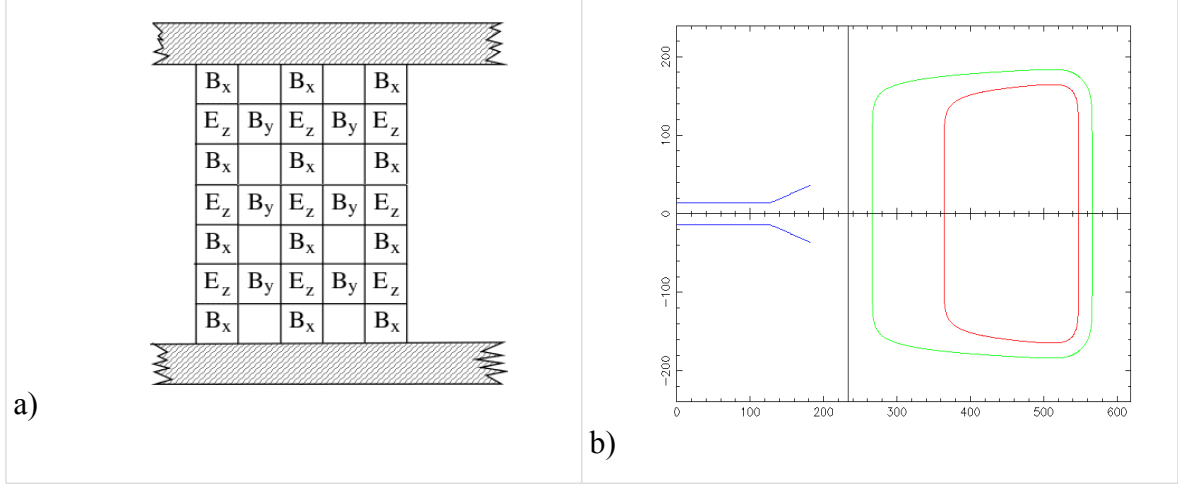


Figura 7.1: a) Trecho da grade de simulação no FDTD, mostrando a posição relativa entre os pontos do campo magnético e do campo elétrico, dentro do guia de ondas. b) Grade de simulação mostrando a posição da antena relativa à posição do plasma.

A FDTD, de acordo com a própria definição de *Finite Differential Time Domain*, leva este nome por utilizar derivadas finitas no domínio do tempo (e não no de frequências). Como exemplo, podemos citar uma derivada central no eixo x, onde temos<sup>14</sup>:

$$\frac{\partial G(x, y, t)}{\partial x} = \frac{G(x + \frac{\Delta x}{2}, y, t) - G(x - \frac{\Delta x}{2}, y, t)}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2] \quad (7.3)$$

Deste modo, aplicando essa aproximação às equações de Maxwell, obtemos as equações para a FDTD:

$$\begin{aligned} E_z^{n+1/2}(i, j) &= E_z^{n-1/2}(i, j) + \\ &+ \frac{\Delta t}{\mu_0 \epsilon_0 \Delta y} [B_y^n(i+1/2, j) - B_y^n(i-1/2, j)] + \\ &- \frac{\Delta t}{\mu_0 \epsilon_0 \Delta x} [B_x^n(i, j+1/2) - B_x^n(i, j-1/2)] + \\ &- \frac{\Delta t}{\epsilon_0} J_z^n(i, j), \\ B_x^{n+1}(i, j+1/2) &= B_x^n(i, j+1/2) + \\ &- \frac{\Delta t}{\Delta y} [E_z^{n+1/2}(i, j+1) - E_z^{n+1/2}(i, j-1)] \end{aligned}$$

<sup>14</sup> Para obter esta relação, pode-se fazer a expansão em série de Taylor ao redor de x (TAFLOVE, 2005).

e

$$\begin{aligned}
 B_y^{n+1}(i+1/2) &= B_y^n(i+1/2, j) + \\
 &+ \frac{\Delta t}{\Delta y} [E_z^{n+1/2}(i+1, j) - E_z^{n+1/2}(i-1, j)] \\
 J_z^{n+1}(i, j) &= J_z^n(i, j) + \frac{\Delta t e^2}{m_e} n_e^n(i, j) E_z^{n+1/2}(i, j)
 \end{aligned} \tag{7.4}$$

onde a informação sobre a densidade eletrônica do meio aparece pelo parâmetro  $n_e^n$ . Elementos metálicos, como antenas, podem ser representados multiplicando-se o campo elétrico perpendicular a eles por zero.

Para a simulação do diagnóstico da reflectometria, será utilizado uma grade com o formato mostrado na Figura 7.1.b. O seu espaçamento e o tempo entre cada iteração estão relacionados com o tipo de onda que se deseja propagar. Esses valores têm que ser escolhidos de forma a poder simular todas as frequências e comprimentos de onda e o tamanho dos objetos contidos na grade. No caso de varrimento de frequências, usa-se o menor período e menor comprimento de onda para se definir a duração e distância de cada passo da grade:

$$\begin{aligned}
 \Delta x &= \frac{\lambda}{20} \\
 \Delta t &= \frac{T}{20} = \frac{1}{f * 20}
 \end{aligned} \tag{7.5}$$

Com isto, antes de introduzir o plasma, é necessário especificar dois itens essenciais para a simulação: a fonte geradora de ondas e as condições de contorno.

### 7.2.1. Fonte das ondas na antena e UTS

As ondas são criadas no campo elétrico e se propagam através das equações da FDTD nos demais campos. É possível escolher se a onda será um seno ou cosseno, e a frequência modulada varia de um valor inicial  $F_1$  até um valor  $F_2$ , linearmente no tempo, como descrito pela equação (2.13). É necessário também uma inicialização na amplitude, pois, para reduzir erros de propagação, a amplitude da onda precisa aumentar gradativamente a partir de zero. Na Figura 7.2 pode-se ver essa inicialização. O varrimento



de frequências ocorre a partir de uma determinada iteração.

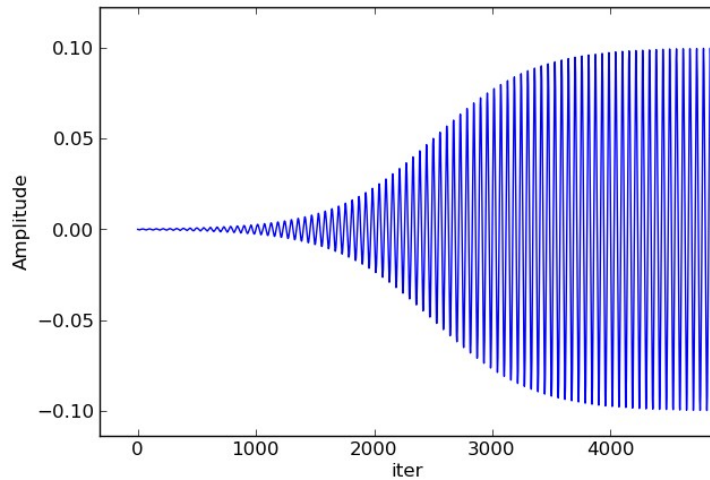


Figura 7.2: Inicialização do sinal gerado para a simulação no REFMUL. O eixo  $x$  corresponde ao número de iterações.

A fonte é pontual e localizada, no meio do eixo vertical do interior da antena. O sinal gerado no campo  $E_z$  é escrito em um arquivo para ser usado como referência.

A UTS (*unidirectional transparent source*) é uma técnica desenvolvida durante o trabalho de doutorado do Filipe Silva (SILVA, 2007) para fazer com que a onda gerada pela fonte só se propague em uma direção e serve também para que qualquer outra onda de diferente origem possa passar inalterada por esta fonte. No presente trabalho, este método foi utilizado para desacoplar o sinal de referência do sinal refletido pelo plasma, o que faz com que o sinal gerado seja enviado somente na direção do plasma (e não para trás), e, no caso da grade mostrada na Figura 7.1, somente o sinal refletido passe à esquerda da fonte (SILVA, 2005).

