

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

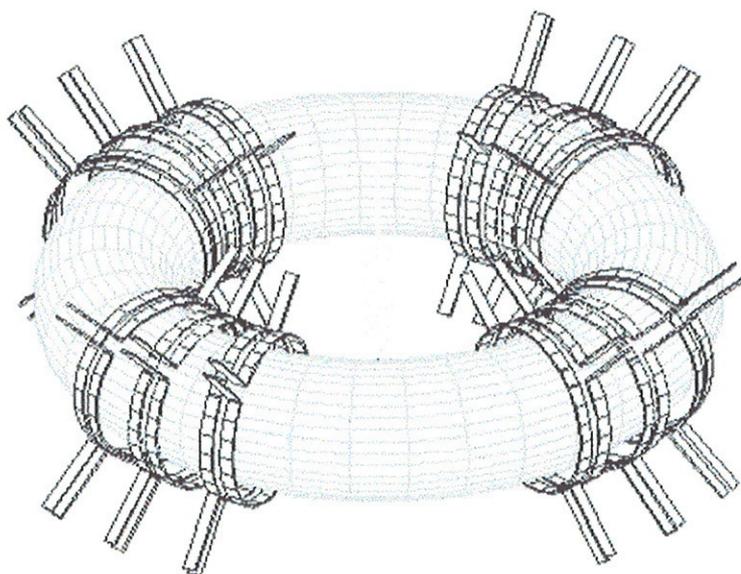
SBI-IFUSP



305M810T3890

# AQUECIMENTO DO PLASMA POR ONDAS DE ALFVÉN NO TOKAMAK TCABR

ERNESTO AUGUSTO LERCHE



SÃO PAULO  
2003

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3890 ex. 1

def. 08/09/03

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

## AQUECIMENTO DO PLASMA POR ONDAS DE ALFVÉN NO TOKAMAK TCABR

ERNESTO AUGUSTO LERCHE

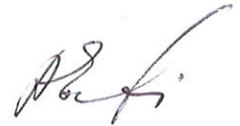
Tese apresentada ao Instituto de Física da  
Universidade de São Paulo para obtenção do  
título de Doutor em Ciências

Orientador : Prof. Dr. Ricardo M. O. Galvão

Membros da banca examinadora:

*de acordo com*

Prof. Dr. Artour Elfimov (IFUSP)



Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins (IFUSP)

Prof. Dr. Joaquim José Barroso de Castro (INPE)

Prof. Dra. Maria Virgínia Alves (INPE)

Prof. Dr. Munemassa Machida (UNICAMP)

SÃO PAULO  
2003



Prof. Armando Corbani Ferraz  
Presidente da Comissão de Pós Graduação

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

Lerche, Ernesto Augusto

Aquecimento do Plasma por Ondas de Alfvén no  
Tokamak TCABR. São Paulo, SP - 2003

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

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão  
Área de Concentração: Física de Plasmas

Unitermos: 1. Fusão Nuclear;  
2. Tokamak, 3. Plasmas.

USP/IF/SBI-054/2003

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

**AQUECIMENTO DO PLASMA POR ONDAS  
DE ALFVÉN NO TOKAMAK TCABR**

ERNESTO AUGUSTO LERCHE

À memória de meu Pai,  
e à minha Família,  
Gus, Jú, Marl, Mú e Cris

## Resumo

Os resultados de uma extensa campanha experimental, realizada no tokamak TCABR, para se investigar a física das ondas de Alfvén e suas aplicações para o aquecimento de plasmas em tokamaks são apresentados. Ao longo das investigações, foram testados dois tipos de antena, tendo sido observado aquecimento considerável do plasma com ambas, mesmo com valor moderado da potência RF injetada no plasma. Diversas configurações de excitação e diversas condições do plasma foram investigadas, e foi verificado que a escolha correta da helicidade da onda excitada é crucial para se reduzir o acoplamento parasítico com o plasma periférico. Também foi verificada a importância de uma limpeza periódica da superfície das antenas, realizada durante as descargas de limpeza do tokamak, para melhorar o desempenho dos experimentos com aquecimento por ondas de Alfvén. Com a antena original, que produz um espectro poloidal bastante selecionado, a tensão de polarização dinâmica induzida nas antenas observada durante os experimentos era alta, aumentando a taxa de *sputtering* em seus elementos e podendo, inclusive, levar à ruptura do plasma em potências RF mais elevadas. Com o novo tipo de antena, projetado com dimensões poloidais reduzidas, a tensão de polarização induzida caiu pela metade. No entanto, o acoplamento parasítico com a borda do plasma aumentou, como foi indicado por maiores perturbações observadas nos potenciais do SOL, nesse caso. Ademais, a taxa de injeção/ionização de impurezas parece ser maior do que a observada com a antena original em condições semelhantes, como foi indicado por um aumento maior no sinal do bolômetro durante o pulso RF e por medidas de espectroscopia. Esses fatos sugerem que o espectro excitado pela antena nova é menos seletivo quanto à componente poloidal  $M$ , e os modos eletrostáticos devem estar sendo excitados com amplitude considerável. As modificações causadas pela absorção das ondas de Alfvén no perfil radial da temperatura eletrônica do plasma puderam ser estudadas com um radiômetro heteródino de varredura ECE. Esses estudos nos permitiram determinar experimentalmente os perfis radiais de deposição de potência RF no plasma, que estão em surpreendente concordância com os perfis de deposição teóricos, calculados com um código cinético-toroidal para as condições típicas do TCABR. Esses resultados são inéditos em pesquisas com ondas de Alfvén, e reforçam a sua utilização para aquecimento localizado de plasmas e controle de fluxos cizalhados em tokamaks.

## Abstract

The results of an extensive experimental campaign performed in the TCABR tokamak to investigate the Physics of the Alfvén wave and its application to tokamak plasma heating are presented. In the course of the experiments, two types of Alfvén Wave antennae were studied, and considerable plasma heating was observed in both cases, even with rather small amount of RF power injected in the plasma. Many antennae configurations and plasma conditions were tried out, and it was verified that the correct choice of the helicity of the excited wave is crucial to reduce the parasitic coupling with the edge plasma. It was also noticed that periodic conditioning of the antenna surface, performed together with the daily tokamak cleaning discharges, also contributes to improve the performance of the heating experiments. With the first antenna type, which produced a rather well defined poloidal spectrum, the dynamic polarization voltage induced in the antennae during the RF experiments was high, causing increased sputtering of its elements and, for higher RF power input, even plasma disruptions. With the new antenna type, designed with smaller poloidal dimensions, the dynamic polarization voltage of the antenna was reduced twice. However the parasitic coupling with the plasma has increased, as indicated by stronger perturbations of the electrostatic potentials in the scrape-off layer observed in this case. In addition, the impurity injection/ionization rate also seems to have increased with respect to the previous antenna type in approximately the same conditions, as indicated by a stronger rise in the bolometer signal observed during the RF pulse, and by spectroscopic measurements. These facts suggest that, with the new antenna type, the excited wave spectrum is rather broad with respect to the poloidal wave number  $M$ , and electrostatic modes must be excited with quite high amplitude. The change in the radial profiles of the electron temperature due to the Alfvén wave absorption could be studied with a heterodyne sweeping ECE radiometer. These studies allowed us to determine experimentally the RF power deposition profiles inside the plasma, which were in surprisingly good agreement with the theoretical deposition profiles, calculated with a kinetic-toroidal code for the TCABR plasma conditions. These results are unprecedented in experimental Alfvén wave research, and strengthen the use of these waves for localized plasma heating and shear flow control in tokamaks.

## **Agradecimentos**

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer a sólida orientação do Prof. Ricardo Galvão, que após dez anos de trabalho em conjunto, tornou-se meu *mestre e guru* não apenas em minha vida profissional, mas principalmente em minha formação pessoal. Também gostaria de demonstrar minha gratidão aos Profs. Leonid Ruchko e Artour Elfimov, cuja co-orientação e amizade foram fundamentais para o desenvolvimento dos trabalhos realizados, tornando-os mais prazíveis. Estendo meus agradecimentos a toda a equipe do TCABR, que não apenas tornou esse trabalho possível, mas sempre colaborou com muito entusiasmo nas extensas campanhas experimentais. Meus agradecimentos pessoais à minha família, pela compreensão e auxílio durante as longas horas de confecção deste trabalho de doutoramento. Finalmente, agradeço ao Conselho Nacional de Pesquisas (CNPQ) , pelo suporte financeiro aplicado a este projeto.

## Conteúdo

<b>1. Introdução .....</b>	<b>1</b>
<b>2. Ondas de Alfvén – Conceitos Básicos .....</b>	<b>6</b>
2.1 Introdução .....	6
2.2 Descrição MHD .....	8
2.3 Descrição cinética .....	9
2.4 Efeitos toroidais .....	11
2.5 Influência de impurezas .....	11
<b>3. Arranjo Experimental .....</b>	<b>13</b>
3.1 O tokamak TCABR .....	13
3.2 O sistema de potência RF .....	14
3.3 O módulo original de antenas (tipo I) .....	15
3.4 O novo módulo de antenas (tipo II) .....	17
3.5 Circuito equivalente para as antenas .....	18
3.6 Diagnósticos RF .....	22
3.6.1 Diagnóstico de potências.....	23
3.6.2 Diagnóstico espectral.....	24
3.6.3 Sondas eletrostáticas .....	26
3.7 Resumo dos diagnósticos do TCABR.....	27
<b>4. Resultados Numéricos .....</b>	<b>29</b>
4.1 Introdução .....	29
4.2 Resultados com o código cilíndrico de fluidos .....	32
4.2.1 Equações Principais.....	32
4.2.2 Perfis radiais .....	33
4.2.3 Curvas de impedância.....	34
4.3 Resultados com o código cinético toroidal .....	37
4.3.1 Equações Principais.....	37
4.3.2 Perfis radiais .....	38
4.3.3 Curvas de impedância.....	39
4.4 Comparação entre os resultados.....	44
<b>5. Resultados Experimentais .....</b>	<b>48</b>
5.1 Introdução .....	48
5.2 Experimentos com a antena original (tipo I) .....	49
5.2.1 Análise dos potenciais no SOL .....	56
5.2.2 Estudo das oscilações de Mirnov .....	61
5.2.3 Estudo preliminar das flutuações eletrostáticas .....	67
5.2.4 Curva de Impedância de acoplamento .....	71
5.3 Experimentos com a antena nova (tipo II) .....	73

<b>6. Resultados com o radiômetro ECE .....</b>	<b>86</b>
<b>6.1</b> Introdução .....	86
<b>6.2</b> Resultados com várias frequências .....	92
<b>6.3</b> Resultados com uma frequência .....	100
<b>7. Conclusões e Perspectivas Futuras .....</b>	<b>111</b>
<b>8. Referências .....</b>	<b>113</b>
<b>Apêndice A : Estimativa de <math>T_c</math> e <math>Z_{eff}</math> a partir dos diagnósticos básicos .....</b>	<b>121</b>
<b>Apêndice B : Fotografias .....</b>	<b>123</b>

## 1. Introdução

O consumo de energia pela população mundial tem crescido exponencialmente nas últimas décadas, e a geração dessa energia com a tecnologia atual não acompanha essa demanda cada vez maior. Com exceção de alguns países com potencial hídrico avantajado, como no caso do Brasil, boa parte das nações depende exclusivamente do uso de combustíveis fósseis e de usinas de fissão nuclear para abastecer suas necessidades. Além de se apresentarem em reservas finitas, os combustíveis de origem fóssil são responsáveis por grande parte da poluição e do aquecimento global do planeta. As usinas de fissão, por sua vez, utilizam matéria-prima de difícil obtenção e produzem rejeitos radioativos nocivos à vida, que precisam ser dispostos com extrema responsabilidade, além dos riscos de acidentes nucleares como o ocorrido em Chernobyl (1986). Ademais, mesmo em países com recursos hídricos abundantes, a utilização de usinas hidrelétricas requer vastas áreas de inundação, com drásticas conseqüências para o meio-ambiente.

Reações de fusão nuclear, por outro lado, podem ser obtidas utilizando-se elementos leves (H, He, Li e respectivos isótopos), que são abundantes em nosso planeta, e não geram subprodutos radioativos. Essas reações ocorrem de forma espontânea no universo, e são fonte das enormes quantidades de energia que alimentam os sistemas estelares e praticamente tudo que neles está contido. Diante dessas características, a cada dia que passa, uma porção maior da comunidade científica acredita na fusão termonuclear controlada como solução definitiva para o problema de energia mundial.

O plasma, por alguns denominado o quarto estado da matéria, é um meio no qual as partículas estão totalmente ionizadas e onde, para velocidades (temperaturas) suficientemente altas, os íons que colidem entre si podem sofrer fusão, liberando considerável quantidade de energia (cerca de 14MeV para uma reação deutério-trítio). Dentre as diversas tentativas de se criar plasmas de fusão em laboratórios nas últimas décadas, destacam-se duas linhas principais de pesquisa: o confinamento inercial e o confinamento magnético. A primeira se baseia na compressão (mecânica) de uma pequena quantidade de combustível para fundir os elementos do mesmo (em altíssimas densidades), enquanto a segunda utiliza as propriedades cinéticas das partículas carregadas para criar um plasma confinado de menor densidade ( $n \sim 10^{19} - 10^{20} \text{m}^{-3}$ ), porém altas temperaturas

( $k_B T \sim 1-10 \text{keV}$ ). Até o momento, com nenhuma das formas foi possível atingir o ponto de ignição, no qual a energia absorvida pelo plasma devido a colisões entre as partículas  $\alpha$  e os elétrons é suficiente para manter o plasma na temperatura necessária para as reações de fusão prosseguirem. No entanto, o ponto de equilíbrio energético, definido pela condição de que a energia liberada pelas reações de fusão iguale a energia gasta para aquecer o plasma, já foi praticamente alcançado em experimentos atuais. Essa condição é expressa pelo critério de *Lawson*, dado pelo produto  $n \cdot T \cdot \tau_E > 5 \times 10^{21} \text{keV.s/m}^3$ , onde  $\tau_E$  é o tempo de confinamento de energia do plasma, relacionado com as perdas térmicas devido à difusão de calor no plasma.

Dentre as pesquisas com confinamento magnético se destaca o tokamak, que é um dispositivo que cria um plasma toroidal a partir da aplicação de um campo elétrico intenso, gerado por um circuito primário localizado no centro do toro (o plasma age como o circuito secundário do transformador). O plasma é confinado através de um campo magnético toroidal intenso, aplicado externamente, e de um campo poloidal criado pela corrente induzida na descarga na direção toroidal. O equilíbrio é atingido quando as perdas térmicas devido ao transporte e perdas radiativas se igualam à potência ôhmica fornecida pela corrente de plasma. O principal obstáculo dessa configuração é que a resistividade elétrica diminui com o aumento de temperatura ( $\eta \sim T^{-3/2}$ ), o que impõe um limite para o aquecimento ôhmico do plasma. Os maiores tokamaks em funcionamento atualmente são o JET [1,2], Tore-Supra [3] e ASDEX [4], nos quais foi demonstrado que é necessária a injeção auxiliar (não indutiva) de potência para obtenção de melhores condições de confinamento e para se atingir a temperatura de ignição [5].

Os principais métodos de aquecimento auxiliar investigados em tokamaks nos últimos anos se baseiam na excitação de ondas eletromagnéticas (na faixa de radio-freqüências) no plasma, dentre as quais podemos citar as ondas elétron- e íon-ciclotrônicas (EC, IC), as ondas híbridas inferiores (LH) e as ondas de Alfvén (AW). Os sistemas de aquecimento que utilizam ondas de Alfvén se baseiam na conversão de modos rápidos magneto-sônicos FMW (excitados a partir da periferia da coluna de plasma) em ondas de Alfvén cinéticas (KAW) [6,7], em uma determinada superfície no interior do plasma, que transferem energia aos elétrons localizados próximos a esta superfície por amortecimento de *Landau* [8]. As principais vantagens deste sistema são a possibilidade de se

escolher a região de dissipação de energia através da frequência da onda excitada, a possibilidade de se gerar correntes (não-indutivas) no plasma, e a possibilidade de se alterar os perfis do plasma localmente, o que pode permitir o controle dos fluxos de cisalhamento (*shear flows*) e possibilitar a criação de barreiras de transporte. Desde a proposta inicial da utilização de ondas de Alfvén para aquecimento de plasmas, feita por Grossmann e Tataronis [9,10] e Hasegawa e Chen [11-14], vários experimentos foram realizados em tokamaks e stellarators [15-22]. Dois experimentos significativos nessa linha foram realizados recentemente nos tokamaks Phaedrus-T [23-25] e TCA-Lausanne [26-36], com resultados encorajadores. No Phaedrus-T, foi enfatizada a geração não-indutiva de corrente com ondas de Alfvén e foi realizado um estudo detalhado das modificações causadas na borda do plasma (SOL) pelas mesmas. Em Lausanne, os experimentos se concentraram principalmente na obtenção de aquecimento do plasma, onde foram estudadas em detalhe as melhores condições de acoplamento das ondas de Alfvén. Contudo, no primeiro caso as densidades eram muito baixas para se caracterizar um típico regime de aquecimento por ondas de Alfvén e, no segundo caso, o aquecimento do plasma sempre era acompanhado de um crescimento indesejável da densidade devido à injeção de impurezas, o que, por sua vez, causava diminuição na temperatura periférica do plasma, reduzindo a eficiência do processo de aquecimento. Algumas investigações explorando a dissipação de modos de Alfvén globais (GAW) também foram realizadas [20]; contudo foi verificado que é muito difícil manter as condições ideais de dissipação (bastante estritas) destes modos por muito tempo.

No tokamak TCABR [37], a aplicação das ondas de Alfvén vem sendo objeto de estudo teórico [38-43] e experimental [44-57] nos últimos anos. Os experimentos visaram aprimorar o sistema de aquecimento utilizado no TCA-Lausanne, a partir da utilização de antenas com estruturas diferentes, que permitem a excitação de um espectro mais discreto dos modos rápidos e a excitação de ondas caminchantes. Para tanto, foram testados dois tipos diferentes de antenas, sendo observado aquecimento significativo em diversas condições de equilíbrio do plasma e diferentes configurações de excitação em ambos os casos. Um sistema pré-programável de injeção de hidrogênio permitiu compensar parcialmente o aumento da densidade do plasma durante a excitação das ondas de Alfvén em regime de potências mais elevadas.

Neste trabalho serão apresentados os resultados mais relevantes de uma extensa campanha experimental realizada para investigar a propagação e a dissipação das ondas de Alfvén no TCABR, com o objetivo de justificar sua utilização para aquecimento auxiliar e/ou controle de fluxos cizalhados em tokamaks de grande porte.

Inicialmente, faremos uma breve introdução das principais características das ondas de Alfvén, partindo do modelo mais simples e incluindo, gradativamente, novos efeitos para investigar o que acontece com a sua propagação. Serão mostradas as modificações principais no espectro magneto-hidro-dinâmico (MHD) de Alfvén quando incluímos efeitos cinéticos, toroidais e de impurezas.