O valor do sinal refletido que se encontra um ponto à esquerda da fonte também é escrito num arquivo, de forma que, junto com o sinal de referência, possa ser usado para se criar o raw data (pela multiplicação de um pelo outro).

### 7.2.2. Condições de contorno (PML)

As condições de contorno são um item importante na simulação de propagação de ondas eletromagnéticas. O método utilizado para especificar as condições de contorno é chamado de PML, *Perfectly Matched Layer* (BERENGER, 1994). Neste procedimento,

onde as bordas da grade são compostas de camadas de permissividade elétrica que variam conforme a distância, o campo elétrico é decomposto em duas componentes, e cada componente vai interagir de forma diferente dependendo da parede da grade ( $E_z = E_{zx} + E_{zy}$  na PML).

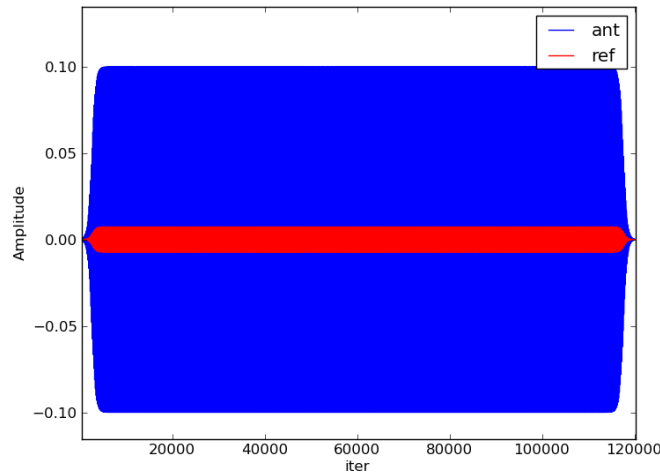
A título de exemplo, podemos expressar isto de acordo com a equação (7.6),

$$\sigma(\rho) = \sigma_m \left( \frac{\rho}{\delta} \right)^n, \quad (7.6)$$

onde  $\sigma$  é a condutividade elétrica para uma determinada camada,  $\sigma_m$  a condutividade máxima,  $\rho$  é a distância a partir do início da camada da PML e  $\delta$  é o tamanho total da camada e  $n$  um parâmetro.

Esta condição faz com que a onda seja atenuada a cada camada, impedindo sua reflexão. Uma distância comum é iniciar a condição de contorno a 26 pontos dos limites da grade.

Com todos estes dados sobre a simulação, pode-se fazer um teste sem plasma para se confirmar que nenhuma onda é refletida pelas bordas, e que a UTS está funcionando adequadamente. O resultado está demonstrado na Figura 7.3.



*Figura 7.3: Sinal de referência gerado na antena (ant) e sinal retornado (ref) em uma simulação sem plasma.*

Pode-se ver que existe uma sinal residual, mas de amplitude muito menor do que a

onda gerada. Assim, com esta confirmação e que a UTS e a PML estão funcionando, podemos passar à simulação com plasma. Para obtermos resultados mais próximos de um experimento real, foi necessário utilizar um plasma com turbulência, conforme descrito na próxima seção.

### **7.3. SIMULAÇÃO DO PLASMA COM TURBULÊNCIA**

Uma das suposições utilizadas pela reflectometria é que o plasma está estático enquanto se faz um *varrimento*, e, na simulação de um deles, o mesmo princípio do plasma estático é empregado ao longo de toda a simulação.

Para escolher um formato de plasma para a simulação, uma das possibilidades do REFMUL é criar um plasma com alongação definido, e acrescentar ilhas ou turbulência gaussiana. Entretanto, como o objetivo é comparar a turbulência entre regiões dentro e fora da separatriz para um plasma similar ao do ASDEX Upgrade, um modelo mais realista se fez necessário. Isto foi obtido com o trabalho realizado por Tiago Ribeiro e outros, utilizando o modelo GEMR (SCOTT, 2005, RIBEIRO, 2005 e RIBEIRO, 2008), conforme descrito a seguir.

As flutuações da densidade são criadas através de um modelo tridimensional de girofluido magnético. Este modelo é derivado dos seis primeiros momentos das equações girocinéticas que descrevem a evolução de parâmetros do plasma, como a densidade, velocidades paralelas, temperatura paralela e perpendicular e seus respectivos fluxos de calor para todas as espécies do plasma (íons, elétrons e átomos neutros).

Para se ter um sistema fechado, usando um tratamento consistente da conservação de energia, são necessárias também equações para os campos, nomeadamente a polarização girocinética para o potencial eletrostático e a lei de Ampère para o vetor paralelo do potencial magnético. O fato de todo o perfil ser simulado (e não apenas as flutuações) faz com que um desvio dinâmico de Shafranov e uma correção ao campo de estrição magnético sejam calculados e tratados dentro do modelo.

As coordenadas utilizadas estão alinhadas com os campos. Elas não são ortogonais, mas permitem um aumento da eficiência computacional para plasmas confinados em

geometria toroidal, que apresentam uma forte anisotropia espacial entre a direção ao longo do campo magnético e o plano perpendicular a ele (coordenadas de Hamada, que corresponde a coordenadas de Boozer com Jacobiano igual a 1, cf. BOOZER, 1981, BOOZER, 1983). A escolha é feita de modo que uma coordenada ( $s$ ) esteja alinhada com o campo magnético, e as restantes ( $x$  e  $y$ ) fiquem perpendiculares à mesma, Assim, somente uma componente contravariante do campo magnético é finita ( $\mathbf{B} \cdot \nabla_s = B_s$ ), e as restantes são nulas ( $\mathbf{B} \cdot \nabla_x = \mathbf{B} \cdot \nabla_y = 0$ ).

Desta maneira, a simulação se reduz ao cálculo em um equilíbrio magnético circular com parâmetros de plasma típicos de uma descarga de modo L do AUG:

$$\begin{aligned} T_i = T_e = 100 \text{ eV}, & \quad n_i = n_e = 2,0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \\ M_D = 3670 m_e, & \quad Z_{eff} = 2, \quad B = 2,0 \text{ T}, \quad q = 3,5 \\ R = 1,65 \text{ m}, & \quad a = 0,5 \text{ m}, \quad L_T = L_n / 2 = 3,5 \text{ cm} \end{aligned} \quad (7.7)$$

No sentido radial estão incluídos ambas regiões *borda* e *camada de raspagem* (SOL), e a separatriz, que, devido ao fato de não ter sido criada com o auxílio de um divisor, é chamada neste modelo de *lcfs* (*last closed flux surface*, ou última superfície de fluxo fechada).

Em intervalos regulares de tempo durante a simulação ( $0,933\mu\text{s}$ ), foram escritas secções dos perfis de densidade. Estes perfis estavam escritos nessas coordenadas não ortogonais e tiveram que ser transcritos para uma grade cartesiana para serem usados no REFMUL. Pode-se ver na Figura 7.4 uma secção da densidade para o HFS e um corte na horizontal para mostrar um perfil de densidade.

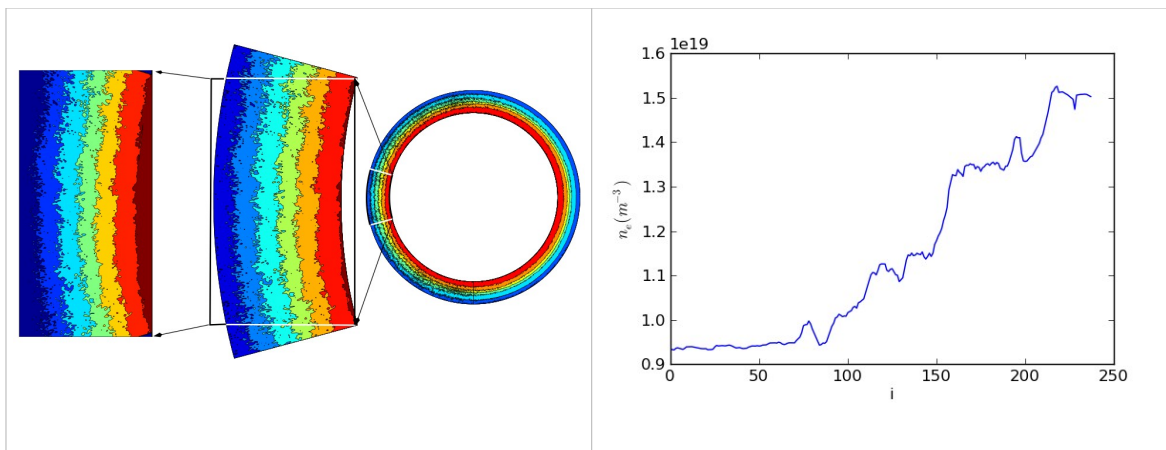


Figura 7.4: À esquerda, gráfico de contorno para uma seção poloidal de um instante da simulação GEMR, e sua conversão para coordenadas cartesianas. À direita, perfil radial de densidade de uma seção horizontal, extraída de uma seção poloidal.

A densidade simulada não pode começar do zero, e este degrau entre a densidade nula (vácuo) e a primeira densidade do perfil causa reflexões quando usado o modo O de propagação. Para diminuir este efeito, se fez necessário usar alguma inicialização para o plasma, que será descrita na próxima seção.

## 7.4. PARÂMETROS DA SIMULAÇÃO

De acordo com o que já foi mencionado, a simulação foi realizada no software REFMUL. Este programa, desenvolvido desde meados dos anos 2000, é capaz de realizar simulações de ondas em modo O (o modo X é feito no REFMULX)<sup>15</sup>.

Para analisar a variância do atraso de grupo, foi utilizado o varrimento de frequências entre valores que coincidissem com os perfis de densidade simulados, correspondendo à faixa de 28 a 35 GHz (aproximadamente densidades de  $0,97 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  a  $1,52 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ). A grade de simulação foi feita com 476 e 620 pontos no eixo horizontal e vertical, respectivamente, com o espaço entre pontos de  $3,75 \times 10^{-04} \text{m}$ . Cada iteração corresponde a  $6.25 \times 10^{-13} \text{s}$ , com a simulação com 120 mil iterações. O varrimento de frequências do sinal gerado se inicia na iteração 20 mil e é feito até a iteração 100 mil.

<sup>15</sup> O funcionamento e características do REFMUL podem ser vistos em detalhe em SILVA, 2007.

#### **7.4.1. Inicialização do perfil médio**

Dados todos estes parâmetros citados nas seções anteriores, pode-se realizar a simulação. Contudo, o degrau faz com que o plasma tenha uma transição abrupta para alta densidade, e isto faz a onda refletir quando entra no plasma e quando retorna, conforme mostrado na Figura 7.5.a e c, modificando os resultados de maneira não realista. Por isso é preciso efetuar uma inicialização do perfil de densidade.

Neste estudo, para efeitos de teste da inicialização, é conveniente retirar os efeitos de turbulência, pois os efeitos da inicialização podem alterar os resultados; assim buscou-se isolar os efeitos somente da inicialização. Desta forma, foi realizado um teste sobre um perfil médio, criado sobre a média de todos os perfis simulados. O método escolhido foi a inicialização linear. A comparação entre o resultado do sinal de batimento com e sem inicialização, obtidos da simulação, pode ser vista na Figura 7.5.

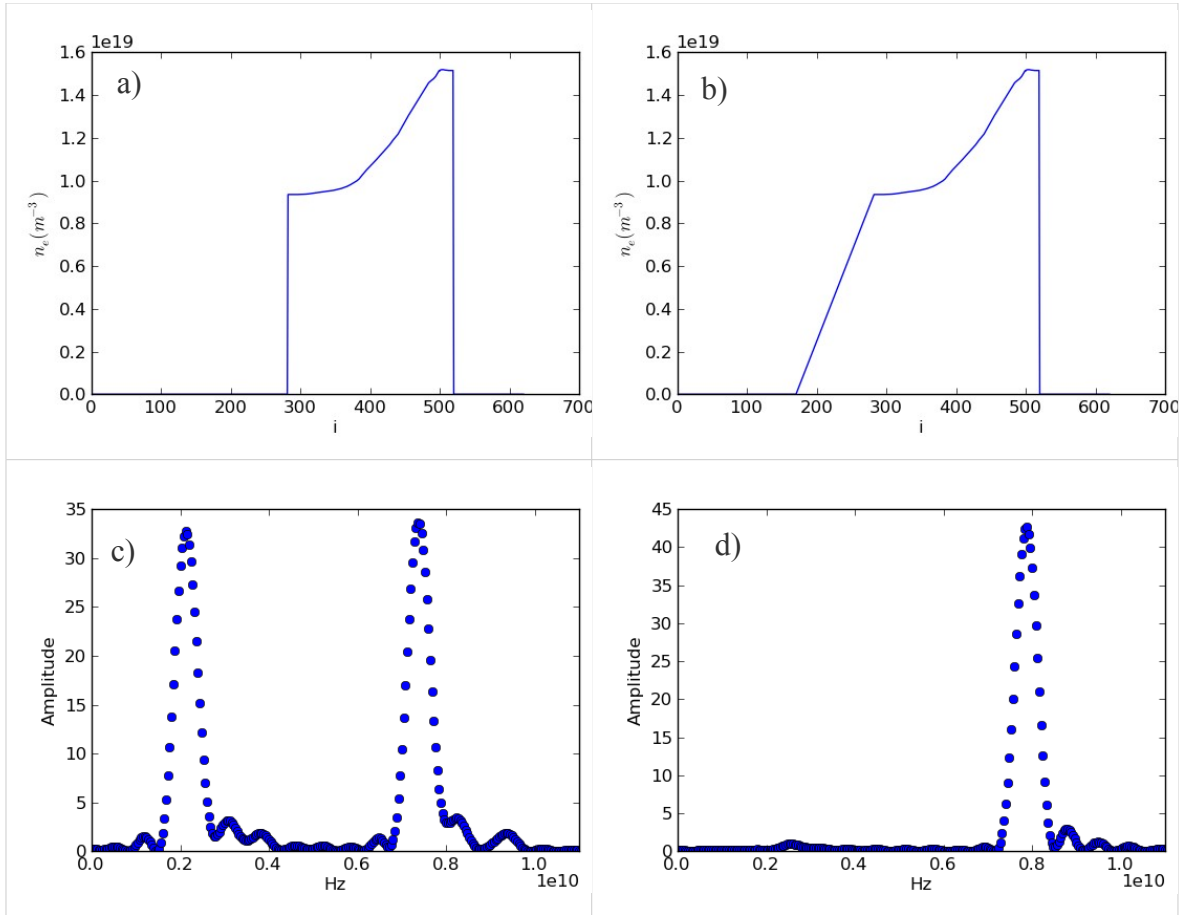


Figura 7.5: a) Corte horizontal do perfil de densidade médio, com degrau (eixo horizontal são posições no eixo  $x$  da grade de simulação); b) Mesmo corte que a, mas com uma inicialização linear; c) Transformada de Fourier do sinal de batimento da simulação para o perfil mostrado em a; d) TF para o sinal obtido com o perfil b.