A seguir, será mostrado o arranjo experimental usado, incluindo uma breve descrição das duas antenas investigadas e a apresentação do modelo teórico do circuito das antenas, que será utilizado na determinação experimental da impedância de acoplamento do plasma. Também serão apresentados os principais diagnósticos utilizados para as análises dos experimentos com ondas de Alfvén realizadas neste trabalho.

Mais adiante, serão apresentados dois códigos numéricos para o cálculo da propagação das ondas de Alfvén no plasma, baseados em teorias diferentes. O primeiro é um código de fluidos em geometria cilíndrica, desenvolvido por L.Ruchko e E.Lerche [57], enquanto o segundo é um código cinético-toroidal bastante complexo, escrito originalmente por Ross, Chen e Mahajan [7], que foi trazido ao nosso grupo por A.El'fimov e G.Amarante [38-43]. Uma comparação detalhada entre as curvas de impedância e os perfis de dissipação fornecidos pelos dois códigos será apresentada.

Em seguida, mostraremos os resultados experimentais obtidos com os dois tipos de antena, realizando uma comparação minuciosa entre as condições de acoplamento em cada caso. Será realizada uma análise detalhada das perturbações médias causadas na periferia do plasma (*scrape-off layer* – SOL) para as duas antenas, de acordo com a configuração de excitação, e serão traçadas considerações sobre a injeção de impurezas injetadas no plasma em cada caso, baseando-se em medidas bolométricas e de espectroscopia. Esse assunto vem sendo abordado com mais detalhe por V.Bellintani [58,59] e J.H.F.Severo [60,61]. Também serão mostrados resultados de uma investigação detalhada das modificações nas oscilações de Mirnov e de uma análise preliminar das flutuações eletrostáticas durante o pulso RF, temas que vêm sendo investigados em mais

profundidade por E.Saettonne [62,63] e A.A.Ferreira [64-66], respectivamente. Finalmente, serão mostradas as curvas de impedância de acoplamento experimentais obtidas para ambas as antenas, e estas serão comparadas com as curvas teóricas esperadas pelo modelo de fluidos, para se inferir o espectro excitado em cada caso.

Um procedimento computacional para se calcular as evoluções temporais da temperatura média e densidade média do plasma, a partir dos sinais da potência total irradiada (bolômetro) e da emissão de raios-X moles, será apresentado. Também será feita uma breve discussão sobre as variações do transporte térmico durante o pulso RF, levando-se em conta o princípio de conservação de energia e com base nos sinais experimentais das diversas componentes de potência no plasma.

Em seguida, serão apresentados os resultados das medidas com o radiômetro de emissão elétron-ciclotrônica (ECE), obtidos em conjunto com A.Fonseca [67], dentre os quais se destaca a determinação do perfil radial de potência RF no plasma [68]. Será mostrado que é possível estimar a densidade de potência RF (local) dissipada no plasma e o tempo de confinamento de energia local, analisando-se os sinais do ECE adquiridos com alta taxa de amostragem.

Por último, será feito um resumo dos resultados obtidos até agora e serão sugeridas algumas melhorias no sistema RF e algumas investigações a serem realizados no futuro, que poderão contribuir para um entendimento mais profundo dos processos relacionados à dissipação das ondas de Alfvén em plasmas confinados, e eventualmente justificar a sua utilização em futuros reatores de fusão termonuclear controlada.

Neste trabalho foi adotado o sistema internacional de unidades (S.I.U), com as temperaturas dadas em  $k_B T = [eV]$ . Em alguns casos, para se descrever melhor a localização de certas medidas próximo à coluna de plasma, os comprimentos foram denotados em centímetros.

## 2. Ondas de Alfvén - Conceitos básicos

### 2.1 Introdução

As ondas de Alfvén (AW) foram previstas pela primeira vez por Hannes Alfvén [69], que as denominou ondas eletromagnéticas-hidrodinâmicas, de acordo com sua natureza mista, parte eletromagnética e parte mecânica. Essas ondas só se propagam em meios com densidade finita de partículas ( $\rho = n_i m_i$ ) e na presença de um campo magnético ( $\vec{B}$ ), com velocidade de fase dada pela velocidade de Alfvén,  $v_A = B / \sqrt{\rho}$ , sendo fortemente guiadas ao longo do mesmo, isto é, a componente do vetor de onda paralela ao campo magnético é muito maior que as demais. Portanto, não é possível excitar as ondas de Alfvén (diretamente) em regiões internas do plasma, e, como já foi mencionado, sua excitação é conseguida através da conversão de modos das ondas rápidas magnetosônicas (FW), que se propagam com um ângulo arbitrário em relação ao campo magnético de equilíbrio, e assim, podem ser injetadas com antenas localizadas na periferia do plasma. Quando os modos FW, que se propagam em direção ao centro da coluna de plasma, encontram uma região onde sua velocidade de fase  $v = \omega / k$  se iguala à velocidade de Alfvén local (superfície ressonante de Alfvén), eles transferem parte de sua energia para a criação de novos modos; as ondas de Alfvén locais ou cinéticas (KAW), e os modos lentos (SW), de acordo com as condições do plasma nessa região. Como a densidade e o campo magnético variam com o raio do plasma, cada modo excitado no plasma possuirá uma superfície ressonante diferente, e, portanto, depositará energia em uma região distinta do plasma. Como os processos relacionados à excitação de ondas de Alfvén envolvem a propagação de uma série de outros modos, a nomenclatura destes pode variar de acordo com o modelo utilizado. Por exemplo, no modelo MHD cilíndrico, as ondas rápidas (FW) são chamadas de ondas de Alfvén compressionais (CAW), e as ondas de Alfvén locais (KAW) de ondas torsionais (TAW). Os modos lentos (SW), por se propagarem próximo à superfície do plasma e possuírem campo elétrico transversal de grande amplitude, são chamados de modos de Alfvén quasi-eletrostáticos (QEAW). Além disso, os modos de cavidade existentes no tokamak são chamados de auto-modos de Alfvén globais (GAW), ou auto-modos de Alfvén toroidais (TAE), quando são levados em conta efeitos de geometria toroidal. Também existem ondas de Alfvén de

superfície (SAW), que se propagam em uma camada muito estreita próxima a borda do plasma; e os modos híbridos íon-íon de Alfvén (IIHAW), que podem surgir na presença de impurezas.

Em geral, para o estudo da propagação dos modos de Alfvén em plasmas de tokamak, podemos descrever os campos eletromagnéticos perturbados segundo  $f = f_0 \exp[i(m\theta + nz - \omega t)]$ , e usar a descrição cilíndrica local para as componentes do vetor de onda,  $k_{\parallel} = mB_0/rB_0 + n/R_0$  e  $k_{\perp} = m/r - nB_0/R_0B_0$ , onde  $m$  e  $n$  são os números de onda poloidal e toroidal, respectivamente ( $k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2$ ). Neste trabalho, os modos excitados no plasma ( $m, n$ ) serão designados por letras minúsculas, para se distinguirem dos modos excitados pelas antenas na região de vácuo ( $M, N$ ), que serão escritos em maiúsculo.

Nessas coordenadas, as relações de dispersão para os modos rápidos (FW) e para as ondas de Alfvén (KAW) podem ser escritas, de uma forma generalizada, segundo

$$k_{\perp}^2 = D - \frac{\omega^4}{c^4} \frac{\varepsilon_{12}^2}{D} \quad (\text{FW}) \quad (2.1)$$

$$k_{\perp}^2 = -\frac{\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{11}} D + D + \frac{\omega^4}{c^4} \frac{\varepsilon_{12}^2}{D} \quad (\text{AW}) \quad (2.2)$$

onde  $D = (\omega^2/c^2)\varepsilon_{11} - k_{\parallel}^2$ , e  $(\varepsilon_{11}, \varepsilon_{12}, \varepsilon_{33})$  são as componentes radial, bi-normal e paralela do tensor dielétrico, dadas por

$$\varepsilon_{11} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2} + 2 \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega_{c\alpha}^2} i\sqrt{\pi} Z_{\alpha} W(Z_{\alpha}) \quad (2.3)$$

$$\varepsilon_{12} = i \sum_{\alpha} \frac{\omega_{c\alpha} \omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega_{c\alpha}^2 - \omega^2)} + 2 \frac{k_{\perp} v_{T\alpha}}{r\omega\omega_{c\alpha}} i\sqrt{\pi} Z_{\alpha} W(Z_{\alpha}) \quad (2.4)$$

$$\varepsilon_{33} = \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{k_{\parallel}^2 v_{T\alpha}^2} [1 + i\sqrt{\pi} Z_{\alpha} W(Z_{\alpha})] \quad (2.5)$$

onde  $\omega_{c\alpha} = q_{\alpha} B_0 / m_{\alpha}$  e  $\omega_{p\alpha}^2 = 4\pi n_{\alpha} q_{\alpha}^2 / m_{\alpha}$  são as frequências ciclotrônica e de plasma da espécie  $\alpha$ , respectivamente. A função dispersão do plasma,  $W(Z_{\alpha}) = \frac{-i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t^2)}{t - Z_{\alpha}} dt$ , depende da razão entre a velocidade de fase da onda e a velocidade térmica dos elétrons,  $Z_{\alpha} = \omega / \sqrt{2} |k_{\parallel}| v_{T\alpha}$ .

Portanto, a partir das expressões de  $\varepsilon_{jk}$  consideradas por cada modelo, podemos resolver as equações (2.1) e (2.2) para estudar a propagação das ondas de Alfvén em diversas condições.

A descrição das ondas de Alfvén no modelo de dois fluidos é assunto trivial na maioria dos textos na área, e é apresentada em detalhes em [70-72], e também em diversos trabalhos de doutoramento realizados no IFUSP [56,57]. A descrição dessas ondas no modelo cinético pode ser vista em [73,74,6], onde no último trabalho também são discutidas as modificações causadas nas propriedades das ondas de Alfvén, quando levamos em conta correções devido à geometria toroidal e à presença de impurezas.

## 2.2 Descrição MHD

No modelo magneto-hidro-dinâmico (MHD) ideal, onde os íons são considerados em repouso ( $T_i = 0$ ) e a resistividade do plasma é desconsiderada ( $\eta = 0$ ), as componentes do tensor dielétrico podem ser extremamente simplificadas

$$\varepsilon_{11} = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2 - \omega^2} \approx \frac{c^2}{v_A^2} \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{ci}^2 - \omega^2} \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_{12} = i \frac{\omega}{\omega_{ci}} \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega_{ci}^2 - \omega^2)} \approx \frac{c^2}{v_A^2} \frac{\omega \omega_{ci}}{\omega_{ci}^2 - \omega^2} \quad (2.7)$$

$$\varepsilon_{33} = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (2.8)$$

onde foi desprezada a inércia dos elétrons ( $m_e \rightarrow 0$ ), o que é uma boa aproximação para ondas de baixa frequência ( $\omega \ll \omega_{ce}, \omega_{pe}$ ).

Nessa aproximação, a relação de dispersão das ondas de Alfvén (AW) é simplesmente dada pela eq.(2.2) com  $D = 0$ , ou seja

$$k_{\perp} = 0, \quad \omega_A = k_{\parallel} v_A / \sqrt{1 + (k_{\parallel} v_A / \omega_{ci})^2} \quad (2.9)$$

onde o termo na raiz corresponde às correções íon-ciclotrônicas. Como vemos, nesse modelo a componente radial do vetor de onda é nula, de forma que a onda de Alfvén (torsional) só existe ao longo da superfície magnética ressonante ( $r = r_A$ ). A relação de dispersão para os modos rápidos (FW), no entanto, diverge na superfície de ressonância de Alfvén, e, portanto, não pode ser usada para descrever as ondas próximo à essa região. Como não existem mecanismos de dissipação de energia no modelo MHD ideal, para que este possa ser aplicado em simulações numéricas, se faz

necessária a inclusão de um termo dissipativo artificial, para se contornar a divergência nas soluções da eq.(2.1). É importante notar que, apesar das fortes simplificações, o modelo fornece a localização da ressonância principal de Alfvén no interior do plasma com relativa precisão, como veremos mais adiante.

### 2.3 Descrição cinética

Como mencionado, o principal mecanismo de dissipação das AW é o amortecimento de *Landau*, que não é descrito no modelo frio (MHD). Na aproximação de óptica geométrica (modelo cinético local), a relação de dispersão para as ondas de Alfvén AW (ou para as ondas lentas SW) próximo da superfície ressonante ( $D \rightarrow 0$ ) é dada pela eq.(2.2) simplificada [6]

$$k_r^2 = \frac{\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{11}} \left( \varepsilon_{11} \frac{\omega^2}{c^2} - k_{||}^2 \right) \quad (2.10)$$

onde as componentes  $\varepsilon_{11}$  e  $\varepsilon_{33}$  são dadas pelas eqs.(2.3) e (2.5), respectivamente. Na maioria dos casos, a contribuição iônica para a componente paralela do tensor dielétrico pode ser desprezada, de modo que em regiões mais quentes do plasma ( $\omega / k_{||} < v_{Te}$ ), podemos fazer a aproximação

$$\varepsilon_{33}^{(e)}(Z_e \ll 1) = \frac{\omega_{pe}^2}{k_{||}^2 v_{Te}^2} (1 + i\sqrt{\pi} Z_e) + \delta\varepsilon_{33}^{(col)}, \quad (2.11)$$

enquanto que nas regiões mais frias ( $\omega / k_{||} \gg v_{Te}$ ), obtemos

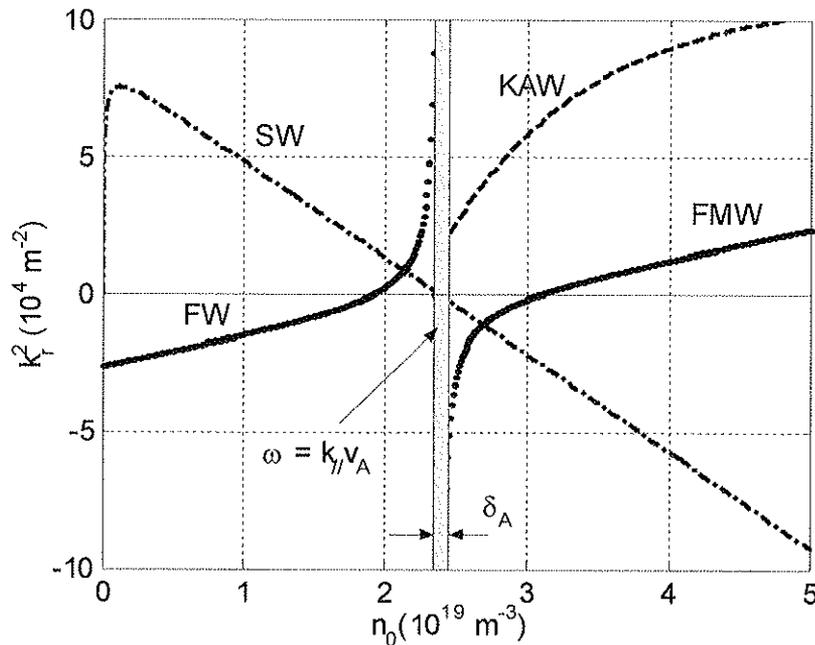
$$\varepsilon_{33}^{(e)}(Z_e \gg 1) \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \delta\varepsilon_{33}^{(col)} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left( 1 + i \frac{v_{ei}}{\omega} \right) \quad (2.12)$$

onde o termo  $\delta\varepsilon_{33}^{(col)} = i\omega_{pe}^2 v_{ei} / \omega^3$  representa as colisões íon-elétrônicas, que são desprezíveis em relação ao termo de *Landau* em (2.11), porém podem ser significativas em regiões onde a temperatura eletrônica do plasma é menor (2.12).

Os limites de  $\varepsilon_{33}$  mostrados acima, se substituídos em (2.10), correspondem à onda de Alfvén cinética (KAW) e à onda lenta (SW), ou seja, para temperaturas eletrônicas suficientemente altas (regiões centrais do plasma), o modo rápido (FW) se converterá em uma onda de Alfvén cinética (KAW), enquanto que para temperaturas mais baixas (periferia do plasma), o modo rápido pode se converter em uma onda lenta (SW).

Em contraste com o modelo MHD, no modelo cinético a componente radial do vetor de onda  $k_r$  da onda de Alfvén não é zero junto à superfície de ressonância  $r=r_A$  ( $D=0$ ), já que nesta descrição ele possui uma componente imaginária, relacionada ao amortecimento de *Landau*. Como consequência, a onda de Alfvén cinética (KAW) não está absolutamente localizada na superfície  $r=r_A$ , mas existe em uma camada de espessura  $\delta_A$  (interna à superfície de ressonância), onde ela é dissipada. O comprimento de dissipação  $\delta_A$ , definido como a distância para a qual a amplitude da onda cinética cai a aproximadamente dois terços de seu valor original em  $r=r_A$ ,  $\int_{r_A-\delta_A}^{r_A} \text{Im}(k_r) dr = 1$ , é da ordem de alguns centímetros na maioria das condições encontradas em tokamaks.

Um exemplo do processo de conversão de modos, incluindo as relações de dispersão das ondas rápidas (FW) ou rápidas magneto-sônicas (FMW), das ondas lentas (SW), e das ondas de Alfvén (KAW), é mostrado na Fig.2.1. A camada (em cinza) localizada junto à superfície de ressonância de Alfvén ( $\omega = k_{||} v_A$ ), corresponde ao comprimento de dissipação radial da onda de Alfvén  $\delta_A$ , existente apenas no modelo cinético.



**Fig.2.1:** Relações de dispersão dos diversos modos existentes no plasma relevantes ao processo de conversão de modos da onda de Alfvén, destacando a superfície de ressonância ( $\omega = k_{||} v_A$ ) e a camada de dissipação da onda de Alfvén cinética  $\delta_A$  (em cinza). Foi considerada uma frequência de  $f_{RF} = \omega / 2\pi = 4,3\text{MHz}$ .

Como vemos, as ondas rápidas FW excitadas na periferia do plasma (baixa densidade) se propagam em direção ao centro da coluna (densidades mais altas) e, quando alcançam a superfície de ressonância de Alfvén ( $\omega = k_{||} v_A$ ), podem se converter em ondas lentas SW ( $\omega / k_{||} \gg v_{Te}$ ), que

se propagam novamente em direção à borda do plasma, ou em ondas de Alfvén cinéticas KAW, que são fortemente amortecidas em uma camada estreita próxima à superfície ressonante.

## 2.4 Efeito toroidais

Em grande parte dos estudos de propagação de ondas em tokamaks, a utilização do modelo cilíndrico oferece uma descrição satisfatória dos campos eletromagnéticos e das ressonâncias associadas às ondas consideradas. Contudo, quando se faz necessária uma análise mais detalhada da propagação dos modos no plasma, como é o caso da excitação de ondas em condições reais de laboratório, temos que levar em conta efeitos toroidais. No modelo mais explorado [43], são utilizadas coordenadas pseudo-toroidais ( $R = R_0 + r \cos \theta$ ,  $Z = R_0 - r \sin \theta$ ,  $\psi = \varphi$ ) e o campo magnético de equilíbrio é escrito na forma  $B = B_0(1 - r/R_0 \cos \theta)$ , onde  $r$  e  $\theta$  são as coordenadas cilíndricas radial e poloidal respectivamente.