De acordo com o que vemos através das demonstrações gráficas, a primeira reflexão desaparece se a inicialização for inserida, ou seja, a reflexão que ocorre no degrau é anulada.

Mas, independente da forma de inicialização utilizada, pode-se estar introduzindo erros ou alterações nos resultados. Sendo assim, para certificarmos a fidelidade do resultado, é preciso também um outro método para utilizar os perfis e turbulência simulados, método este desenvolvido durante a realização deste trabalho.

#### 7.4.2. Perfis lineares com turbulência

Devido aos possíveis erros introduzidos na inicialização do perfil, para estudar os

efeitos da turbulência sobre a variância, optou-se por usar somente a turbulência simulada com o auxílio de um perfil radial linear.

Este perfil linear foi criado com a mesma inclinação do perfil simulado ( $n_e = a*x$ ), na região de varrimento de frequências, e utilizado para a simulação. Seu espectrograma e variância dos sinais de *raw data* simulados estão na Figura 7.6.

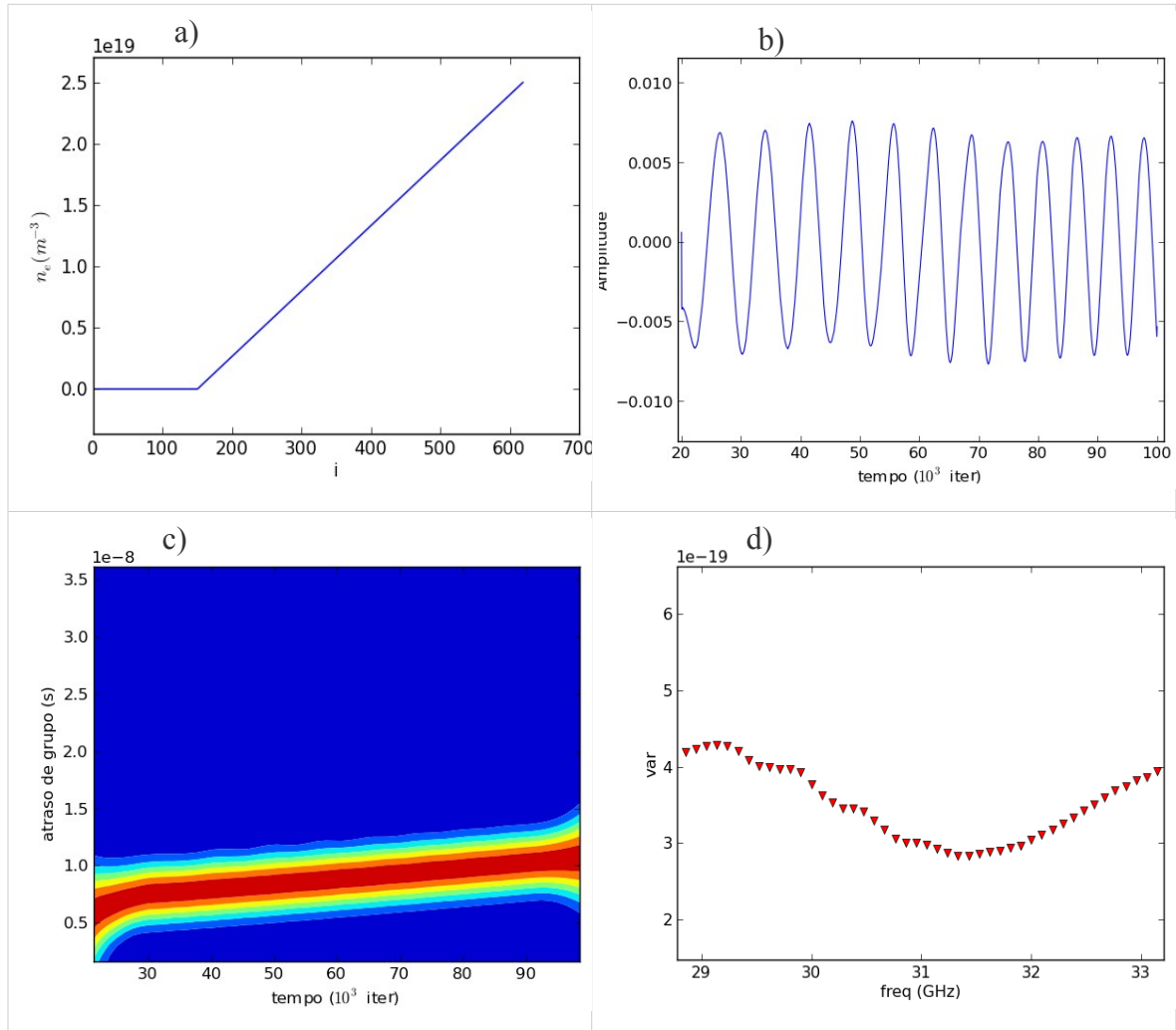


Figura 7.6: a) Perfil radial linear de densidade; d) Variância do sinal de batimento. b) sinal de batimento obtido da simulação com o perfil a; c) espectrograma do sinal de batimento b.

A partir do espectrograma, podemos obter a frequência de batimento, que também pode ser alcançada analiticamente pela equação (2.7) e (2.3) a partir do perfil linear:



$$\phi = \frac{8\pi k}{3ac} F^3 = \frac{8\pi k}{3ac} (bt)^3$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{8\pi b k}{ac} F^2$$
(7.8)

onde  $k$  é constante entre o quadrado da frequência e a densidade (equação 2.6),  $c$  a velocidade da luz, e  $F$ , a frequência de varrimento, é dada por  $F=b*t$ .

Como podemos ver na Figura 7.7, a simulação apresenta resultados muito próximos dos resultados esperados pela equação (7.2). Isto reforça ainda mais a validade e confiabilidade dos resultados da simulação.

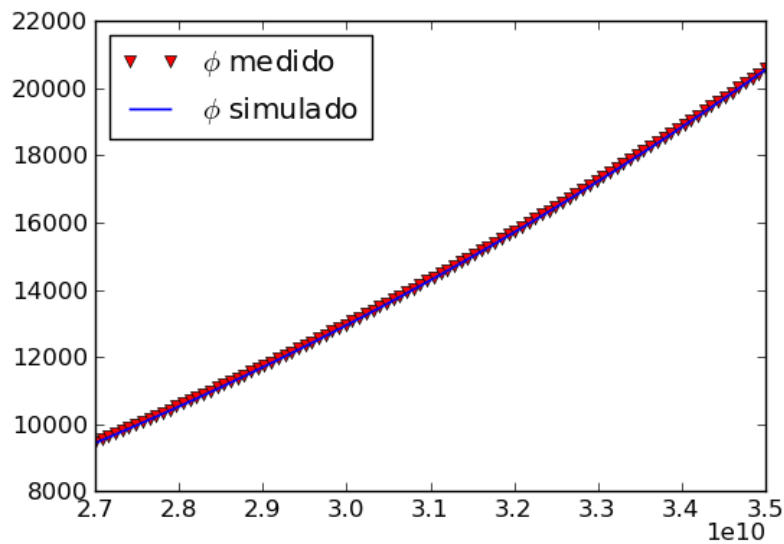


Figura 7.7: Fase extraída da simulação de um perfil linear (à direita), e a fase calculada analiticamente para o mesmo perfil (à esquerda).

Dada a impossibilidade de utilizar o perfil obtido pelo GEMR devido ao degrau de densidade, temos de usar a turbulência de uma forma diferente. Desta maneira, como o foco é o estudo da turbulência, conseguimos obtê-la separadamente, subtraindo um perfil qualquer do perfil médio (como o exemplo na Figura 7.8).