Nesse modelo, as componentes do tensor dielétrico, assim como as relações de dispersão para os modos de Alfvén, são bastante complicadas [43], principalmente se forem levados em conta efeitos de gradiente de temperatura e densidade. A principal modificação em relação à descrição cilíndrica vem do fato que, devido ao campo toroidal possuir dependência da variável poloidal  $\theta$ , não há mais simetria radial cilíndrica, e os modos poloidais ( $M$ ) aparecem acoplados na equação de onda, de forma que o modo principal excitado pela antena induz outras componentes poloidais na coluna de plasma,  $m = M \pm 1$ , chamados de harmônicos vizinhos (*side-band harmonics*) [36,74]. Apesar da intensidade do acoplamento de modos ser pequena, (proporcional a razão de aspecto  $\varepsilon = r/R_0$ ), os harmônicos vizinhos gerados depositam energia fora da superfície principal de Alfvén, e, portanto, precisam ser levados em consideração para a otimização de sistemas de aquecimento de plasma baseados nessas ondas. Uma descrição detalhada da localização e da intensidade dos harmônicos vizinhos gerados nas condições experimentais típicas do TCABR é apresentada no capítulo 4.

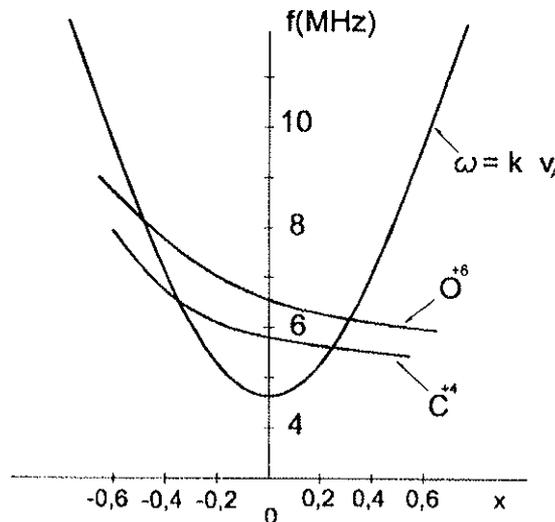
## 2.5 Efeito de impurezas

Em plasmas de laboratório, a presença de uma pequena quantidade de impurezas no plasma principal gerado é praticamente inevitável. No caso de tokamaks, carbono (C), ferro (Fe) e oxigênio (O), com vários graus de ionização, são comumente observados com taxas da ordem de 1% [76].

Essas impurezas podem modificar consideravelmente as relações de dispersão das ondas de Alfvén no plasma, em particular a dos modos globais (GAW). Nessas circunstâncias, surgem bandas (*gaps*) dentro do contínuo de Alfvén, nas quais podem ser excitados modos globais com frequência próximas às frequências ciclotrônicas das impurezas presentes,  $\omega_{ca} = q_{\alpha} B(R) / m_{\alpha}$ . Esses modos, denominados modos híbridos íon-íon [77, 78], possuem características de ondas globais e de ondas de superfície, e possivelmente podem ser explorados para geração não-indutiva de corrente e aquecimento próximo ao centro do plasma [79].

Outro fato relevante relacionado à presença de impurezas no plasma, ocorre quando a ressonância ciclotrônica de alguma impureza está localizada próximo à periferia da coluna de plasma. Nessas condições, a onda rápida excitada pela antena pode ser absorvida nessa região (dentro do mecanismo convencional de absorção ciclotrônica minoritária), impedindo a deposição de energia em regiões mais centrais da coluna de plasma via conversão de modos e posterior amortecimento de *Landau*.

Na Fig. 2.8 é mostrada a relação de dispersão simplificada da onda de Alfvén  $\omega = k_{\parallel} v_A$ , e as frequências ciclotrônicas das impurezas ( $C^{+4}$ ) e ( $O^{+6}$ ), em função do raio normalizado do plasma  $x$ .



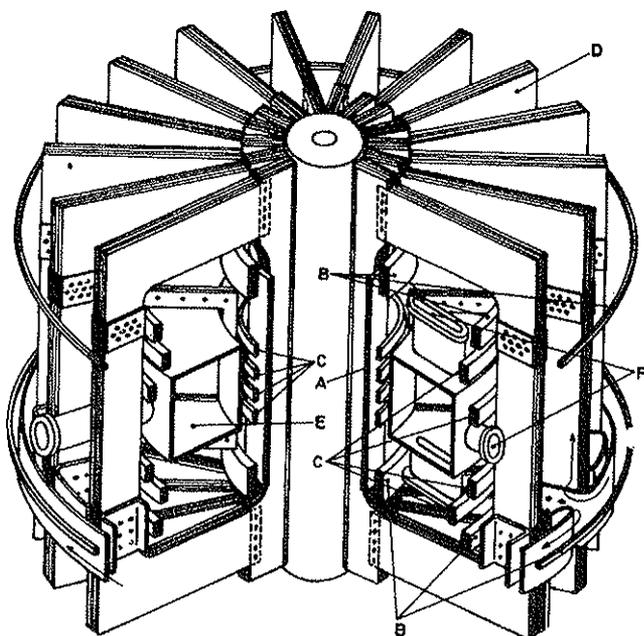
**Fig.2.2:** Relação de dispersão simplificada para a onda de Alfvén ( $\omega = k_{\parallel} v_A$ ) e frequências ciclotrônicas das impurezas ( $C^{+4}$ ) e ( $O^{+6}$ ) em função do raio normalizado do plasma.

Como vemos, dependendo da frequência de excitação escolhida, pode ocorrer absorção ciclotrônica da onda rápida com uma dada impureza, antes que ela possa atingir a superfície ressonante de Alfvén.

### 3. Arranjo experimental

#### 3.1 O tokamak TCABR

O tokamak TCABR é um tokamak de médio porte ( $R_0 = 0,615\text{m}$ ,  $a = 0,18\text{m}$ ), que foi transferido do Centro de Pesquisas de Plasmas da Escola Politécnica de Lausanne (ICPP-Lausanne) para o Instituto de Física da USP (IFUSP). Após algumas alterações, visando a adaptação do sistema de alimentação de potência às condições locais, e uma restauração cuidadosa de seus componentes, o tokamak TCABR entrou oficialmente em funcionamento em 1999. Atualmente, as principais linhas de pesquisa são: o estudo de aquecimento do plasma e de geração de fluxo por ondas de Alfvén [44-57], o estudo de descargas supra-térmicas em regime *Runaway* [53,80], a análise de disrupturas do plasma e seu eventual controle através de injeção de pastilhas (*pellets*) [81], e estudos de espectroscopia para análise de impurezas e determinação da rotação do plasma [61]. O campo magnético toroidal é de  $B_0 \approx 1,15\text{T}$ , e a descarga de plasma tem duração de  $\Delta t \approx 120\text{ms}$ , com correntes da ordem de  $I_p \approx 100\text{kA}$ . A densidade média de partículas pode ser variada entre  $n = (1-4) \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ , com temperaturas eletrônicas típicas de  $T_e^{(0)} \approx 400 - 600\text{eV}$  no centro da coluna de plasma. Um desenho simplificado do tokamak TCABR é apresentado na Fig.3.1, onde estão identificados seus principais componentes.



#### TOKAMAK TCABR

- A: Bobina de aquecimento ôhmico
- B: Bobinas auxiliares de compensação
- C: Bobinas do campo vertical
- D: Bobina do campo toroidal
- E: Câmara de vácuo
- F: Flanges de acesso para diagnósticos

Fig.3.1: Desenho simplificado do tokamak TCABR.

### 3.2 O sistema de potência RF

O sistema de geração de potência RF usado no TCABR é composto por um banco de capacitores de  $C = 10 \times 88 \mu\text{F}$  (linha formadora de pulsos), carregado por uma fonte DC de alta potência, e um oscilador RF de quatro fases operando em regime *push-pull* misto. O banco é descarregado no momento desejado, através do uso de chaves rápidas de corrente do tipo *ignitron*. O gerador RF é composto por quatro triodos de potência (*Thomson* ITK 90-1), conectados em cascata, e pode fornecer uma potência máxima de  $P_{RF} = 1\text{MW}$  no intervalo de frequências  $f \approx 2 - 8\text{MHz}$ . A realimentação (*feedback*) de cada válvula é realizada a partir de uma amostra do sinal do circuito tanque da válvula adjacente, assegurando que os sinais de saída estejam defasados em exatamente  $90^\circ$ .

Um esquema elétrico simplificado do gerador RF está representado na Fig.3.2, onde foi destacada a conexão de realimentação em cascata de uma das válvulas [46].

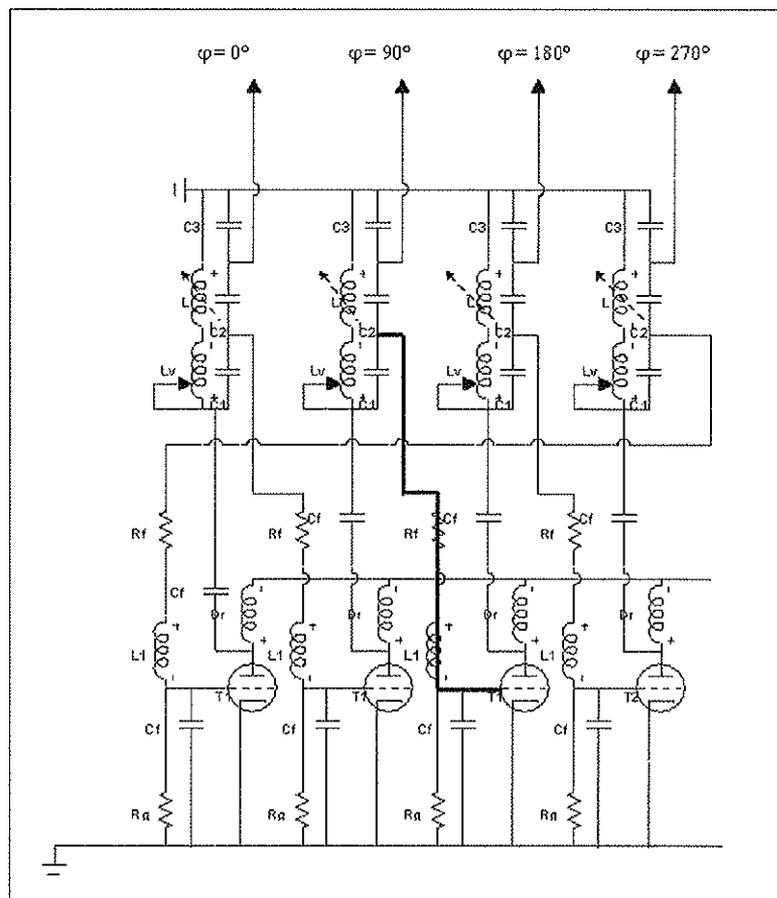


Fig.3.2: Esquema elétrico simplificado do oscilador RF de quatro fases.

### 3.3 O módulo original de antenas (tipo I)

O primeiro módulo de antenas projetado para os experimentos com ondas de Alfvén no TCABR é formado por dois pares de anéis poloidais idênticos, de raio  $r_A \approx 20,5\text{cm}$ , separados por um ângulo toroidal de aproximadamente  $\phi \approx 22^\circ$ , como mostra a Fig.3.3. Cada par é composto de duas espiras rotacionadas entre si em  $\theta = 90^\circ$  na direção poloidal. As espiras são cortadas em dois semi-anéis que são alimentados em paralelo por uma corrente RF. Essa configuração minimiza o acoplamento indutivo entre as espiras adjacentes e permite a excitação de ondas caminhantes de helicidade unitária ( $M = +1$  ou  $M = -1$ ). A helicidade da onda excitada é escolhida através da defasagem entre correntes de um par de espiras ( $\Delta\phi = \pm\pi/2$ ), enquanto que o número toroidal  $N$  é determinado através das fases das correntes fornecidas ao outro par de espiras.

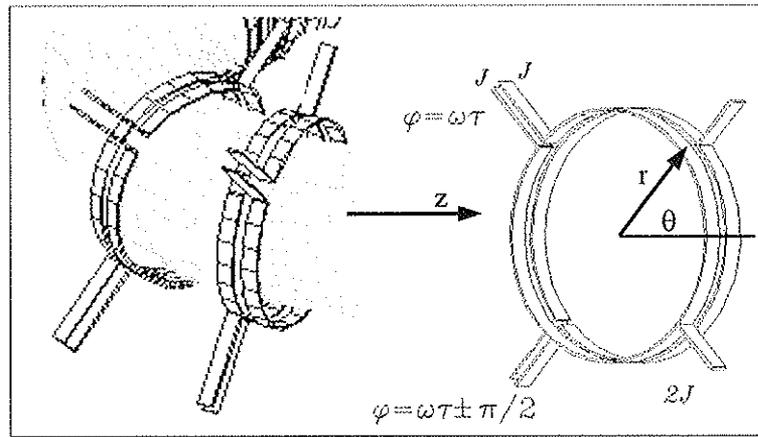


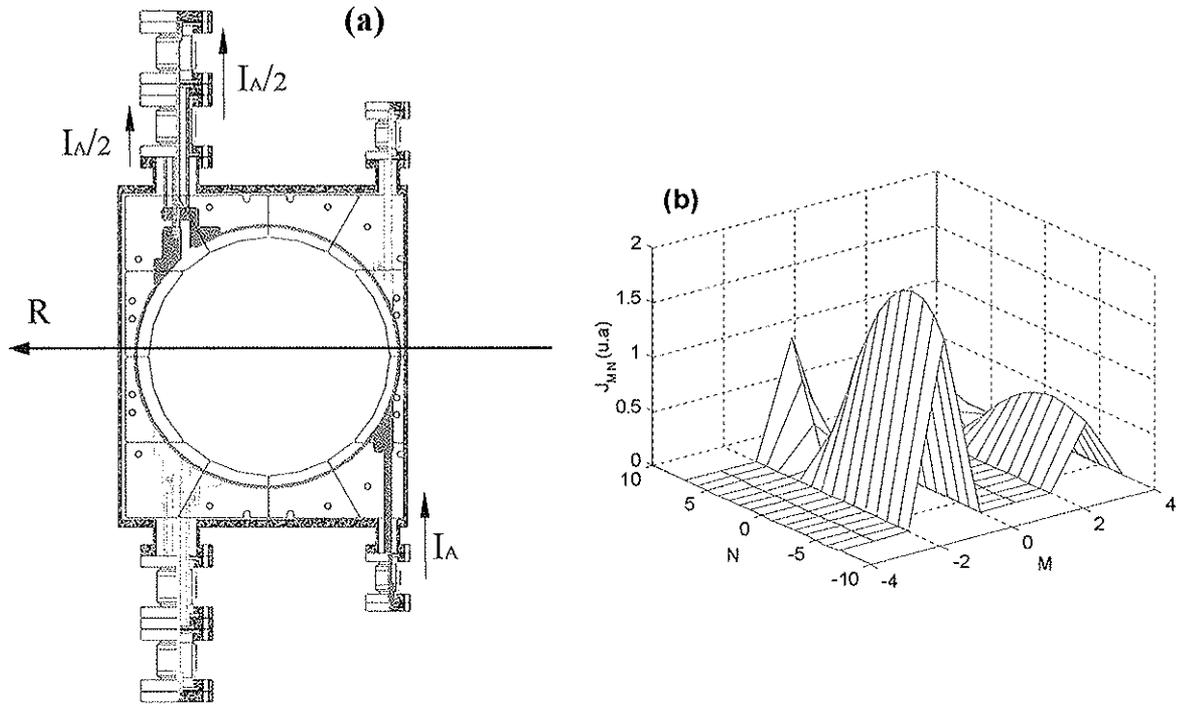
Fig.3.3: Representação simplificada da estrutura da antena original (tipo I).

Como mencionado, o espectro gerado pela antena é determinado pelas dimensões das espiras e pela defasagem entre as correntes fornecidas às mesmas ( $\phi$ ). As componentes de Fourier da densidade de corrente total gerada na superfície das antenas ( $J_{MN}$ ) pode ser calculada somando-se as contribuições de todas as semi-espiras, segundo [46]

$$J_{MN} = \sum_k J_{MN}^k = \frac{j_0 d \cdot L}{\pi^2 r_A \cdot R_0} \cdot \left( \frac{\sin\left(\frac{ML}{r_A}\right) \sin\left(\frac{Nd}{R_0}\right)}{\left(\frac{ML}{r_A}\right) \left(\frac{Nd}{R_0}\right)} \right) \cdot \sum_k e^{-i\left(M\theta_k + \frac{N}{R}z_k + \phi_k\right)} \quad (3.1)$$

onde  $L$  e  $d$  são o comprimento e a meia-largura das espiras, respectivamente,  $j_0 = I_A/4d$  é a densidade de corrente superficial nas espiras, e  $\phi_k$  representa a fase da corrente na  $k$ -ésima espira.

Um corte transversal da câmara de vácuo do TCABR é mostrado na Fig.3.4(a), destacando a estrutura poloidal de um par de semi-espiras da antenna original e sua configuração de alimentação. Na Fig 3.4(b) é mostrado o espectro gerado por esta antenna, obtido pela eq.(3.2) com quatro espiras alimentadas com a mesma corrente  $j_0$  e fases  $\varphi_k = (0, -\pi/2, \pi/2, 0)$ , privilegiando a excitação do modo  $(M/N) = (-1/-4)$ .



**Fig.3.4:** Corte transversal da câmara de vácuo do TCABR (a) destacando um par de espiras da antenna original e respectivo espectro RF gerado no vácuo, para quatro espiras alimentadas com  $\varphi_k = (0, -\pi/2, \pi/2, 0)$

Na figura (3.4) vemos que o par de semi-espiras envolve completamente a coluna de plasma, o que permite a excitação de um espectro poloidal bastante selecionado, como confirmado pelas simulações apresentadas em (b), onde além do modo principal  $M = -1$ , vemos que ocorre apenas uma pequena excitação parasítica do harmônico  $M = +3$ . Uma seleção mais discreta do modo toroidal  $N$  só pode ser obtida com a inclusão de módulos adicionais de antenas em outras regiões toroidais do tokamak (como previsto para o futuro). Na Fig.3.4(a) também podem ser vistos os alimentadores coaxiais das espiras e os protetores laterais de nitreto de boro (em cinza), que foram instalados após a remoção da tela de Faraday. A resistência interna ( $R_A$ ) e a auto-indutância ( $L_A$ ) de um par de espiras da antenna original são  $R_A = (0,9 \pm 0,1)\Omega$  e  $L_A = (1,4 \pm 0,1)\mu\text{H}$ , valores que foram obtidos através de experimentos com varredura de frequências realizados sem plasma.

### 3.4 O novo módulo de antenas (tipo II)

O novo módulo de antenas proposto para aprimorar os experimentos com ondas de Alfvén no TCABR é formado por quatro semi-espiras, dispostas duas a duas em uma mesma secção poloidal ( $\phi = \text{cte}$ ), simétricas em relação ao equador da câmara de vácuo. Essas espiras foram projetadas para utilizarem os mesmos passadores de corrente da antena original, de forma que os planos poloidais das espiras também estão separados de  $\phi \approx 22^\circ$ , porém a extensão das semi-espiras foi consideravelmente reduzida para  $\theta \approx 90^\circ$ . Como conseqüência, o espectro das ondas excitadas no plasma terá uma definição do número de onda poloidal menor do que o da configuração original.

Na Fig 3.5 é mostrada uma secção transversal da câmara de vácuo do TCABR com um corte de um par de espiras da antena nova (a), juntamente com o espectro gerado pela mesma (b) com quatro semi-espiras alimentadas com  $\varphi_k = (0, \pi, -\pi/2, +\pi/2)$ , calculado a partir da eq.(3.1).

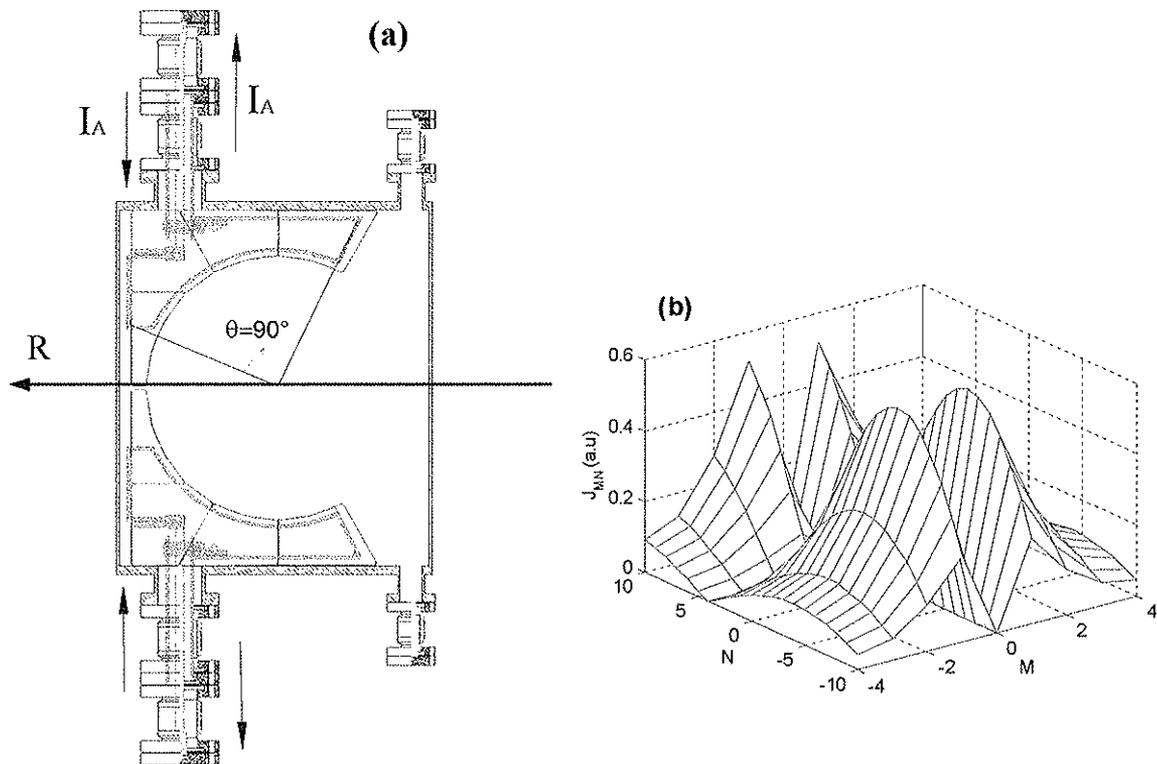


Fig.3.5: Secção transversal da câmara de vácuo do TCABR (a) destacando um par de espiras da antena nova e respectivo espectro RF gerado no vácuo, para quatro espiras alimentadas com  $\varphi_k = (0, -\pi/2, \pi/2, 0)$

Com a redução da extensão poloidal das espiras, o espectro gerado por essa antena é muito menos seletivo em relação ao número de onda poloidal  $M$ , como pode ser visto na Fig.3.5(b), onde os harmônicos  $M = -1$  e  $M = +1$  são excitados praticamente com a mesma amplitude. No entanto, essa configuração tem a vantagem de que, nesse caso, as correntes em cada uma das espiras entram e saem pelo mesmo alimentador (a), o que diminui substancialmente o ruído RF induzido na câmara de vácuo e a queda indutiva de tensão na antena. Uma outra vantagem é que, nesta nova configuração, os passadores de corrente na parte interna da câmara de vácuo não são necessários, reduzindo o custo e o trabalho de instalação do sistema completo de antenas.

### 3.5 Circuito equivalente para as antenas

Como mencionado, a conexão entre as antenas e o gerador RF precisa ser realizada de forma que o máximo da energia gerada seja transferido às antenas (casamento de impedâncias). Como o gerador RF possui uma impedância de saída típica de  $50\Omega$  (assim como os cabos utilizados), se faz necessária a inclusão de capacitores, conectados em série e em paralelo com as espiras (de baixa impedância), para se conectar corretamente as antenas ao sistema de potência. Um esquema simplificado do circuito do casador de impedâncias usado no TCABR é mostrado na Fig.3.6, onde  $R_A$  e  $L_A$  representam a resistência interna e a auto-indutância das espiras, respectivamente, e os capacitores  $C_0$  e  $C_1$  são os capacitores de acoplamento.

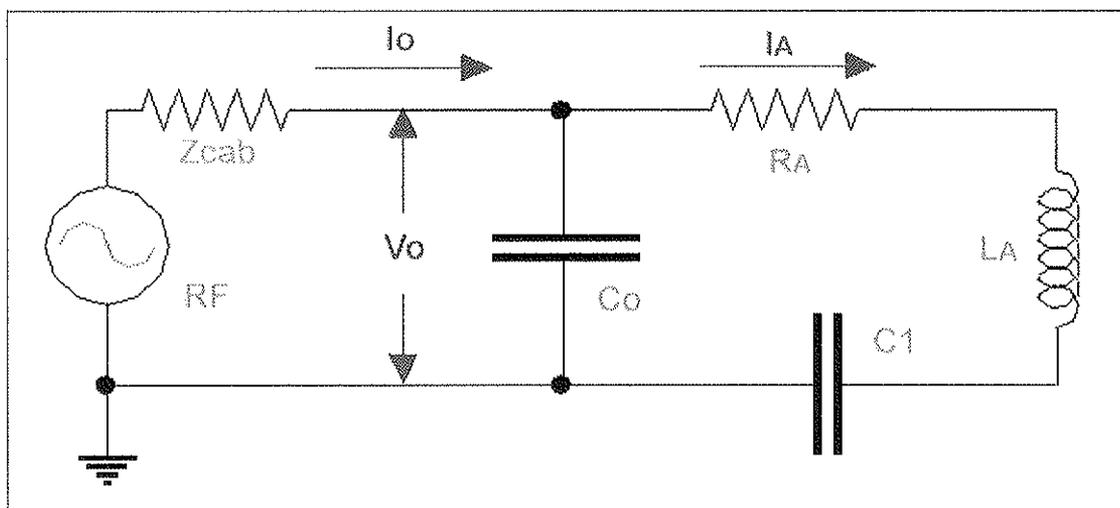
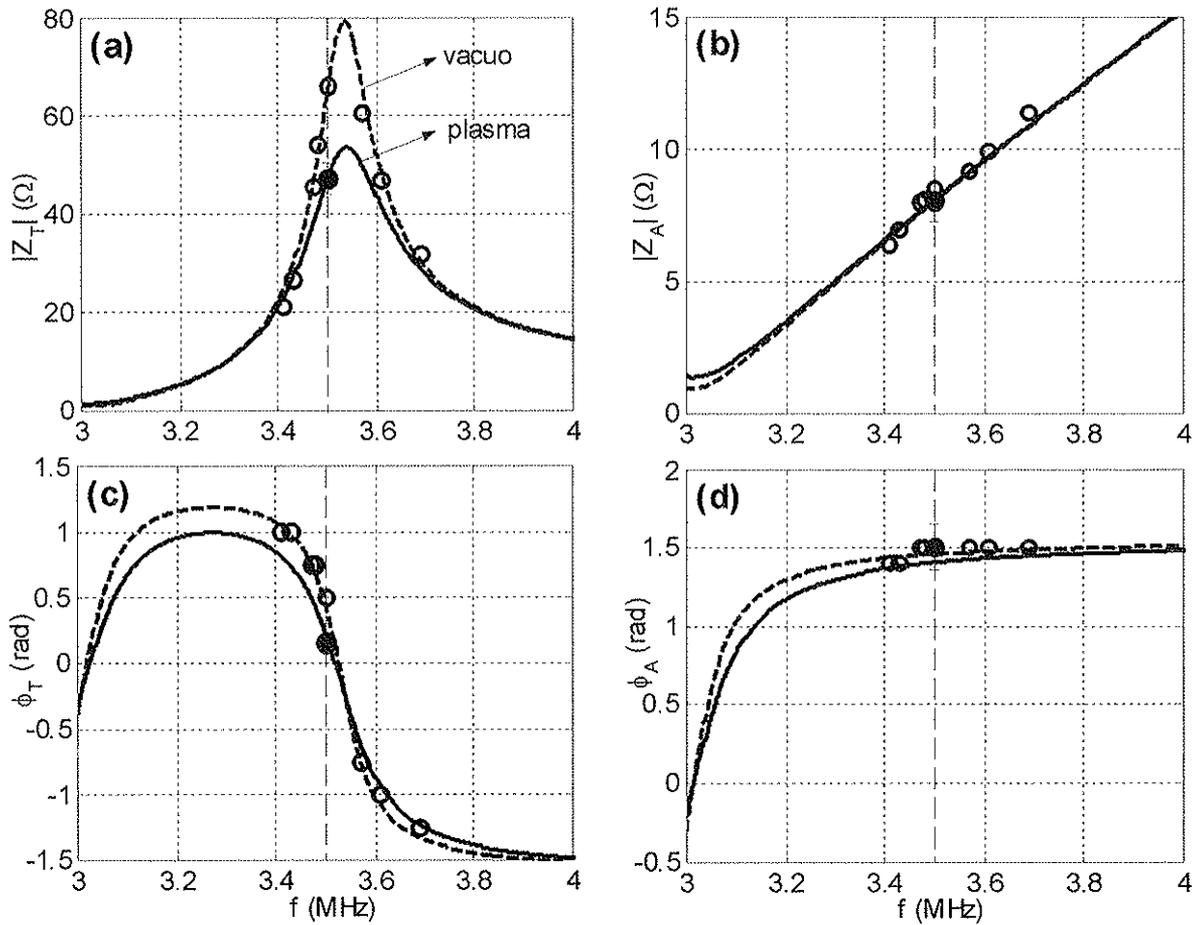


Fig.3.6: Esquema simplificado do circuito equivalente para uma espira da antena.

A impedância total do circuito das antenas é dada por  $\hat{Z}_T = (i\omega C_0 + 1/\hat{Z}_A)^{-1}$ , onde  $\hat{Z}_A(\omega) = R_A + i(\omega L_A - 1/\omega C_1)$  é a impedância RLC-série do ramo da espira. Considerando que o acoplamento entre as antenas e o plasma é principalmente indutivo (com mecanismo dissipativo no secundário), podemos estudar a dissipação das ondas de Alfvén através das alterações dos parâmetros internos das espiras ( $R_A, L_A$ ) [57]. Dessa forma, a resistência interna das espiras é definida como  $R_A = R_A^{(0)}$ , no vácuo, e  $R_A = R_A^{(0)} + R_p$ , na presença de plasma, onde  $R_p$  representa a impedância (ativa) de acoplamento onda-plasma; a auto-indutância das espiras também é dada por  $L_A = L_A^{(0)} + L_p$ , porém, as variações nesse parâmetro são, em geral, muito pequenas. Portanto, comparando-se as impedâncias ( $\hat{Z}_T$  e  $\hat{Z}_A$ ) obtidas em um experimento com excitação de ondas de Alfvén no plasma com os valores conhecidos no vácuo, podemos determinar a impedância de acoplamento do plasma ( $\hat{Z}_p = R_p + i\omega L_p$ ) que é compatível com essas diferenças. Os módulos dessas impedâncias estão relacionados com as amplitudes da tensão aplicada ao circuito ( $V_0$ ) e das correntes total ( $I_0$ ) e nas espiras ( $I_A$ ) através de  $|\hat{Z}_T| = V_0 / I_0$  e  $|\hat{Z}_A| = V_0 / I_A$ , e portanto podem ser medidas com certa facilidade. Os argumentos dessas impedâncias ( $\phi_T, \phi_A$ ), no entanto, estão relacionados com a diferença de fase entre os sinais de corrente e de tensão medidos, e sua aferição é mais complicada. A potência total fornecida ao circuito das antenas ( $P_{TOT} = \frac{1}{2} V_0 I_0 \cos \phi_T$ ) é dividida entre a antena e o plasma segundo  $P_{TOT} = \frac{1}{2} R_A^{(0)} I_A^2 + \frac{1}{2} R_p I_A^2$ , de modo que a potência dissipada no plasma pode ser calculada por  $P_{pla} = \frac{1}{2} V_0 I_0 \cos \phi_T - \frac{1}{2} R_A^{(0)} I_A^2$ , onde o segundo termo representa as perdas ôhmicas nas espiras.

Na Fig.3.7 são mostradas as curvas em frequência dos módulos (**a,b**) e dos argumentos (**c,d**) das impedâncias total ( $\hat{Z}_T$ ) e da antena ( $\hat{Z}_A$ ), obtidas com  $R_A = 0,9\Omega$  (vácuo) e com  $R_A = 1,3\Omega$  (com plasma). Foram utilizados os valores  $C_0 = 5600\text{pF}$ ,  $C_1 = 1980\text{pF}$  e  $L_A^{(0)} = 1,42\mu\text{H}$ , que correspondem a um arranjo típico dos experimentos com a antena original. Também são mostrados os valores experimentais dessas grandezas sem plasma ( $\circ$ ), obtidos em um experimento de varredura de frequências realizada em baixa potência, e os valores encontrados em um disparo de plasma ( $\bullet$ ), com excitação de ondas de Alfvén a  $f = 3,5\text{MHz}$  (reta tracejada).

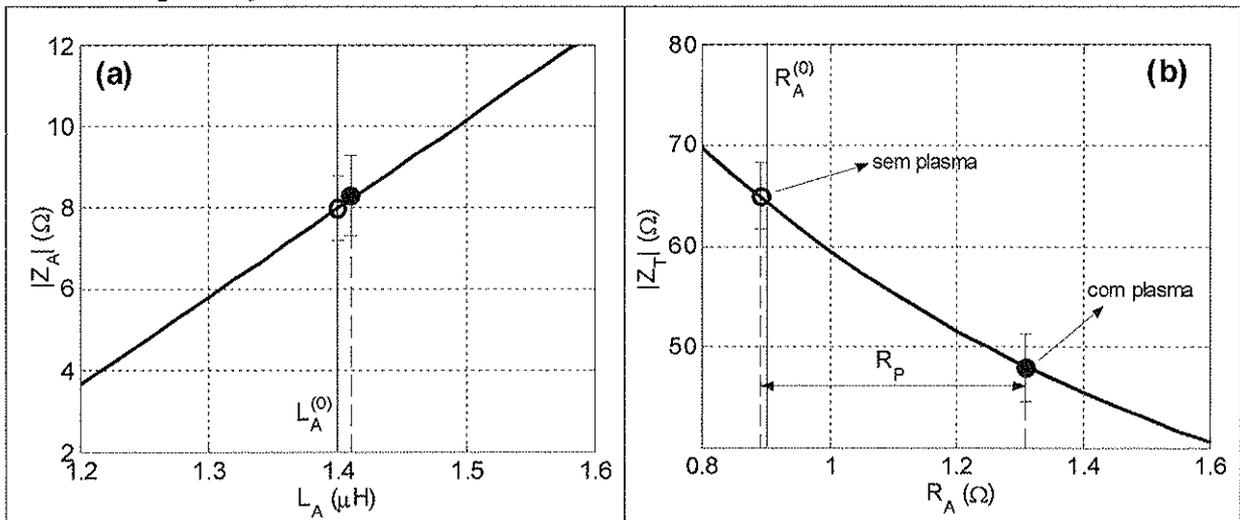


**Fig.3.7:** Curvas em frequência dos módulos (a,b) e dos argumentos (c,d) das impedâncias total ( $\hat{Z}_T$ ) e da antena ( $\hat{Z}_A$ ), para  $R_A = 0,9\Omega$  (vácuo) e  $R_A = 1,3\Omega$  (plasma). Também são mostrados os valores experimentais obtidos no vácuo (○) e em um diásporo de plasma (●) com geração de ondas de Alfvén a  $f = 3,5\text{MHz}$ .

Como vemos, para frequências próximas da ressonância do circuito RLC, o módulo da impedância total (a) é da ordem de  $|\hat{Z}_T| \approx 60 - 80\Omega$ , garantindo o acoplamento adequado entre o gerador RF e as antenas. Nessa situação, a corrente nas espiras ( $I_A$ ) e a corrente total ( $I_0$ ) estão praticamente fora de fase, sendo que a primeira é cerca de 5-10 vezes maior que a segunda, em módulo. Além disso, a impedância da antena  $\hat{Z}_A$  (b,d) praticamente não depende do valor de  $R_A$ , já que sua parte reativa é predominante ( $i\omega L_A \gg R_A$ ). O módulo e o argumento da impedância total do circuito (a,c), por outro lado, são muito mais sensíveis a alterações na resistência interna  $R_A$ , de forma que essas grandezas são as mais indicadas para se estudar o acoplamento das antenas com o plasma. O fator de qualidade do circuito, correspondente à semi-largura da curva (a), passa de  $Q^{(0)} = \omega L_A^{(0)} / R_A^{(0)} = 34$  no vácuo para  $Q = \omega L_A^{(0)} / R_A = 24$  na presença de plasma. Nessas condições, cerca de um terço da potência total fornecida às antenas está sendo transferida ao

plasma, como pode ser estimado a partir de  $P_{pla} / P_{TOT} = R_p / (R_p + R_A^{(0)}) \approx 0,3$ , onde  $R_p = R_A - R_A^{(0)} = 0,4\Omega$  é a impedância de acoplamento do plasma considerada neste caso.

Como mencionado, a medida da diferença de fase entre os sinais de corrente e tensão nos elementos da antena não é simples, pois envolve medidas com alta taxa de amostragem ( $f_{samp} > 2f_{RF}$ ), que são fortemente influenciadas pelo arranjo experimental e necessitam de calibração cuidadosa do equipamento. Isso nos motivou a desenvolver um procedimento que permite determinar a impedância de acoplamento  $R_p$  apenas a partir das amplitudes das correntes e tensões medidas no circuito da antena, isto é, a partir dos valores de  $|\hat{Z}_T|$  e  $|\hat{Z}_A|$ . Como mencionado, a impedância  $\hat{Z}_A$  praticamente não depende da resistência interna das antenas, de forma que ela pode ser usada independentemente para se verificar se ocorreram alterações na indutância interna das espiras na presença de plasma ( $|\hat{Z}_A| \approx f(L_A)$ ). Conhecendo-se o valor de  $L_A = L_A^{(0)} + L_p$  e a frequência de excitação do gerador RF ( $\omega = 2\pi f_{RF}$ ), podemos determinar a ‘curva de calibração’  $|\hat{Z}_T| = f(R_A, L_A = \text{cte})$ , que fornece diretamente o valor da impedância de acoplamento  $R_p = R_A - R_A^{(0)}$ , a partir do valor de  $|\hat{Z}_T|$  encontrado durante o experimento com plasma. Um exemplo desse procedimento é mostrado na Fig.3.8, onde estão representadas as funções  $|\hat{Z}_A| \approx f(L_A)$  (a) e  $|\hat{Z}_T| = f(R_A)$  (b), para os mesmos parâmetros considerados na Fig.3.7, juntamente com os valores experimentais obtidos no vácuo e em um disparo com plasma, utilizando a antena original a  $f = 3,5\text{MHz}$ .