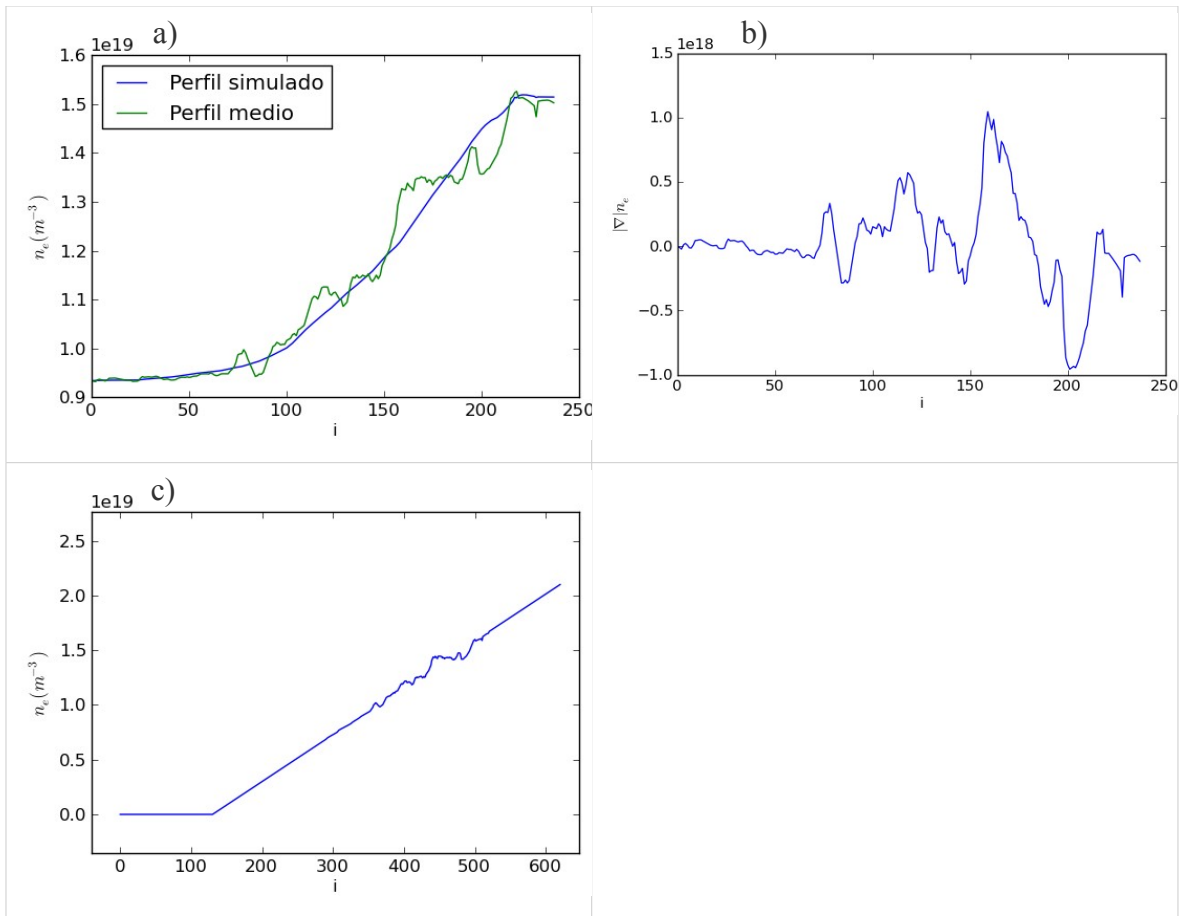


Figura 7.8: a) perfil simulado e média dos perfis; b) Somente a parte da turbulência está representada; c) O perfil radial linear de densidade somado à turbulência.

Este perfil de turbulência é adicionado ao perfil linear. Com isto, se obtém um perfil linear, inicializado no vácuo, com uma turbulência simulada, mas que é a mais próxima possível da turbulência real. Isto pode ser feito para qualquer perfil, entretanto, como aqui não se faz necessário mostrar todos os resultados, com os quatro representados na Figura 7.9, já podemos constatar o aparecimento de um mínimo de variância bastante pronunciado na maioria dos casos.

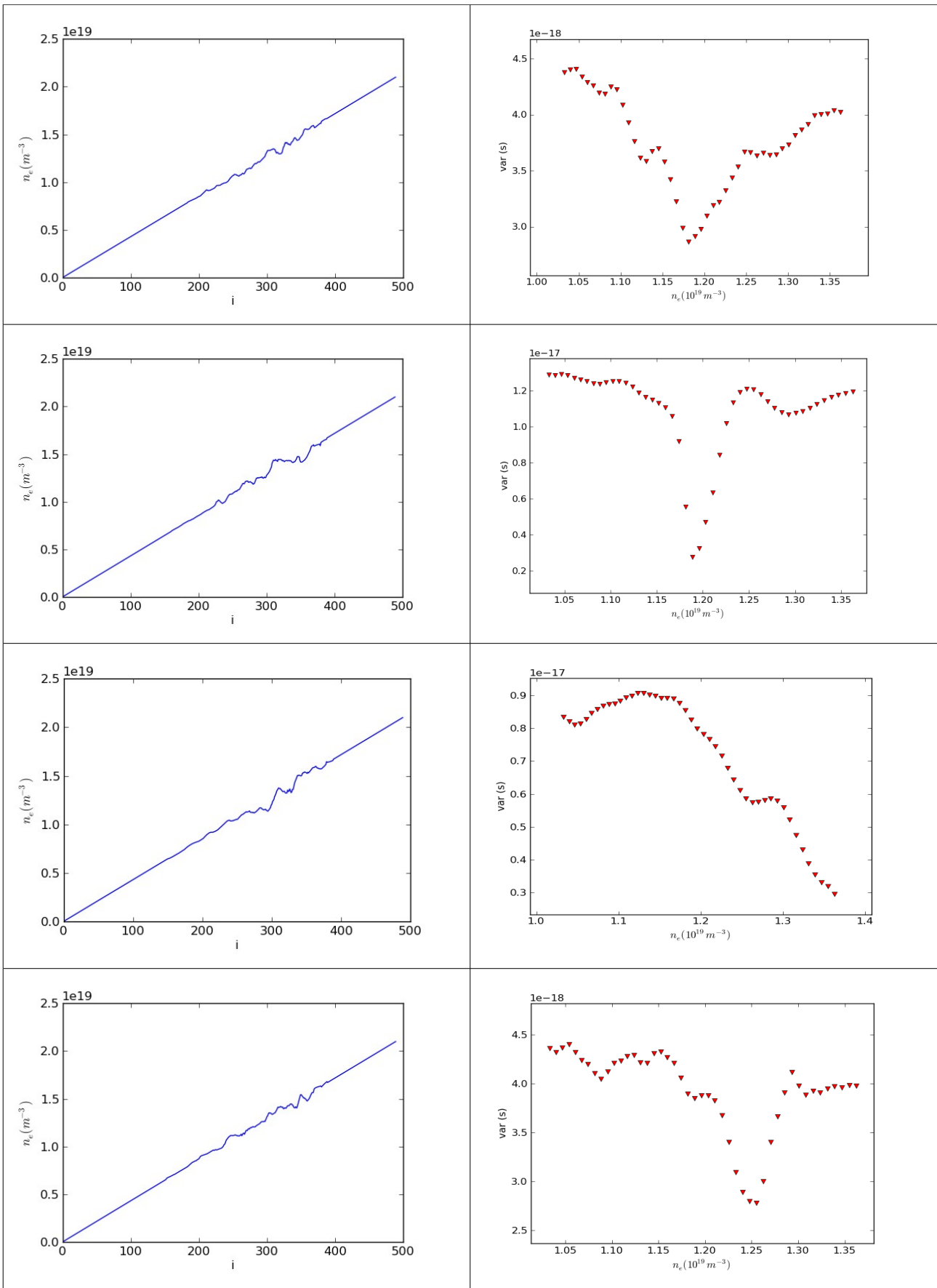


Figura 7.9: Perfil de densidade e variância do sinal de batimento obtido da simulação, para 4 perfis lineares com turbulência.

A partir desses gráficos, podemos ver que este mínimo da variância, saliente na maioria dos casos, estão próximos do ponto da *lcfs* (a separatriz, no caso de um plasma do AUG). No terceiro caso testado, por exemplo, o *lcfs* estava fora da frequência de varrimento. Por este motivo o mínimo não apareceu (este fenômeno também ocorre em dados experimentais).

Através da simulação com plasma bastante realista o mesmo fenômeno é observado. Assim, podemos dizer que estes resultados suportam as observações experimentais e sugerem que o mínimo da variância está associado à mudança do caráter de turbulência junto da separatriz magnética. Desta forma, também podemos concluir que o resultado experimental não se deu devido à alguma particularidade de software ou hardware daquele diagnóstico.

## 8. CONSIDERAÇÕES FINAIS

### 8.1. CONCLUSÕES

O diagnóstico da reflectometria, inicialmente utilizado para investigação da densidade da ionosfera, mostrou-se um método versátil para medir alguns parâmetros do plasma em tokamaks. Através desse método, por exemplo, pode-se realizar tanto o estudo das flutuações do plasma quanto recriar perfis radiais de densidade.

Esse diagnóstico baseia-se no tempo de voo da propagação das ondas eletromagnéticas no plasma. Para o modo ordinário de propagação, a onda é refletida em uma certa camada de densidade, sendo que esta camada de densidade é relacionada com a frequência da onda que está sendo emitida (cf. Equação 2.6).

Neste trabalho foi utilizado o diagnóstico da reflectometria de varrimento de frequência, usado normalmente para se obter o perfil radial de densidade próximo à borda do plasma. O varrimento é feito em um curto período de tempo, 25  $\mu$ s, e o sinal refletido é misturado com um sinal de referência do sinal enviado. Do sinal misturado (sinal de batimento) é extraída a frequência de batimento, que leva ao atraso de grupo, do qual se obtém a posição da densidade correspondente à frequência de onda enviada em um determinado instante. Desse modo, tem-se o perfil radial de densidade para aquele varrimento.

Uma nova aplicação para a reflectometria de varrimento de frequências abriu uma outra possibilidade de se obter a posição da separatriz, uma medida usualmente feita através de diagnósticos de sondas magnéticas para medição do campo magnético no plasma. Este novo diagnóstico, o Real Time Plasma Position, está instalado atualmente no ASDEX Upgrade e se encontra em fase de testes.

Esse diagnóstico utiliza uma relação entre a densidade média do plasma e a densidade na separatriz para obter a posição desta última. Neste trabalho, testamos esta relação para diversos regimes de confinamento, e foi mostrado que o mesmo é eficaz para o modo H, mas para outros tipos de regime (ou mesmo versões modificadas dos já existentes), essa relação pode não ser correta. Desta maneira, um outro método se fez

necessário para se obter a posição da separatriz pela reflectometria, o que motivou o estudo das flutuações do plasma.

No que diz respeito às flutuações, anteriormente eram usados métodos de filtragem para minimizar seus efeitos, pois estas afetam a reconstrução do perfil de densidade. Entretanto, cada região do plasma tem um regime de turbulência diferente, e a caracterização desses regimes pôde ser feita pela reflectometria de varrimento de frequência.

Assim, buscou-se caracterizar as regiões da borda e da camada de raspagem, pois a separatriz estaria entre estas regiões. E, com isto, para analisar as flutuações do plasma, foi calculada a variância do espectrograma do sinal de batimento. Essa grandeza é uma forma de medir as flutuações do atraso de grupo, que estão relacionadas com as flutuações do plasma e apresentam diferença de comportamento nestas regiões, indicando uma mudança no regime de turbulência.

Uma análise da variância foi feita para diferentes regimes de confinamento, ao longo de vários momentos de cada disparo. A transição de uma região para outra, especialmente a região em torno da separatriz, apresentou um interessante fenômeno, que é a existência de um mínimo na variância. E, como essa variância é calculada em função da frequência, pôde-se relacioná-la a uma posição do plasma, de modo que a posição do mínimo pôde ser computada.

Ao se analisar este mínimo da variância, foram observadas algumas condições onde ele não pode ser observado, como quando a turbulência é muito alta (por exemplo, durante ELMs), ou se a densidade total do plasma for muito baixa. Sua localização durante os varrimentos sofre oscilações, e são maiores do que a oscilação da posição da separatriz dada pelo diagnóstico magnético. Porém, mesmo com essas oscilações, na maioria dos disparos, a concordância entre a posição do mínimo da variância e a posição da separatriz tem diferença menor do que meio centímetro.

Para testar se os resultados obtidos são independentes do diagnóstico, dois testes foram realizados. Em um deles, foi calculada a variância do sinal obtido durante testes (na ausência de plasma), com espelhos posicionados na frente das antenas. Neste caso a variância não apresentou um mínimo, e, para todas as frequências, os valores dessa grandeza foram bem menores do que nos resultados quando há plasma.

O outro teste foi feito com a simulação da propagação de ondas eletromagnéticas em um plasma com características de turbulência próximas da real, especialmente na diferença de regime de turbulência entre as regiões da separatriz, borda e camada de raspagem. A simulação foi realizada no programa REFMUL (que utiliza o método FDTD), com as turbulências simuladas aplicadas sobre um perfil linear. Os resultados mostram a existência de um mínimo na região da separatriz, o que indica que este marcador (o mínimo da variância) é uma medida relacionada com o comportamento e características do plasma, e não com alguma configuração experimental em particular.

Desta forma, o estudo realizado sobre as flutuações do plasma mostrou que a variância do sinal de varrimento proporciona um indicador não magnético da posição separatriz magnética para diversos regimes de operação do tokamak (por enquanto testado no ASDEX Upgrade): H, L, transição L-H e plasmas circulares.

Apesar de, por enquanto, não existir uma relação de transferência entre a turbulência e a variância do atraso de grupo, este indicador poderá vir a constituir um valioso instrumento, contribuindo para a reconstrução (ou validação) do equilíbrio magnético, em especial em cenários de operação em que o campo magnético é mais complexo, como, por exemplo, nos regimes de modo L aprimorado.

Outro benefício de ordem prática é que este indicador de reflectometria pode vir a ser obtido em tempo real, o que daria mais uma contribuição importante para o estabelecimento dos regimes avançados de operação do tokamak ITER.

## **8.2. TRABALHOS FUTUROS**

Dos assuntos abordados neste trabalho, duas vertentes são possíveis para a continuidade da pesquisa, ambas ligadas à relação entre a variância do atraso de grupo e os regimes de turbulência e flutuações de densidade no plasma.

Relacionado ao aspecto da simulação, podemos estudar os espectros  $k$  (número de onda) da turbulência nos perfis de densidade simulados para cada região da borda do plasma. Um fator importante é utilizar os perfis simulados tal como foram criados, e não com aproximações de perfis lineares.

Seria de interesse também aprofundar as pesquisas para compreender a razão pela

qual a mudança de carácter de turbulência conduz a um mínimo da variância. Para tal, seria necessário introduzir na simulação os parâmetros e a geometria da antena de reflectometria de modo a investigar a sua seletividade dos espectros  $k$  da turbulência, dentro e fora da separatriz.