**Fig.3.8:** Exemplo do método utilizado para se determinar a impedância de acoplamento do plasma  $R_p = R_A - R_A^{(0)}$ , a partir dos módulos das impedâncias total  $\hat{Z}_T$  (b) e da antena  $\hat{Z}_A$  (a).

A partir da Fig.3.8(a) vemos que praticamente não houve variação da indutância interna da espira em relação ao valor no vácuo ( $L_A^{(0)}$ ), como ficou constatado na maioria dos experimentos realizados no TCABR. A impedância total do circuito  $\hat{Z}_T$ , no entanto, diminuiu de  $|\hat{Z}_T| \approx 65\Omega$  (sem plasma) para  $|\hat{Z}_T| \approx 48\Omega$  na presença de plasma, o que corresponde a uma variação da resistência interna da antena de  $R_A \approx 0,9\Omega$  para  $R_A \approx 1,3\Omega$ , correspondente a uma impedância de acoplamento do plasma de  $R_p \approx 0,4\Omega$ .

Esse procedimento foi utilizado para todos os cálculos de impedância que serão mostrados nesse trabalho. A título de confirmação do método, em muitos casos, foram medidas as diferenças de fase entre a tensão e as correntes no circuito da antena, adquirindo-se os sinais com um osciloscópio digital de alta frequência. Porém, como a memória do osciloscópio é restrita, apenas uma pequena fração do sinal ( $\Delta t \sim 1-10\mu s$ ) pode ser adquirida com alta taxa de amostragem, e modificações na impedância de acoplamento durante o pulso RF não podem ser verificadas nessas medidas.

Também foram realizadas estimativas da impedância de acoplamento através de um diagnóstico para medida da potência acoplada ao plasma, baseado na multiplicação e comparação dos sinais de alta frequência, como veremos a seguir.

### 3.6 Diagnósticos RF

Diversos sistemas de diagnóstico foram desenvolvidos especificamente para a investigação das ondas de Alfvén no TCABR. Entre eles, se destaca o diagnóstico de potências, que mede a potência RF dissipada no plasma durante a excitação das ondas de Alfvén, o diagnóstico espectral, baseado em sondas magnéticas para medida dos campos RF gerados no vácuo, e um conjunto de sondas eletrostáticas dispostas em três posições radiais no SOL, que permitem o estudo do acoplamento parasítico das ondas de Alfvén com a periferia do plasma. Esses diagnósticos estão descritos em detalhe na dissertação de mestrado de E.Lerche [57], de modo que nesta seção faremos apenas um breve resumo dos mesmos, destacando suas principais características de operação.

### 3.6.1 Diagnóstico de potências

É claro que uma das medidas mais importantes em experimentos com injeção auxiliar de potência em tokamaks é a medida da potência efetivamente transferida ao plasma pelo mecanismo de dissipação. O diagnóstico de potências desenvolvido para o sistema de excitação de ondas de Alfvén do TCABR é baseado na multiplicação dos sinais RF de tensão e corrente na antena (alta frequência) e posterior comparação dos produtos, levando em conta as perdas térmicas na antena, permitindo a calibração das diferenças de fase dos sinais, para compensar as influências do arranjo experimental (cabos, conexões, etc...).

Na Fig.3.9(a) está representado um esquema simplificado do circuito de diagnóstico de potência para uma espira da antena, juntamente com os sinais de saída das placas multiplicadoras (IV) e (II).

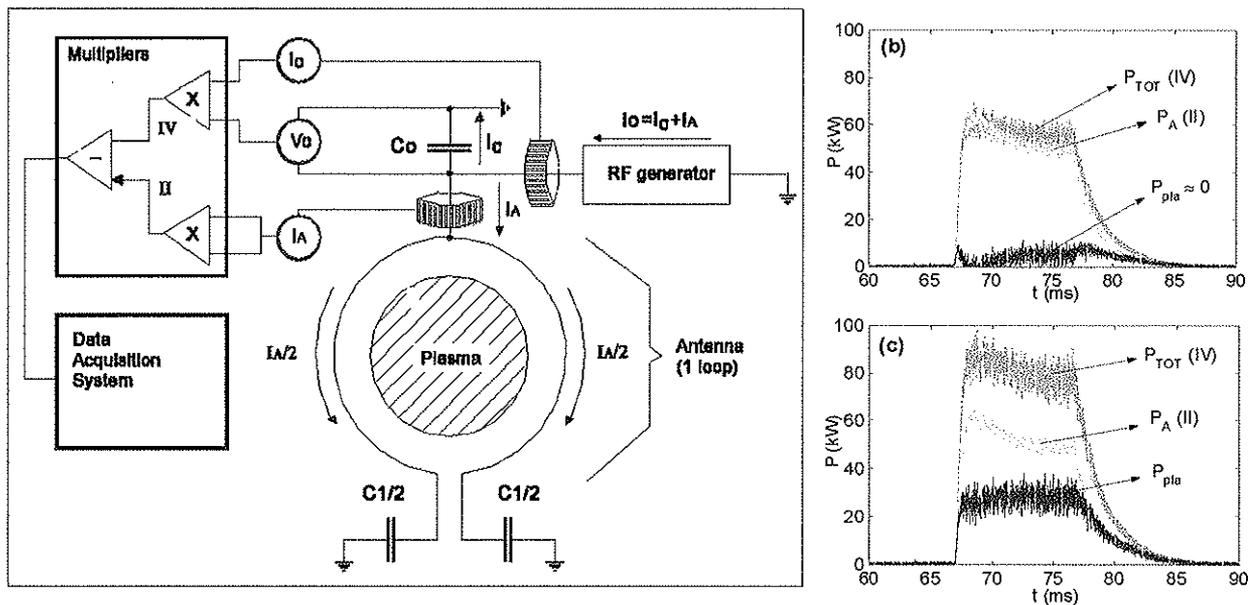


Fig.3.9: Representação simplificada do sistema de diagnóstico de potências (a) e sinais típicos durante a calibração (b) e em um disparo de plasma (c).

A potência total fornecida ao sistema,  $P_{TOT} = \frac{1}{2} V_0 I_0 \cos \phi_T$ , é medida multiplicando-se (em alta frequência) os sinais da tensão aplicada à antena  $V_0$  e da corrente total fornecida pelo gerador  $I_0$  (IV), enquanto a corrente nas espiras é elevada ao quadrado, fornecendo um sinal proporcional às perdas ôhmicas  $P_A \sim R_A^{(0)} I_A^2$  (II). Esses sinais são filtrados e então subtraídos, e essa diferença (de baixa frequência) é transferida para o sistema de aquisição de dados. Sem plasma, toda a potência fornecida às antenas é perdida por efeito Joule nas espiras,  $P_{TOT} = R_A^{(0)} I_A^2 / 2$ , e o circuito é ajustado

para fornecer uma resposta nula nessas condições. Dessa forma, na presença de plasma, os circuitos já estão corretamente calibrados para subtrair corretamente as perdas na antena do sinal da potência total injetada, fornecendo apenas a potência dissipada no mesmo  $P_{pla} = P_{TOT} - R_A^{(0)} I_A^2 / 2$ .

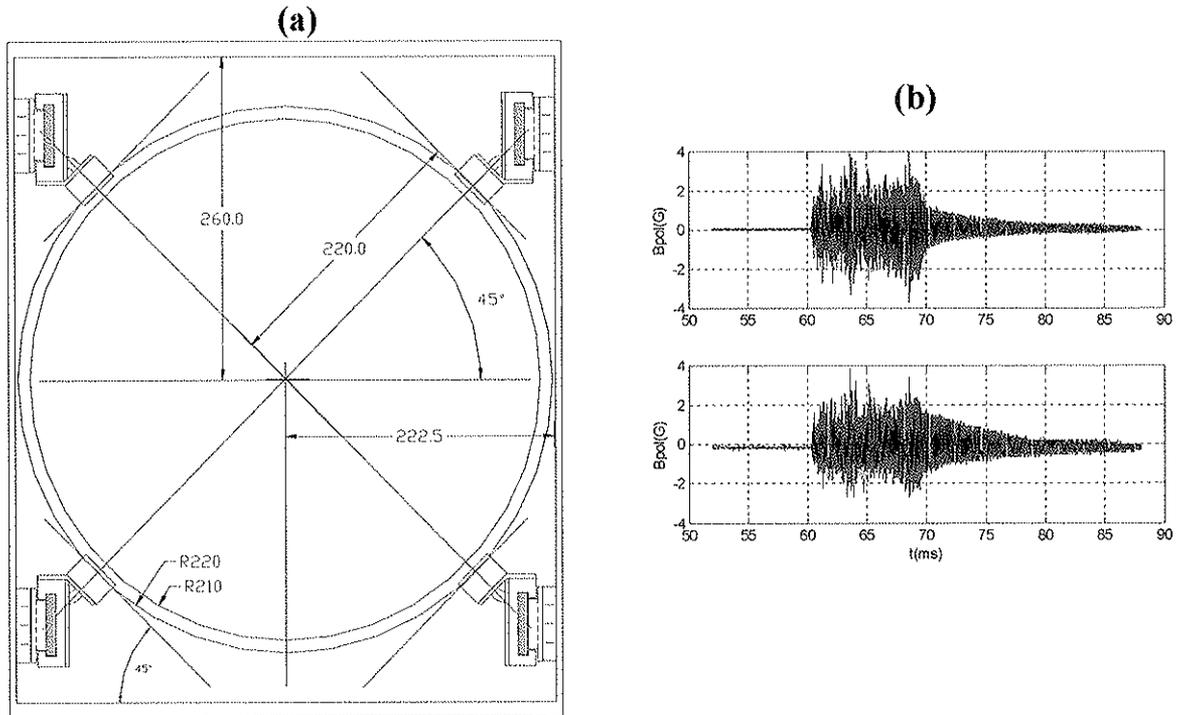
Um exemplo desse procedimento de calibração pode ser visto nas Figs.3.9 (b) e (c), onde são mostrados os sinais de saída do circuito de diagnóstico de potências, adquiridos em um disparo sem plasma e com plasma, respectivamente.

A principal vantagem desse esquema de medida é que seus sinais de saída são de baixa frequência, pois são proporcionais às potências médias medidas, o que permite o monitoramento da potência dissipada durante todo o ciclo experimental. Notamos que com esse diagnóstico, não é necessário conhecer o valor absoluto da resistência interna da antena, já que é possível incluir quaisquer perdas parasíticas existentes na calibração inicial dos circuitos.

### 3.6.2 Diagnóstico espectral

A análise do espectro RF gerado pela antena é muito importante para se identificar as ressonâncias associadas aos modos de Alfvén, permitindo a escolha apropriada da configuração de alimentação das antenas. O sistema de diagnóstico espectral proposto consiste de oito sondas magnéticas de alta frequência localizadas na sombra do limitador, que correm sobre quatro trilhos toroidais fixos próximo aos ‘cantos’ superiores e inferiores (internos) da câmara de vácuo. Cada sonda magnética é composta por dois solenóides ortogonais, dispostos de forma a medirem as componentes poloidal  $\tilde{B}_\theta$  e toroidal  $\tilde{B}_\phi$  dos campos magnéticos RF excitados pela antena. As sondas podem ser deslocadas independentemente sobre os trilhos na direção toroidal, o que permite otimizar as medidas auferidas de acordo com o espectro (toroidal) excitado.

Uma secção transversal da câmara de vácuo do TCABR, mostrando um corte desse sistema com quatro sondas magnéticas, está representado na Fig.3.10(a). Também são mostrados sinais típicos das sondas magnéticas (b) durante um experimento com ondas de Alfvén.



**Fig.3.10:** Secção transversal da câmara de vácuo destacando o sistema de sondas magnéticas RF (a) e exemplo de um sinal das sondas durante um experimento com ondas de Alfvén.

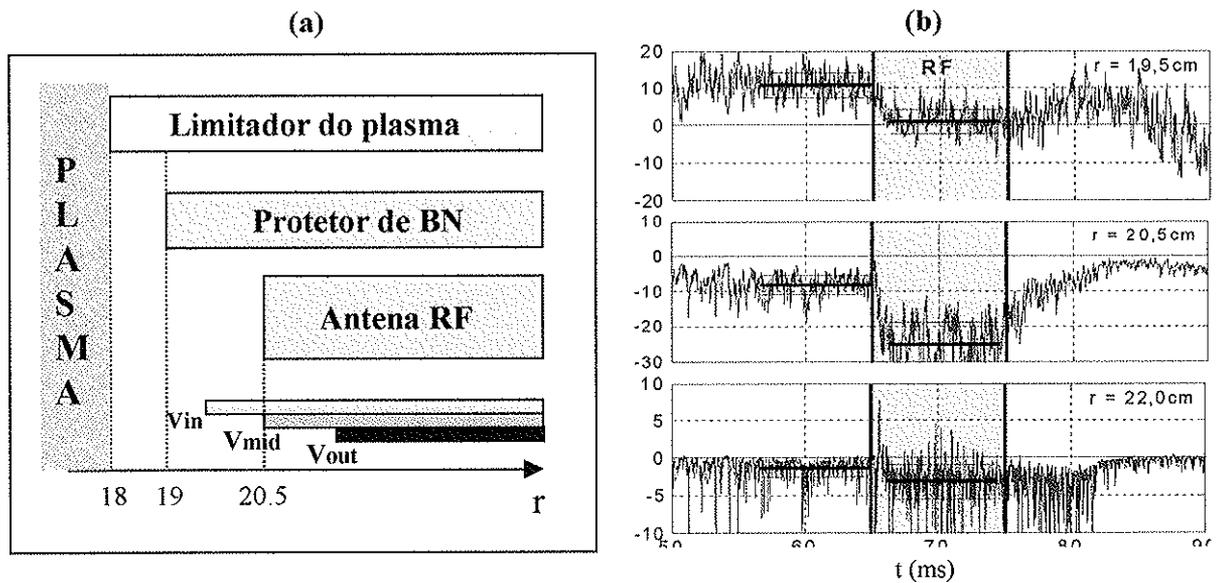
Analisando-se os sinais de várias sondas adquiridos com alta taxa de amostragem, pode-se estimar, por exemplo, o principal modo toroidal excitado no vácuo, segundo  $n \approx \phi_{\text{exp}} / \phi_s$ , onde  $\phi_{\text{exp}} = \omega \Delta t_{\text{exp}}$  é a diferença de fase entre os sinais adquiridos por duas sondas magnéticas separadas por um ângulo toroidal  $\phi_s = 10 - 45^\circ$ . Analogamente, a principal componente poloidal excitada pode ser estimada segundo  $m \approx \theta_{\text{exp}} / \theta_s$ , onde  $\theta_s = 90^\circ$  é o ângulo poloidal entre as sondas (fixo).

Infelizmente, apenas duas sondas magnéticas estão atualmente em funcionamento, e apenas o modo toroidal excitado pôde ser estimado a partir dessas medidas, fornecendo  $N = -2$  para baixas e médias densidades, e  $N = -2/-3$  para densidades maiores, conforme o esperado (veja Cap.4).

Também está sendo finalizado um circuito de multiplicadores eletrônicos para os sinais das sondas RF, que permitirá o registro das diferenças de fase entre os sinais medidos durante todo o pulso RF, com baixa taxa de aquisição de dados.

### 3.6.3 Sondas eletrostáticas

Conforme veremos mais adiante, algumas componentes do espectro gerado pela antena depositam energia próximo à borda do plasma, o que causa consideráveis alterações nas propriedades do plasma nesta região. Como o acoplamento é principalmente eletrostático, essas alterações podem, em boa parte, ser estudadas através das perturbações causadas nos potenciais do SOL. Para isso, foi instalado um conjunto de sondas eletrostáticas (não polarizadas) em três posições radiais na sombra do limitador próximo à superfície da antena, em  $r = 19,5\text{cm}$  ( $V_{in}$ ),  $r = 20,5\text{cm}$  ( $V_{mid}$ ) e  $r = 22,0\text{cm}$  ( $V_{out}$ ), conforme representado na Fig.3.11.



**Fig.3.11:** Representação das posições relativas das sondas eletrostáticas em relação às superfícies radiais da antena, do protetor de BN e do limitador do plasma (a). Também são mostrados os sinais experimentais das três sondas em um típico experimento com ondas de Alfvén (b).

Como vemos, a sonda intermediária ( $V_{mid}$ ) está localizada na mesma superfície radial que a antena RF ( $r = 20,5\text{cm}$ ), enquanto que a sonda mais interna ( $V_{in}$ ), está quase alinhada com os protetores laterais de Nitreto de Boro (NB). Na Fig.3.11(b) são mostrados os sinais do potencial flutuante no SOL medidos com as três sondas, onde fica claro que o sinal mais perturbado corresponde à sonda localizada próxima ao raio da antena ( $V_{mid}$ ).

### 3.7 Resumo dos diagnósticos do TCABR

Além dos diagnósticos RF apresentados, outros diagnósticos do tokamak TCABR também foram utilizados na análise dos experimentos com excitação de ondas de Alfvén. Entre eles, se destaca um interferômetro, para medida de densidade, um radiômetro ECE, para medida da temperatura eletrônica do plasma, um bolômetro, para análise da potência irradiada pelo plasma, e um sistema de sondas de Mirnov e uma sonda rápida de Langmuir, para o estudo das oscilações MHD e das flutuações eletrostáticas, respectivamente.

Na Fig.3.12 está representada a vista aérea da câmara de vácuo do TCABR, destacando os principais equipamentos e sistemas de diagnóstico atualmente utilizados (em azul). Também estão representados alguns sistemas que estão em fase final de implantação (vermelho).