Um outro aspecto, igualmente importante, é ampliar o estudo experimental realizado a um conjunto maior de medidas, nos vários regimes da operação do tokamak, de modo a dispor de informações com valor estatístico que permitam inferir a robustez do mínimo da variância, como indicador da posição magnética. Esta é uma condição necessária para que este parâmetro possa vir a ser utilizado no ITER, em funções de controle, vitais para a operação do tokamak. Uma relação de transferência entre a turbulência e a variância, apesar de complexa, também é um objetivo da continuação desta pesquisa.



## APÊNDICE A: BANDAS DE RADIOFREQUÊNCIA

Dentro do espectro eletromagnético, a faixa que corresponde às frequências de rádio são aquelas com frequência menor do que 300 GHz (ou, equivalentemente, comprimento de onda maior do que aproximadamente 1mm). Estas faixas foram usadas inicialmente para telecomunicações, pois, ondas com mais de 300 GHz de frequência sofrem grande absorção na atmosfera terrestre, que é considerada praticamente opaca para esta faixa, voltando a ficar transparente somente na faixa do infravermelho e visível.

Para prevenir interferências e permitir um uso eficiente do espectro de rádio, serviços similares foram separados em bandas que também costumam utilizar os mesmos guias em canais de microondas. Por convenção, cada banda está separada do início da outra por faixas de  $10^n$  metros de comprimento de onda, ou, equivalentemente,  $3 \times 10^n$  Hz. Por exemplo, 30MHz (ou 10 m) separam a banda de ondas curtas da banda VHF. Apesar disso, não existe um padrão fixo para a divisão de bandas em guias de microondas, e a divisão exposta na Tabela 4 (abaixo) é somente um exemplo (extraída de MANNING, 2009).

<b>Banda</b>	<b>Faixa de Frequência (em GHz)</b>
L	1 to 2
S	2 to 4
C	4 to 8
X	8 to 12
Ku	12 to 18
K	18 to 26.5
Ka	26.5 to 40
Q	33 to 50
U	40 to 60
V	50 to 75
E	60 to 90
W	75 to 110
F	90 to 140
D	110 to 170

*Tabela 4: Divisão de frequências para bandas de guias de microondas.*

Para a reflectometria de microondas, o interesse encontra-se na faixa de densidades que se deseja sondar no plasma. Para o ASDEX Upgrade, a região de interesse é a borda do

plasma, com densidades que vão de  $2,5 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$  a  $2,5 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ . Utilizando o modo O, como descrito no Capítulo 2, pela equação 2.6:

$$n \approx 0.0124 f^2 \quad , \quad (1)$$

onde pode-se obter a faixa de frequências necessária para tal sondagem da densidade: de 14 GHz a 142 GHz, aproximadamente, e com isso tem-se as bandas K, Ka, Q, V e W (de 18 a 110 GHz) instaladas , cada qual com sua antena.

## APÊNDICE B: ESPALHAMENTO ESPECTRAL COM RELAÇÃO AO PONTO MÁXIMO

Conforme descrito na seção 6.2, a variância calcula o espalhamento espectral com relação ao ponto médio do espectro. Entretanto, outro método sugerido para medir o espalhamento do espectrograma é usar a equação (5.2) com relação à posição do pico primário (ou da frequência de batimento, no caso de medidas de plasma<sup>16</sup>), ao invés da média. Escrevendo de outra forma obtém-se:

$$Var = \frac{\int P_i (x_i - x_{max})^2 dx}{\int P_i dx} \quad (1)$$

Este método será designado daqui em diante por *variância relativa ao máximo* ( $var_{max}$ ), e o anterior de *variância relativa à média*.

### Comparação

Ambos métodos utilizam valores absolutos para medir as flutuações, pois podem ocorrer tanto para frequências maiores quanto menores do que a frequência de batimento. Na Tabela 5 é mostrada uma comparação entre os dois métodos, para os casos mostrados na Figura 5.1.

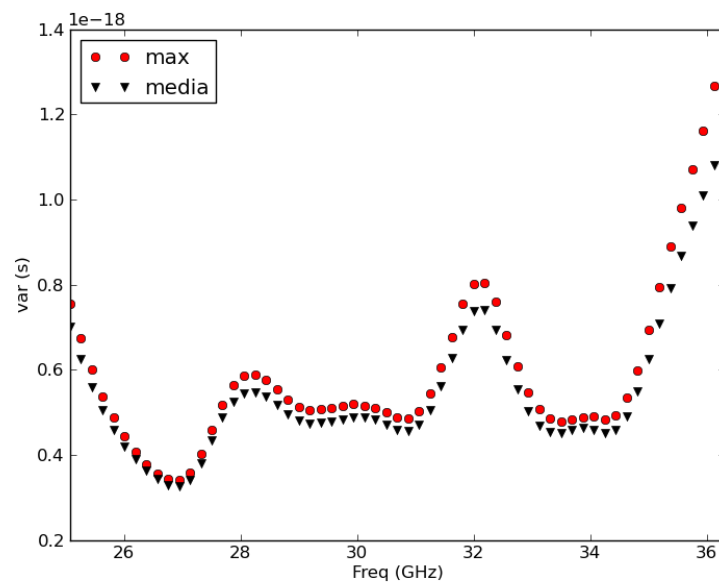
<i>Exemplos</i>	$var_{med}$	$var_{max}$
<i>Figura 5.1.a</i>	10881,4	21415
<i>Figura 5.1.b</i>	11364	16904,1
<i>Figura 5.1.c</i>	10974,4	19835,2
<i>Figura 5.1.d</i>	25097,1	25362,6

*Tabela 5: Comparação entre dois métodos de medição do espalhamento para os espectros representados na Figura 5.1.*

<sup>16</sup> Posição dada pelo best path, para evitar situações em que a maior potência do espectro está situada na frequência de batimento da flutuação.

Pode-se observar a diferença com o método anterior: o valor  $var_{max}$  aplica mais peso ao espalhamento causado pelas flutuações e não aumenta se o pico primário é alargado.

Na Figura B.1 estão representadas as curvas da variância em função da frequência de varrimento calculadas pelos dois métodos. Como a diferença entre um e outro não é grande, no texto foi utilizado somente a variância convencionalmente calculada.



## Bibliografia

- (ANDERSON, 1972) Anderson O.A., Furth H.P.. *Nuclear Fusion* (1972) **12**: p. 207.
- (ASDEX Upgrade, 2011) ASDEX Upgrade documentation:  
<https://www.aug.ipp.mpg.de/documentation/bin/view/Main/TOC>
- (BERENGER, 1994) Berenger J.. *Journal of Computational Physics* (1994) **114**: p. 185–200.
- (BHATNAGAR, 1989) Bhatnagar V.P., Taroni A., Ellis J.J., Jacquinot J., Start D.F.H.. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1989) **31**: p. 2111.
- (BITTENCOURT, 1990) Bittencourt J.A.. *Fundamentals of plasma physics*. . Springer, 1990.
- (BOOZER, 1981) Boozer A.H.. *Physics of Fluids* (1981) **24**: p. 1999.
- (BOOZER, 1983) Boozer A.H.. *Physics of Fluids* (1983) **26**: p. 5.
- (BUDDEN, 1966) Budden V.. *Reflection of waves in ionosphere*. . Cambridge, 1966.
- (CONWAY, 2006) Conway G.D.. *Nuclear Fusion* (2006) **46**: p. S665-S669.
- (COPPI, 1976) Coppi B., Galvão R., Pellat R., Rosenbluth M.N., Rutherford P.H.. *Soviet Journal of Plasma Physics* (1976) **2**: p. 533.
- (DENDY, 1993) . *Plasma physics: an introductory course*. Dendy RO (Ed.). Cambridge University Press, 1993.
- (FANACK, 1996) Fanack C., Bouchert I., Clairet F., Heuraux S., Leclert G., Zou X.L.. *Plasma Physics Control* (1996) **38**: pp. 1915-1930.
- (GIBSON, 1998) Gibson A.. *Physics of Plasmas* (1998) **5**: p. 1839.
- (GOEDBLOED, 2004) Goedbloed J.P.H.. *Principles of magnetohydrodynamics*. . Cambridge University Press, 2004.
- (GOLDSTON, 1984) Godlston R.J.. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1984) **26**: p. 87.
- (HARTFUSS, 1997) Hartfuss H.J., Geist T., Hirsch M.. *Plasma Physics Controlled Fusion* (1997) **39**: pp. 1693-1769.
- (IKEDA, 2007) Ikeda K.. *Nuclear Fusion* (2007) **47**: .
- (IPFN, 2011) : <http://www.ipfn.ist.utl.pt>
- (JET TEAM, 1992) JET Team. *Nuclear Fusion* (1992) **32**: p. 187.
- (JET, 2011) JET website: <http://www.jet.efda.org/jet/history-anniversaries/>