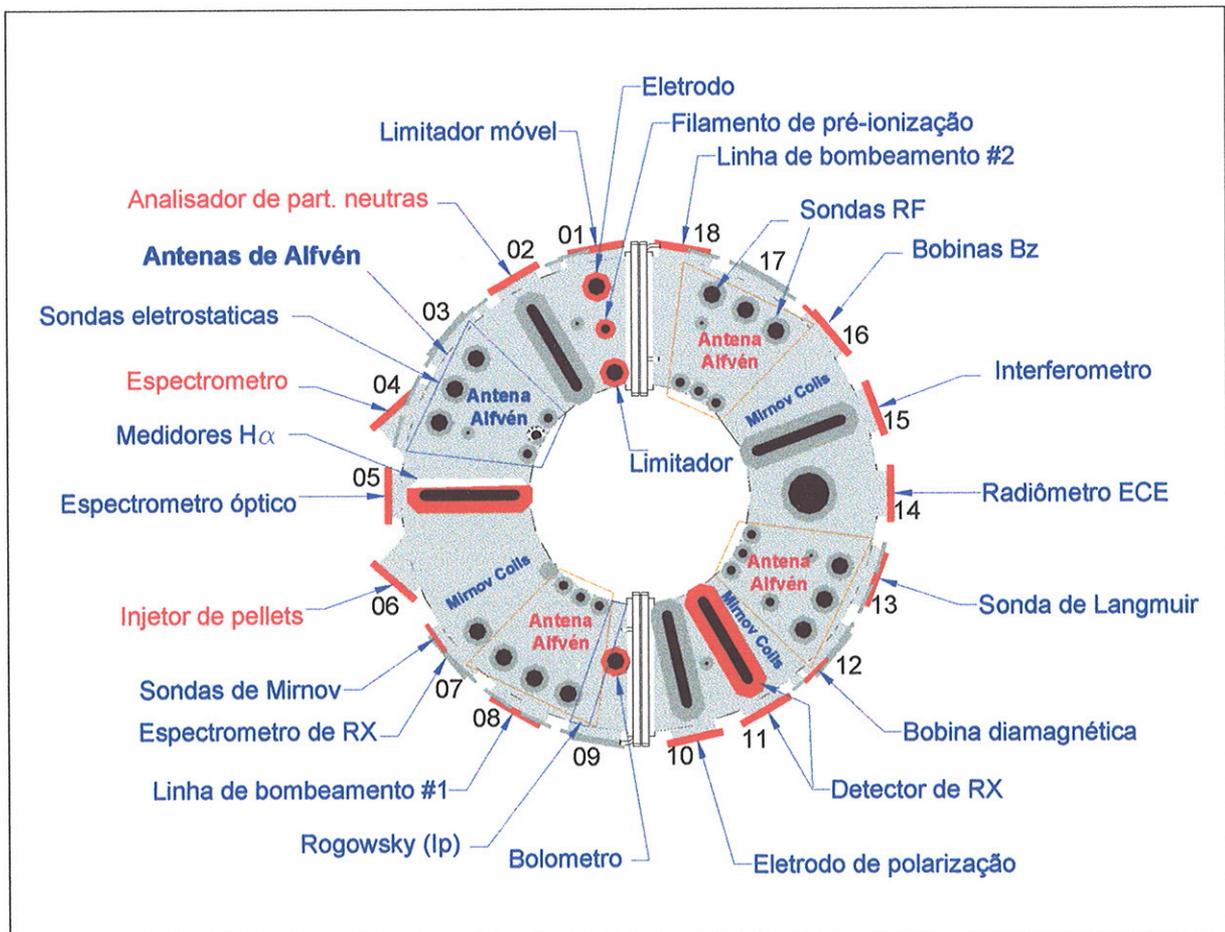


Fig.3.12: Vista aérea da câmara de vácuo do TCABR com os principais equipamentos e sistemas de diagnóstico atualmente utilizados (azul). Também são mostrados alguns sistemas a serem instalados em breve.

Inicialmente, destacamos o módulo das antenas de ondas de Alfvén, atualmente utilizado no TCABR (posições **03** e **04**), e dois dos diagnósticos RF recém apresentados; as sondas eletrostáticas, instaladas nas flanges superiores (CF63) da câmara, exatamente sobre a antena, e as sondas magnéticas de alta frequência, localizadas a aproximadamente  $90^\circ$  na direção toroidal (**17**).

Para a medição da densidade de linha do plasma, é utilizado um interferômetro de micro-ondas de 2mm (**15**), que permite a aquisição de dados em três cordas verticais da câmara de vácuo simultaneamente. Um radiômetro heteródino ECE [**67,68**], que fornece a temperatura eletrônica em diversas posições do plasma, está instalado próximo à posição **14**. A sonda rápida de Langmuir na posição **13** [**64-66**], possui posição radial ajustável e fornece a corrente de saturação iônica e o potencial flutuante na borda do plasma, sendo utilizada para a análise de flutuações eletrostáticas e transporte. A bobina diamagnética (**12**), mede o fluxo magnético para o cálculo do parâmetro  $\beta_\perp = \langle nkT \rangle / (B_0^2 / 2\mu_0)$ , através da expressão  $\beta_{diam} = 1 - 10^8 B_0 (V_{diam} - 0,002 I_p) / (G_{diam} 2\pi I_p^2)$ , onde  $I_p$  é a corrente de plasma, medida com uma bobina de Rogowsky (**09**), e  $V_{diam}$  e  $G_{diam}$  são o sinal e o ganho da bobina diamagnética, respectivamente. O parâmetro  $\beta_\perp$  também é determinado a partir das condições de equilíbrio do plasma, segundo  $\beta_{equi} = 227 I_v / I_p - 1,8 - \ell_i / 2$ , onde  $I_v$  é a corrente no sistema vertical e  $\ell_i$  é a indutância interna da coluna de plasma, considerada próxima da unidade,  $\ell_i \approx 1$ . Detectores de raios-X moles (com filtro de Berílio) [**82**], que são usados para a medida indireta da temperatura média do plasma através do método de razão de absorção, estão instalados nas janelas lateral e superior, próximo à posição **11**. Um arranjo de bolômetros semicondutores [**58-59**], que é usado para a medida da potência total (de linha) irradiada pelo plasma, está instalado na flange superior (**09**). O conjunto de sondas de Mirnov [**62,63**] está distribuído em um plano poloidal próximo à posição **07**, juntamente com um espectrômetro de raios-X. Um espectrômetro óptico *Jobin-Yvon*, com distância focal de 1m e resolução de  $0,2\text{\AA}$ , foi usado para a análise de impurezas e para a estimativa das rotações poloidal e toroidal do plasma [**60,61**], está instalado na posição **05**, próximo ao conjunto de detectores de emissão  $H_\alpha$ , muito usado em experimentos com descargas em regime *Runaway*. O sistema de controle do plasma e o sistema de aquisição de dados do tokamak TCABR (*TCAqs*), utilizam controladores com padrão VME-bus, que são conectados a uma rede de microcomputadores PC operando em ambiente *UNIX* [**83**].

## 4. Resultados numéricos

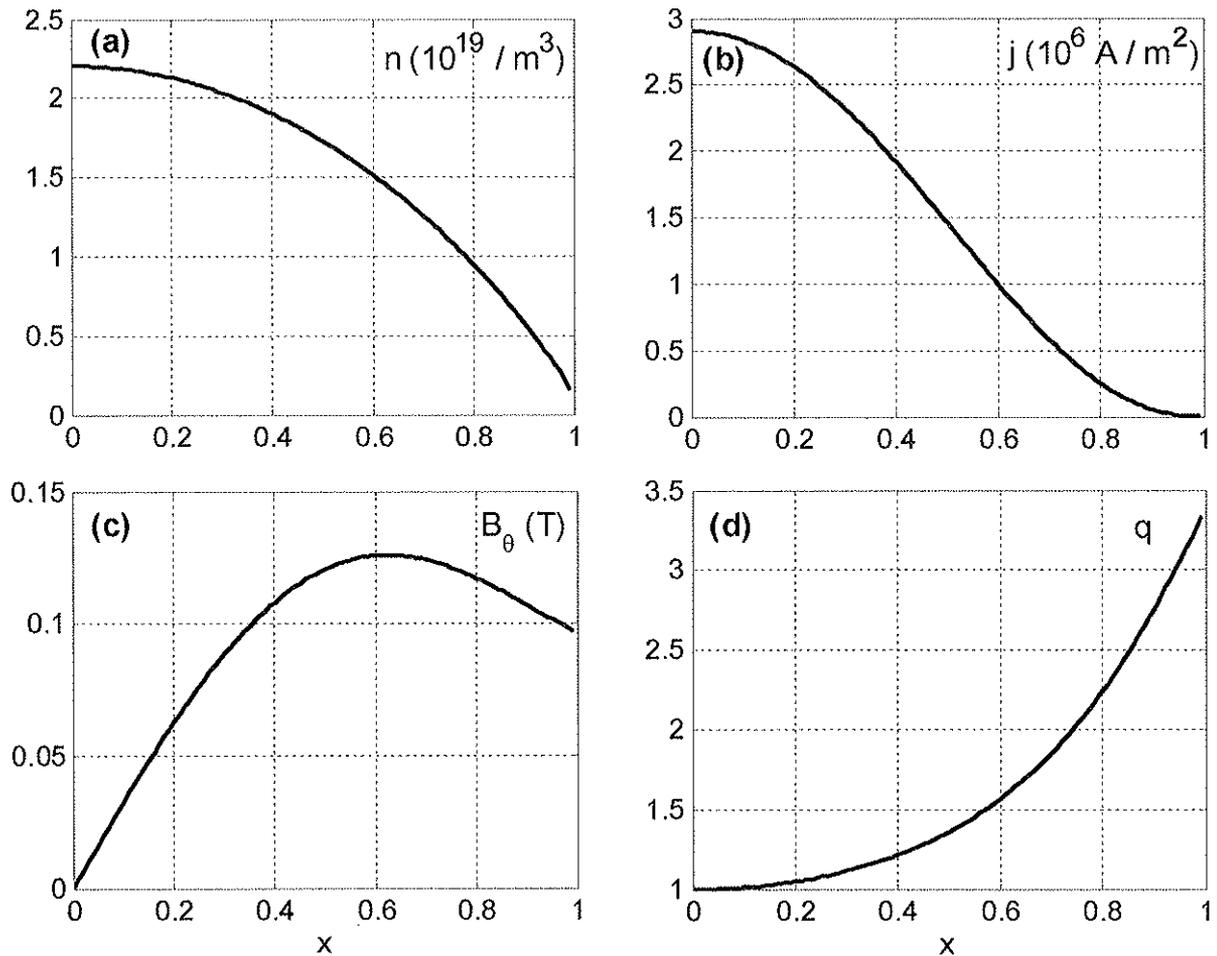
### 4.1 Introdução

O desenvolvimento e a aplicação de simulações numéricas da propagação de ondas eletromagnéticas no plasma é de vital importância para a realização correta e para o entendimento mais completo de experimentos com ondas de Alfvén. Estes códigos ajudam na escolha apropriada da configuração de excitação das ondas, de acordo com os parâmetros de equilíbrio do plasma, e fornecem informações adicionais importantes para uma análise detalhada dos dados experimentais. Assim, como parte teórica desta tese de doutoramento, foi realizada uma comparação entre dois códigos de dissipação de ondas de Alfvén, baseados em teorias diferentes. O primeiro é um código relativamente simples, que utiliza teoria de dois fluidos em geometria cilíndrica, desenvolvido por L.F. Ruchko e E.A. Lerche [57]. O segundo é um código cinético em geometria toroidal, recentemente aprimorado por A.G. Elfimov e G.Amarante-Segundo, durante a tese de doutoramento do segundo [43]. Esse código leva em conta o acoplamento de modos devido a toroidicidade do sistema e permite incluir populações de impurezas no plasma. Como será visto, os códigos são concordantes quanto à localização radial da superfície de Alfvén e quanto ao valor da impedância de acoplamento do modo principal no contínuo; porém, os harmônicos poloidais gerados pelo plasma (*side-band harmonics*), e considerados apenas no segundo caso, modificam o perfil radial de deposição de energia, introduzindo novas regiões de dissipação de potência, principalmente próximo à periferia do plasma. Na realidade, o código toroidal foi muito pouco explorado, em particular quanto à variação dos parâmetros de equilíbrio e quanto à inclusão de impurezas, uma vez que os motivos principais de seu uso neste trabalho foram validar o código de fluidos por nós desenvolvido e explicar o aquecimento do plasma observado fora da superfície ressonante de Alfvén, não previsto pelo mesmo.

Para facilitar a comparação entre os dois códigos, em todos os cálculos realizados neste capítulo foram utilizados os mesmos parâmetros de equilíbrio do plasma, correspondentes a valores típicos das descargas do TCABR:  $B_0 = 1,12\text{T}$ ,  $I_p = 87\text{kA}$ ,  $n_0 = (1-5) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ,  $T_{e0} \approx 400\text{eV}$ ,  $q_0 \approx 1$ ,  $q_a \approx 3,4$ . Os perfis radiais de equilíbrio foram considerados parabólicos, da forma  $f(r) = f_0(1-x^2)^{\alpha_f} + f_a$ , onde  $x = r/a$  e foram usados ( $\alpha_n = 0,9; n_a = 1 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ ),

( $\alpha_T = 2,0; T_a = 20\text{eV}$ ) e ( $\alpha_j = 2,4; j_a = 0$ ) para os parâmetros dos perfis de densidade de partículas, temperatura e densidade de corrente do plasma, respectivamente. A escolha para  $\alpha_n$  está baseada na determinação do perfil de densidade obtida com o interferômetro de micro-ondas (2mm). Os da temperatura e da densidade de corrente são próximos aos determinados para o tokamak TCA em Lausanne.

Na Fig.4.1 são mostrados exemplos dos perfis radiais da densidade de plasma  $n(r)$  (a), densidade de corrente  $j(r)$  (b), campo magnético poloidal  $B_\theta(r)$  (c) e fator de segurança  $q(r) = rB_0/R_0B_\theta$  (d), utilizados nas simulações.



**FIG.4.1:** Perfis de equilíbrio utilizados nas simulações: densidade de partículas (a), densidade de corrente (b), campo magnético poloidal (c) e fator de segurança  $q = rB_0/R_0B_\theta$  (d), com  $B_0 = 1,12\text{T}$  e  $I_p = 87\text{kA}$ .

Independentemente da complexidade da teoria adotada, algumas considerações básicas sobre a existência da ressonância de Alfvén para um determinado modo dentro do plasma, de acordo com a

freqüência de excitação e os parâmetros de equilíbrio, podem ser feitas a partir da relação de dispersão simplificada para o contínuo de Alfvén  $\omega_A = k_{||} v_A / \sqrt{1 + (k_{||} v_A / \omega_{ci})^2}$ , apresentada no capítulo 2 (eq.(2.4)). A componente  $k_{||} = k_z + (B_\theta / B_0) k_\theta = N / R_0 \cdot (1 + M / Nq)$  é definida de tal forma que os modos com número poloidal  $M = -1$  e  $N < 0$  formam o espectro principal dos modos de Alfvén, já que no experimento a corrente de plasma tem sentido oposto ao campo magnético toroidal de equilíbrio ( $q < 0$ ).

Na Fig.4.2 são mostrados os perfis radiais da freqüência de ressonância de Alfvén,  $f_A = \omega_A / 2\pi$ , para os quatro primeiros modos toroidais ( $N = -1$  a  $N = -4$ ), com número poloidal  $M = -1$ , para duas densidades de plasma diferentes:  $n_0 = 2,2 \times 10^{19} m^{-3}$  (a) e  $n_0 = 4,2 \times 10^{19} m^{-3}$  (b).

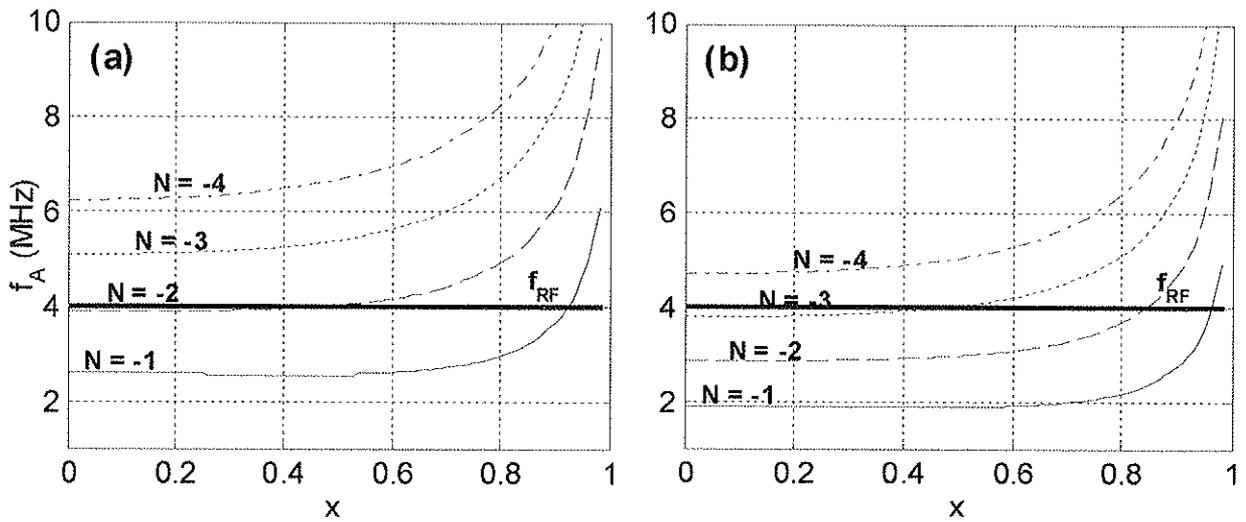


FIG.4.2: Perfis radiais da freqüência da ressonância de Alfvén  $f_A = \omega_A / 2\pi$  para diversos modos ( $N = -1$  a  $N = -4, M = -1$ ), para duas densidades de plasma:  $n_0 = 2,2 \times 10^{19} m^{-3}$  (a) e  $n_0 = 4,2 \times 10^{19} m^{-3}$  (b).

Supondo uma freqüência de excitação  $f_{RF} = 4\text{MHz}$  (reta grossa), vê-se que, para densidades mais baixas (a), apenas os modos  $N = -1$  e  $N = -2$  possuem ressonância de Alfvén no plasma, em  $x_1 \approx 0,9$  e  $x_2 \approx 0,5$ , respectivamente. Para densidades maiores (b), na mesma freqüência, o modo  $N = -3$  pode ser excitado em  $x_3 \approx 0,5$ , enquanto o contínuo do modo  $N = -2$  se desloca para a periferia do plasma ( $x_2 > 0,8$ ). Portanto, quanto maior for a densidade do plasma, mais modos toroidais podem ser convertidos em ondas de Alfvén dentro do plasma. Porém, os modos de mais baixa ordem em  $N$  vão se concentrando, gradativamente, junto à borda do plasma.