- (JET[2], 2011) (JET[2], 2011) : <http://www.jet.efda.org/focus-on/edge-localised-modes/elm-classification/>: <http://www.jet.efda.org/focus-on/edge-localised-modes/elm-classification/>
- (KADOMTSEV, 1984) Kadomtsev B.B.. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1984) **26**: p. 217.
- (KADOTA, 1980) Kadota K., Otsuka M., Fujita J.. *Nuclear Fusion* (1980) **20**: p. 209.
- (LAO, 1985) Lao L.L., St. John H., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W.. *Nuclear Fusion* (1985) **25**: p. 1611.
- (LEVINTON, 1990) Levinton F.M., Gammel G.M., Kaita R., Kugel H.W., Roberts D.W.. *Review of Scientific Instruments* (1990) **61**: pp. 2914-2919.
- (LOEVE, 1977) Loeve M.. *Probability theory*. . Springer-Verlag, 1977.
- (MANNING, 2009) Manning T.. *Microwave radio transmission design guide (artech house microwave library)*. . Artech House Publishers, 2009.
- (MAST, 2010) : [http://www.ccf.ac.uk/annual\\_reports.aspx](http://www.ccf.ac.uk/annual_reports.aspx)
- (MLYNEK, 2010) Mlynek A.. *Real time control of the plasma density profile on asdex upgrade*. Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2010.
- (PEETERS, 2007) Peeters A.G., Angioni C., Sips A.C.C., ASDEX Upgrade Team. *Nuclear Fusion* (2007) **47**: pp. 1341-1345.
- (PORTER, 1999) Porter G.D., Davies S., LaBombard B., Loarte A., McCormick K., Monk R., Shimada M., Sugihara M.. *Journal of Nuclear Materials* (1999) : p. 266-269:917-921.
- (PW, 2006) Pitts R., Buttery R., Pinches S.. *Physics World* (2006) : pp. 20-26.
- (RIBEIRO, 2005) Ribeiro T.T., Scott B.. *Plasma Physics Controlled Fusion* (2005) **47**: p. 1657.
- (RIBEIRO, 2008) Ribeiro T.T., Scott B.. *Plasma Physics Controlled Fusion* (2008) **50**: p. 055007.
- (RT LINUX, 2010) RT Linux kernel patch: [https://rt.wiki.kernel.org/index.php/Main\\_Page](https://rt.wiki.kernel.org/index.php/Main_Page)
- (RTAI, 2010) Projeto RTAI: <https://www.rtai.org/>
- (SANTOS, 1999) Santos J., Nunes F., Manso M., Nunes I.. *Review of Scientific Instruments* (1999) **70**: p. 521.
- (SANTOS, 2008) Santos J.. *Fast reconstruction of reflectometry density profiles on asdex upgrade for plasma position feedback purposes*. Instituto Superior Técnico, 2008.
- (SANTOS, 2011) Santos J., Zilker M., Guimarães L., Treutterer W., Amador C., Manso M.E. & ASDEX Upgrade Team. COTS Based High Data Throughput Acquisition System for a Real-Time Reflectometry Diagnostic. *no prelo*.

- (SCHNEIDER, 2000) Schneider W., McCarthy P.J., Lackner K., Grubera O., Behlera K., Martina P., Merkela R.. *Fusion Engineering and Design* (2000) **48**: pp. 127-134.
- (SCOTT, 2005) Scott B.. *Physic of Plasmas* (2005) **12**: p. 102307.
- (SHAFRANOV, 1973) Shafranov V.D., Zakharov L.E.. *Soviet Physics - Technical Physics* (1973) **18**: pp. 151-156.
- (SILVA, 1996) Silva A., Manso M.E., Cupido L., Albrecht M., Serra F., Varela P., Santos J., Vergamota S., Eusebio F., Fernandes J., Grossmann T., Kallenbach A., Kurzan B., Loureiro C., Meneses L., Nunes I., Silva F., Suttrop W.. *Review of Scientific Instruments* (1996) **67**: pp. 4138 - 4145 .
- (SILVA, 1999) Silva A., Cupido L., Manso M., Serra F., Nunes I., Santos J., Varela P., Vergamota S., Meneses L., Grossman V., Silva F., Loureiro C., Nunes F., Kurzan B., Suttrop W.. *Review of Scientific Instruments* (1999) **70**: pp. 1072-1075.
- (SILVA, 2005) Silva F., Heraux S., Hacquin S., Manso M.E.. *Journal of Computational Physics* (2005) **203**: pp. 467-492.
- (SILVA, 2006) Silva A.. *The asdex upgrade broadband microwave reflectometry system*. Instituto Superior Técnico, 2006.
- (SILVA, 2007) Silva F.. *Finite-difference time-domain simulation of reflectometry in fusion plasmas*. Instituto Superior Técnico, 2007.
- (SIMONET, 1985) Simonet F.. *Review of Scientific Instruments* (1985) **56**: pp. 664-669.
- (SOLTWISCH, 1986) Soltwisch H.. *Review of Scientific Instruments* (1986) **57**: pp. 1939-1944.
- (STANGEBY, 2000) Stangeby P.C.. *The plasma boundary of magnetic fusion devices*. . Institute of Physics Publishing, 2000.
- (TAFLOVE, 2005) Taflove A., Hagness S.C.. *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*. . Artech House Publishers, 2005.
- (VARELA, 1999) Varela P., Manso M., Nunes I., Santos J., Nunes F., Silva A., Silva F.. *Review of Scientific Instruments* (1999) **70**: p. 1060.
- (VARELA, 2002) Varela P.. *Automatic time-frequency analysis for plasma density profile evaluation from microwave reflectometry*. Instituto Superior Técnico, 2002.
- (VAYAKIS, 1997) Vayakis G.. *Fusion Engineering and Design* (1997) **34-35**: pp. 519-523.
- (WESSON, 1989) Wesson J.. *Tokamaks*. . Oxford Univ. Press, 1989.
- (XENOMAI, 2009) Projeto Xenomai: [http://www.xenomai.org/index.php/Main\\_Page](http://www.xenomai.org/index.php/Main_Page)
- (YEE, 1966) Yee K.. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* (1966) **14**: pp. 302-307.
- (YUSHIMANOV ET. AL., 1990) Yushmanov P.N., Takizuka T., Riedel K.S., Kardaun

O.J.W.F., Cordey J.G., Kaye S.M., Post D.E.. *Nuclear Fusion* (1990) **30**: .

( LAVIRON, 1996) Laviron C.,Donné A.J.H., Manso M.E., Sanchez J.. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1996) **38**: pp. 905-936.