## 4.2 Resultados do código cilíndrico de fluidos

### 4.2.1 Equações principais

O código utilizado é baseado no modelo de dois fluidos com colisões, onde os íons são considerados inicialmente em repouso ( $v_{i0} = 0$ ) e a velocidade de equilíbrio dos elétrons é paralela ao campo magnético de equilíbrio  $v_{e0} = v_0 \hat{e}_\parallel$ , onde  $|v_0| \approx |B_\theta/B_0|$  e  $\hat{e}_\parallel = \vec{B}_0/|\vec{B}_0|$ . A condutividade do plasma é considerada alta o suficiente para que o campo elétrico  $E_0 = j_0/\sigma_\parallel$  que sustenta a corrente eletrônica possa ser desprezado. Para baixas frequências ( $\omega \ll \omega_{ce}, \omega_{pe}$ ), a inércia dos elétrons pode ser desconsiderada, de forma que sua velocidade é a própria velocidade de deriva. São consideradas perturbações periódicas de pequena amplitude  $\tilde{f}(r, t) = f_0(r) + f_1(r)e^{-i\omega t}$ , as equações de movimento para íons e elétrons são linearizadas em 1ª ordem em  $(\omega/\omega_{ci})$  e as velocidades perturbadas são então substituídas nas equações de Maxwell, escritas em coordenadas magnéticas locais  $(\hat{e}_r, \hat{e}_\perp, \hat{e}_\parallel)$ . Dessa forma, se chega a um sistema de equações diferenciais acopladas para as componentes  $B_\parallel^{MN}$  e  $E_\perp^{MN}$  dos campos perturbados associados a cada modo [28]

$$\frac{\mathbf{A}}{r} \frac{d}{dr} (r E_\perp^{MN}) = k_\perp \mathbf{G} E_\perp^{MN} + \frac{i\omega}{c} (\mathbf{A} - k_\perp^2) B_\parallel^{MN} \quad (4.1a)$$

e

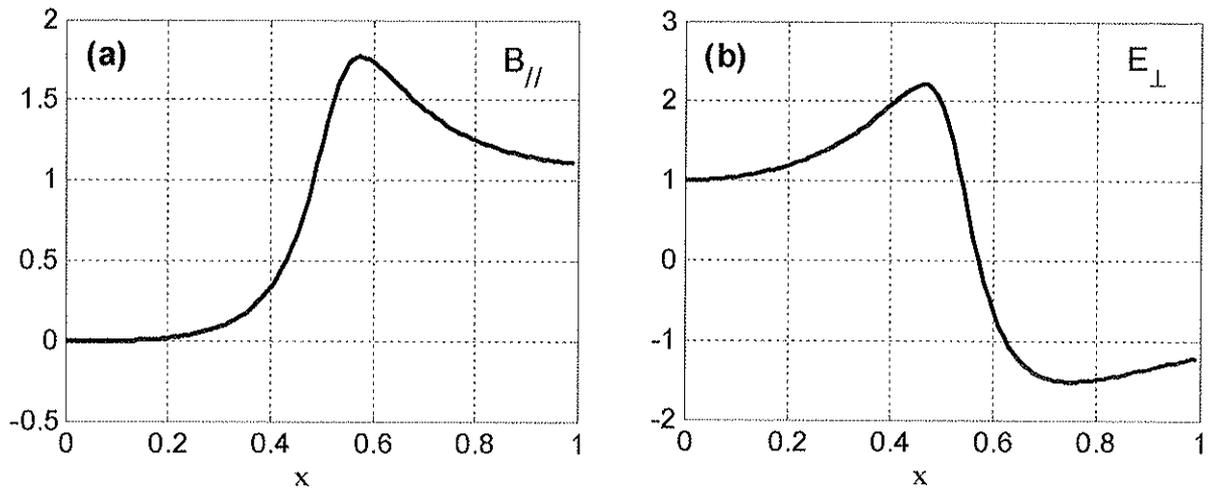
$$\frac{i\omega}{c} \mathbf{A} \frac{dB_\parallel^{MN}}{dr} = (\mathbf{G}^2 - \mathbf{A}^2) E_\perp^{MN} - \frac{i\omega}{c} k_\perp \mathbf{G} B_\parallel^{MN} \quad (4.1b)$$

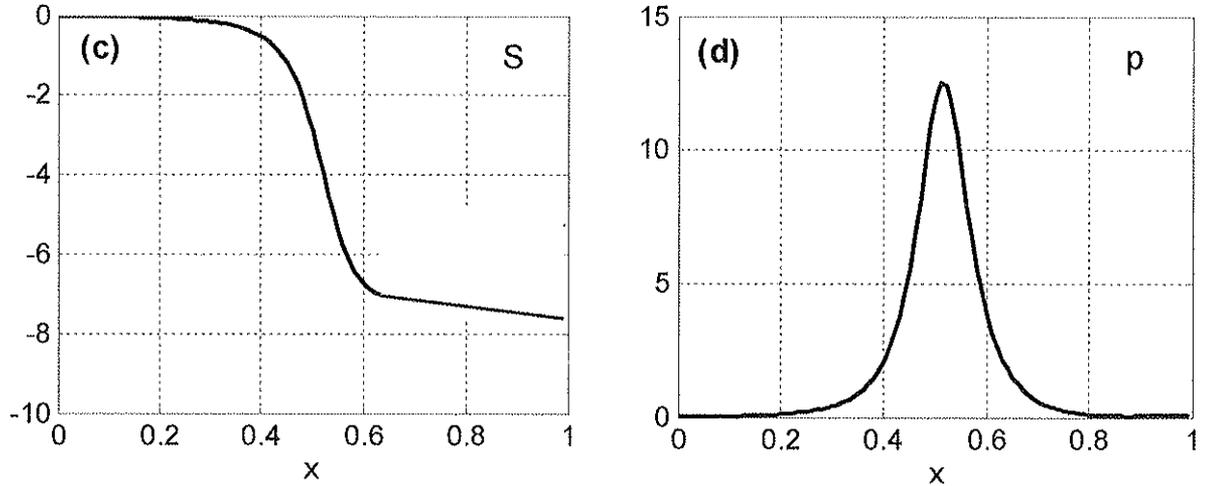
onde as funções  $\mathbf{A} = (\omega^2/c^2)\epsilon_{11} - k_\parallel^2$  e  $\mathbf{G} = i(\omega^2/c^2)\epsilon_{12} - 2k_\parallel/r(B_{0\theta}/B_0)$  contêm as componentes radial e binormal do tensor dielétrico frio para baixas frequências, eqs. (2.6) e (2.7). As componentes do vetor de onda de cada modo  $(M, N)$  só dependem do perfil de corrente  $j(r)$  adotado, segundo  $k_\parallel = MB_\theta/rB_0 + N/R_0$  e  $k_\perp = M/r - NB_\theta/R_0B_0$ . Como não há nenhum mecanismo natural de dissipação de energia no modelo ideal, é feita a substituição de variável  $\omega \rightarrow \omega + i\nu$ , com  $\nu \ll \omega$  é uma frequência de colisão que modela a dissipação das ondas de Alfvén por efeitos cinéticos. Esse sistema de equações é resolvido numericamente e as soluções são casadas com as soluções obtidas nas regiões de vácuo, entre o plasma e a antena e entre a antena e a parede da câmara, utilizando as condições de contorno apropriadas [72,84]. A descontinuidade do campo magnético paralelo na superfície da antena ( $r = r_a$ ) é imposta segundo

$B_{//}^{MN}(r_a + 0) - B_{//}^{MN}(r_a - 0) = \mu_0 J_{\theta}^{MN}$ , onde  $J_{\theta}^{MN}$  é a componente de Fourier ( $M, N$ ) da densidade de corrente total produzida pela antena em uma determinada configuração (eq.(3.1)). As soluções encontradas para  $B_{//}^{MN}$  e  $E_{\perp}^{MN}$  são substituídas diretamente nas equações de Maxwell para calcular as outras componentes do campo eletromagnético perturbado. Em seguida, são computados o vetor de Poynting (médio) local,  $S_{MN}(r) = \text{Re}(E_{\perp}^{MN} (B_{//}^{MN})^*) / 2\mu$ , e a densidade de potência dissipada  $p_{MN}(r) = \varepsilon_{11} |E_r^{MN}|^2$ , onde  $\varepsilon_{11}$  é a componente radial do tensor dielétrico frio (eq.(2.6)). A potência total associada a cada modo é calculada integrando-se o vetor de Poynting em  $r = a$  sobre a superfície do plasma,  $P_{MN} = \iint S_{MN}(a) a d\theta dz$ , uma vez que está sendo considerado que toda a energia RF injetada no plasma está sendo dissipada em seu interior. A impedância de acoplamento de cada modo é definida como  $Z_{MN} = 2P_{MN} / I_A^2$ , onde  $I_A$  é a corrente em uma espira da antena. A impedância total de acoplamento onda-plasma é simplesmente a somatória das impedâncias parciais dos modos existentes no plasma  $Z_p = \sum Z_{MN}$ , ou, de forma equivalente,  $Z_p = 2P_{tot} / I_A^2$ , onde  $P_{tot} = \sum P_{MN}$  é potência RF total dissipada no plasma.

#### 4.2.2 Perfis radiais

Na Fig.4.3 são mostrados os perfis radiais do campo magnético paralelo  $B_{//}$  (a) e do campo elétrico perpendicular  $E_{\perp}$  (b) para o modo de Alfvén ( $M/N = -1/-2$ ), obtidos com o código MHD cilíndrico para  $f = 4\text{MHz}$  e  $n_0 = 2,2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ . O vetor de Poynting local  $S$  (c) e densidade de potência dissipada  $p$  (d), associados a este modo, também estão representados. As grandezas estão em escalas arbitrárias e as abscissas representam o raio normalizado do plasma  $x = r/a$ .





**Fig.4.3:** Perfis radiais do campo magnético paralelo  $B_{\parallel}$  (a), campo elétrico perpendicular  $E_{\perp}$  (b), vetor de Poynting médio  $S$  (c) e densidade de potência dissipada  $p$  (d), obtidos com o código de fluidos para o modo  $(M/N) = (-1/-2)$ , excitado a  $f = 4\text{MHz}$  ( $v/f = 0,005$ ), com densidade de plasma  $n_0 = 2,2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .

Os perfis calculados mostram que, como esperado, a componente  $B_{\parallel}$  do campo RF cresce rapidamente próximo à superfície de ressonância de Alfvén ( $x_A < 0,5$ ), enquanto  $E_{\perp}$  decresce e inverte de sentido onde  $B_{\parallel}$  atinge um máximo. O vetor de Poynting (c), sempre negativo representando fluxo de energia para dentro do plasma, também mostra acréscimo (em módulo) acentuado próximo a  $x = x_A$ , indicando deposição localizada de energia nesta região, que finalmente é representada através da densidade de potência dissipada (d).

#### 4.2.3 Curvas de Impedância

Na Fig.4.4 são mostradas as curvas de impedância ( $Z_p \times n_0$ ) obtidas com o código de fluidos para os modos  $M = -1$  (a) e  $M = +1$  (b), com frequência de excitação de  $f = 4\text{MHz}$ . Em cada caso, estão representadas as contribuições individuais dos três primeiros modos toroidais  $Z_{MN}$ , e a impedância total de acoplamento do plasma  $Z_p = \sum Z_{MN}$  (curva grossa).

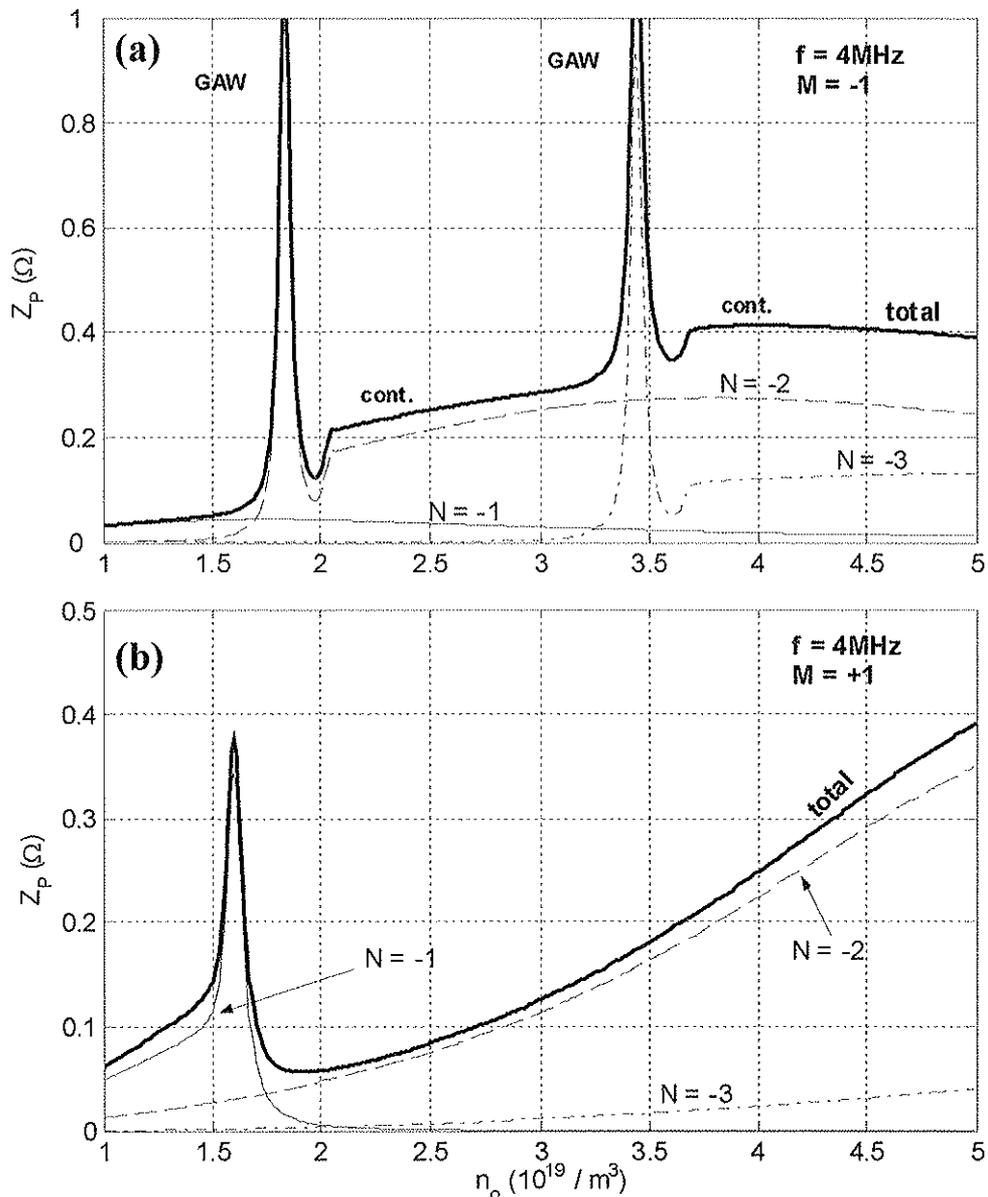


Fig.4.4: Curvas de impedância ( $Z_p \times n_0$ ) obtidas com o código de fluidos cilíndrico para os modos  $M = -1$  (a) e  $M = +1$  (b), com uma frequência de excitação de  $f = 4 \text{ MHz}$ . Foram usados os perfis de equilíbrio da Fig.4.1.

No primeiro caso (a), vê-se um comportamento típico de uma onda de Alfvén para os modos  $N = -2$  e  $N = -3$ , onde cada modo apresenta, inicialmente, uma ressonância aguda ou ressonância global (GAW), e, em seguida, adquire um comportamento quase linear, região conhecida por contínuo de Alfvén ( $\omega_A \approx k_{\parallel} v_A$ ). A ressonância global do modo  $N = -1$  não pode ser vista nesta escala; porém sua impedância no contínuo é pequena e ele praticamente não contribui para impedância total do plasma nas densidades de interesse. Os modos com  $M = +1$  (b) são modos de

superfície e não apresentam ressonâncias, exceto pelo harmônico  $N = -1$ , para o qual foi verificada uma ressonância próximo a  $n_0 \approx 1,6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Mesmo assim, a impedância total do espectro ( $M = +1, N < 0$ ) mostra crescimento aproximadamente linear com a densidade do plasma, com o modo  $N = -2$  como principal contribuinte.

A curva de impedância total do plasma nas condições consideradas, supondo que os modos  $M = -1$  e  $M = +1$  sejam excitados com mesma eficiência, está representada na Fig.4.5.

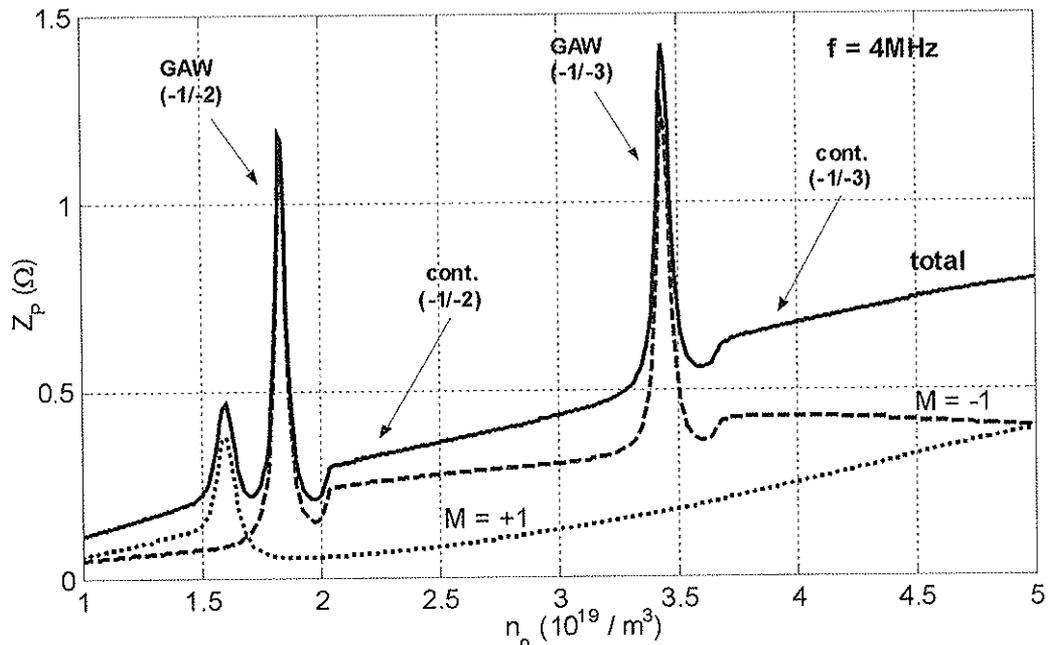


Fig.4.5: Curva da impedância total do plasma obtida com o código de fluidos para  $f = 4 \text{ MHz}$ , destacando as contribuições individuais dos harmônicos com  $M = -1$  (modos de Alfvén) e  $M = +1$  (modos de superfície), representadas na figura anterior.

A partir da Fig.4.5 fica claro que o comportamento da impedância total do plasma é dominado pela contribuição dos modos de Alfvén ( $M = -1$ ), com a presença das ressonâncias globais GAW dos harmônicos  $N = -2$  e  $N = -3$ , e de seus respectivos contínuos de Alfvén. Exceto pela ressonância adicionada à curva total em  $n_0 \approx 1,6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , a influência dos modos com  $M = +1$  sobre a impedância total é causar o crescimento monotônico de  $Z_p$  com a densidade do plasma, sendo mais evidente em densidades acima de  $n_0 \approx 3,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Contudo, deve-se lembrar que estes são modos de superfície, localizados bem próximos à borda do plasma, e a impedância calculada pelo código de fluidos pode estar sendo superestimada, uma vez que esta teoria não se aplica satisfatoriamente ao plasma periférico.

## 4.3 Resultados com o código cinético toroidal

### 4.3.1 Equações principais

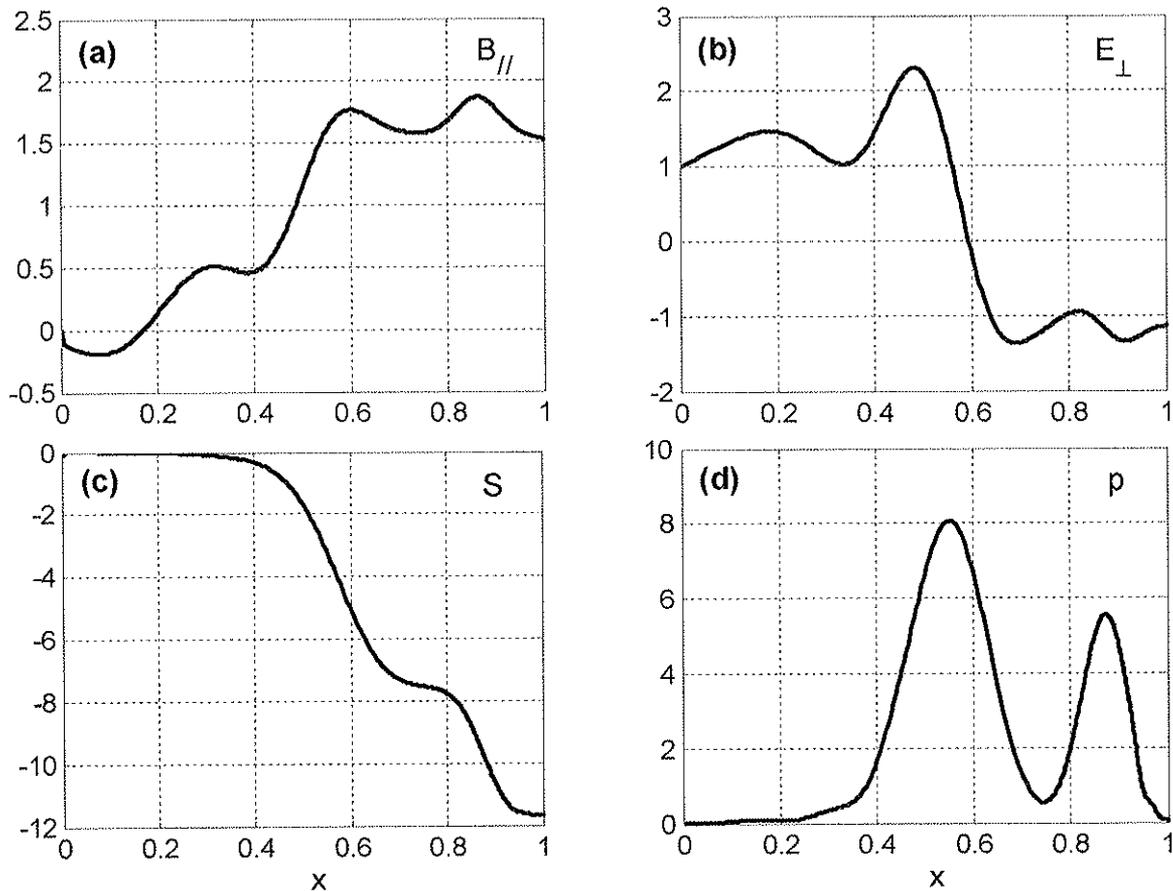
O código cinético utilizado neste trabalho foi desenvolvido por Chen, Ross e Mahajan [7], e posteriormente, trazido para o Instituto de Física por A.G. Elfimov e G.Segundo [38-43]. Esses investigadores introduziram algumas modificações no código, para incluir o cálculo das forças ponderomotoras e de fluxos de cisalhamento (*shear flows*) gerados pelos campos RF [40]. Como ele utiliza geometria toroidal, os harmônicos poloidais gerados pelo plasma aparecem naturalmente nas soluções da equação de onda, devido à assimetria do campo magnético toroidal com relação à coordenada cilíndrica radial ( $B(R) = B(r, \theta)$ ), o que causa acoplamento dos modos excitados. Além disso, o código permite a inclusão de populações de impurezas no plasma, o que pode modificar a relação de dispersão dos modos de Alfvén, dependendo das ressonâncias ciclotrônicas das impurezas e da frequência RF utilizada (seção 2.5).

O código utiliza coordenadas pseudo-toroidais e considera os termos de gradiente de temperatura e de densidade nas expressões das componentes do tensor dielétrico [43]. A componente paralela do campo elétrico é simplificada nas equações de Maxwell desconsiderando-se o efeito de separação de cargas ( $\nabla \cdot j = 0$ ). A equação para as componentes acopladas dos campos eletromagnéticos da onda é resolvida pelo método de integração por *cubic splines*, e as soluções no plasma são casadas com as soluções da equação de Laplace  $\nabla^2 E = 0$ , obtidas nas regiões entre a antena e o plasma e a antena e a câmara de vácuo, supondo-se uma corrente superficial monocromática ( $M, N$ ) gerada na superfície da antena.

Como mencionado, esse código foi pouco explorado nesse trabalho, e maiores detalhes sobre o funcionamento do mesmo e suas aplicações podem ser vistas em [43].

### 4.3.2 Perfis radiais

Na Fig.4.6 são mostrados os perfis radiais do campo magnético paralelo  $B_{//}$  (a) e do campo elétrico perpendicular  $E_{\perp}$  (b) para o modo de Alfvén  $(M/N) = (-1/-2)$ , obtidos com o código cinético toroidal para  $f = 4\text{MHz}$  e  $n_0 = 2,2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ . O vetor de Poynting local  $S$  (c) e densidade de potência dissipada  $p$  (d) também estão representados. As grandezas estão em escalas arbitrárias e as abscissas representam o raio normalizado do plasma  $x = r/a$ .



**Fig.4.6:** Perfis radiais do campo magnético paralelo  $B_{//}$  (a), campo elétrico perpendicular  $E_{\perp}$  (b), vetor de Poynting local  $S$  (c) e densidade de potência dissipada  $p$  (d), obtidos com o código cinético para o modo  $(M/N) = (-1/-2)$  excitado a  $f = 4\text{MHz}$ , com uma densidade de plasma  $n_0 = 2,2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .

Como no caso do código de fluidos (Fig.4.3), os campos RF obtidos pelo código cinético mostram caráter ressonante próximo à superfície do contínuo de Alfvén ( $x_A \approx 0,5$ ), onde a componente  $B_{//}$  cresce rapidamente e  $E_{\perp}$  cai a zero invertendo de sentido. Agora, porém, observamos distorções nos perfis dos campos em outras regiões da coluna de plasma, associadas principalmente ao harmônico  $m = 0$ , neste caso, que causam deposição de parte da energia injetada próximo a borda do plasma, como fica evidente no perfil da potência dissipada (d).

### 4.3.3 Curvas de Impedância

Na Fig.4.7 são mostradas as curvas de impedância ( $Z_p \times n_0$ ) obtidas com o código cinético toroidal para os modos  $M = -1$  (a) e  $M = +1$  (b), com uma frequência de excitação de  $f = 4\text{MHz}$ . Outra vez, estão representadas as contribuições dos três primeiros modos toroidais em cada caso, e a impedância total de acoplamento onda-plasma resultante  $Z_p = \sum Z_{MN}$  (curva grossa).

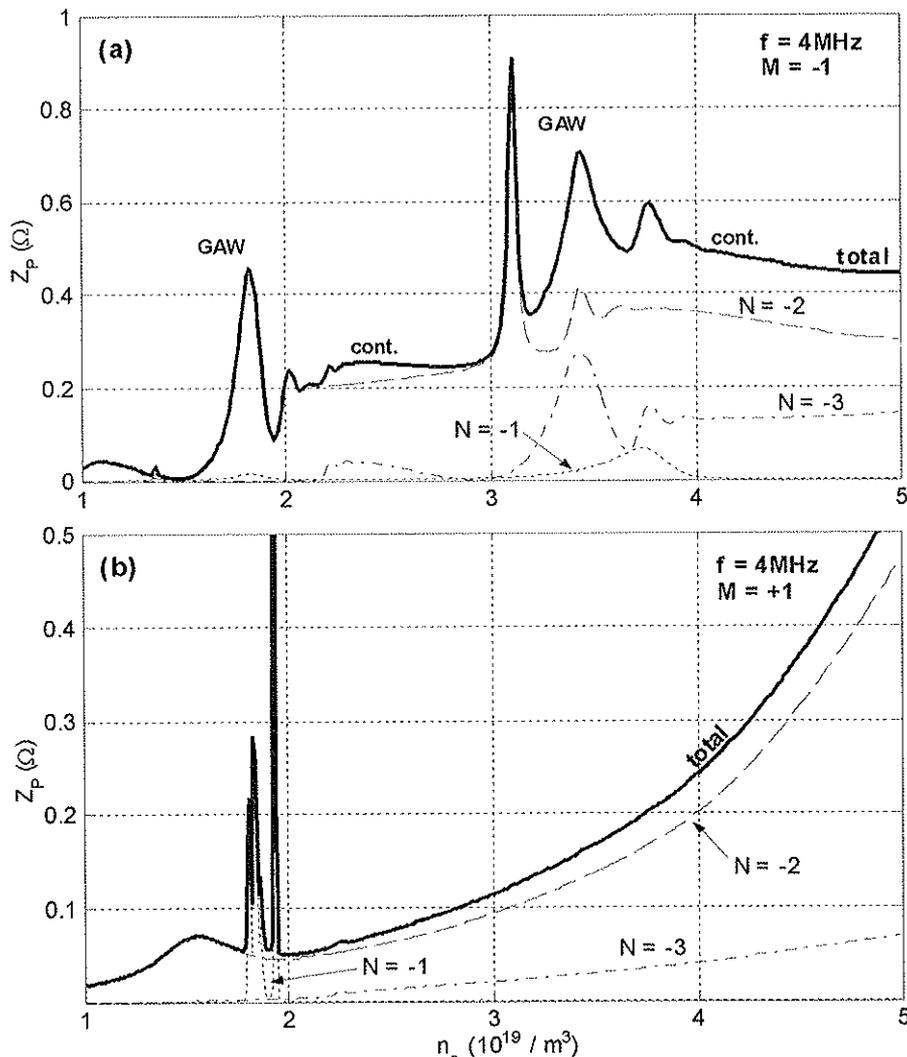


Fig.4.7: Curvas de impedância ( $Z_p \times n_0$ ) obtidas com o código cinético toroidal para os modos  $M = -1$  (a) e  $M = +1$  (b), com uma frequência de excitação de  $f = 4\text{MHz}$ . Foram usados os perfis de equilíbrio da Fig.4.1.

Na figura (a), verifica-se novamente o comportamento 'clássico' dos modos  $N = -2$  e  $N = -3$ , com as ressonâncias globais principais (GAW) em  $n_0 \approx 1,8 \times 10^{19} / \text{m}^3$  e  $n_0 \approx 3,4 \times 10^{19} / \text{m}^3$ , respectivamente, e o início de seus contínuos a partir daí. Agora, porém, além do modo poloidal principal  $M = -1$  excitado pela antena, existem contribuições dos harmônicos vizinhos  $m = 0$  e

$m = -2$ , para a impedância de cada modo toroidal existente no plasma. Para  $N = -2$ , por exemplo, o contínuo  $m = 0$  aparece entre  $n_0 \approx (1,0 - 1,5) \times 10^{19} / m^3$ , enquanto o harmônico  $m = -2$  possui ressonância global em  $n_0 \approx 3,2 \times 10^{19} / m^3$ , com o contínuo iniciando logo a seguir. A curva de impedância obtida para os modos com  $M = +1$  (b) é muito semelhante à obtida com o código de fluidos, indicando que processo de acoplamento de modos não é relevante para as ondas de superfície. Na Fig.4.8 está representada a impedância total de acoplamento obtida com o modelo cinético, supondo que os harmônicos poloidais  $M = +1$  e  $M = -1$  sejam excitados com mesma amplitude.

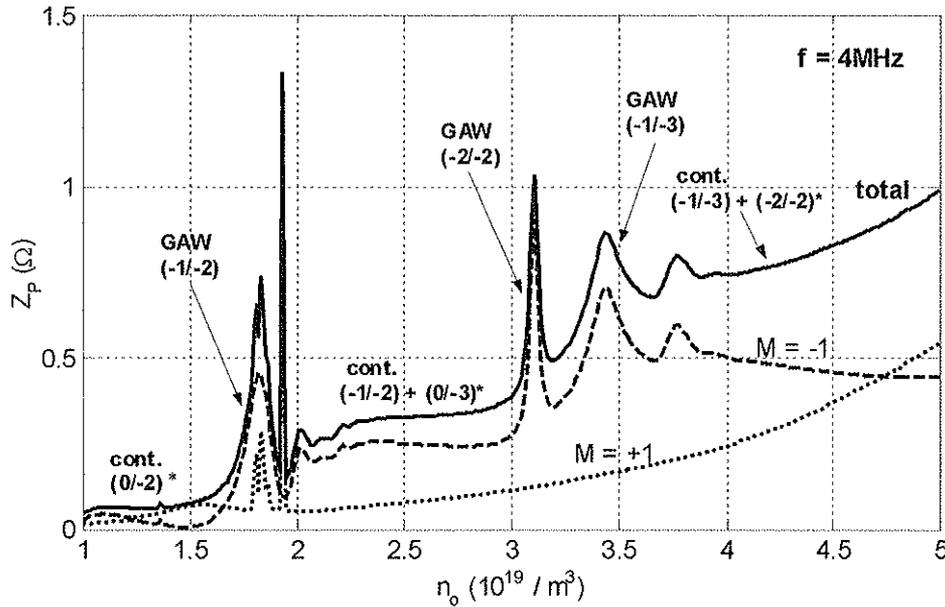
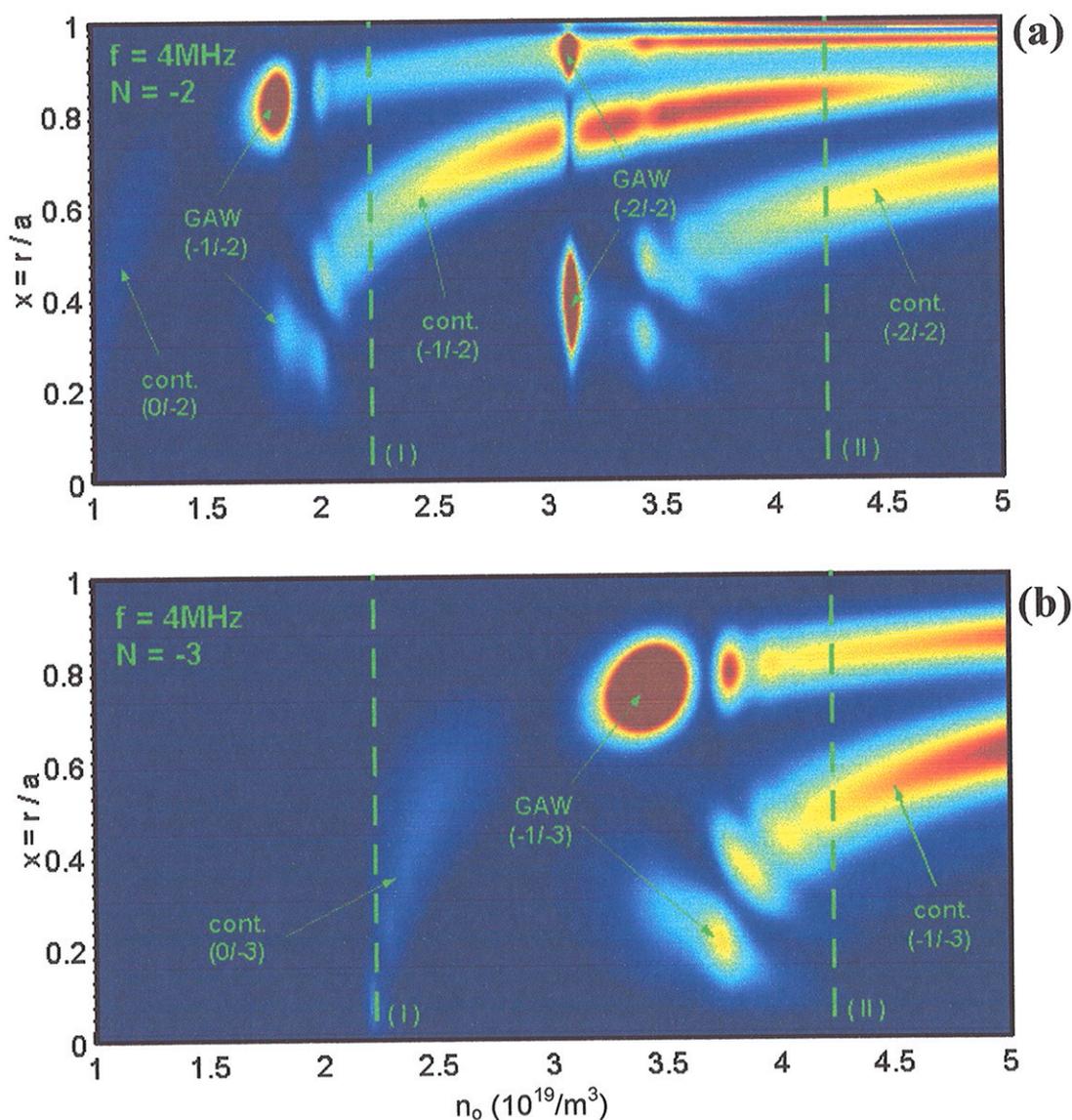


Fig.4.8: Curva da impedância total do plasma obtida com o código cinético para  $f = 4\text{MHz}$ , destacando as contribuições individuais dos harmônicos com  $M = -1$  (modos de Alfvén) e  $M = +1$  (modos eletrostáticos).

Como pode ser visto, as curvas de impedância obtidas neste caso são muito semelhantes às obtidas com o código de fluidos (Fig.4.5). Agora, porém, cada contínuo de Alfvén é composto pelo contínuo do modo principal ( $M = -1$ ), e pelos contínuos associados a harmônicos poloidais de outros modos toroidais. No intervalo  $n_0 \approx (2 - 3) \times 10^{19} / m^3$ , por exemplo, vê-se uma pequena contribuição do harmônico  $(m/N) = (0/-3)$  para a impedância total do contínuo  $(M/N) = (-1/-2)$ , enquanto que para  $n_0 > 3,5 \times 10^{19} / m^3$ , o modo de Alfvén  $(M/N) = (-1/-3)$  co-existe com o harmônico poloidal  $(m/N) = (-2/-2)$ , e, possivelmente, com o contínuo  $(m/N) = (0/-4)$ , não considerado nesses cálculos. Os modos com  $M = +1$ , novamente, contribuem apenas para o crescimento monotônico de  $Z_p$  com a densidade do plasma.

Como os harmônicos poloidais gerados pelo plasma co-existem com os modos principais nos contínuos de Alfvén, e cada harmônico deposita energia em uma região diferente do plasma, é conveniente representar a distribuição radial de potência dissipada como função da densidade do plasma. Para isso, ao invés da representação tri-dimensional clássica ( $p(r) \times r \times n_0$ ), foi utilizada uma representação plana, onde a escala de cores indica a amplitude da potência dissipada. Na Fig.4.9 são mostrados os resultados obtidos para os modos  $(M/N)=(-1/-2)$  (a) e  $(M/N)=(-1/-3)$  (b), a uma frequência de  $f = 4\text{MHz}$ , correspondentes às curvas de impedância da Fig.4.7(a).

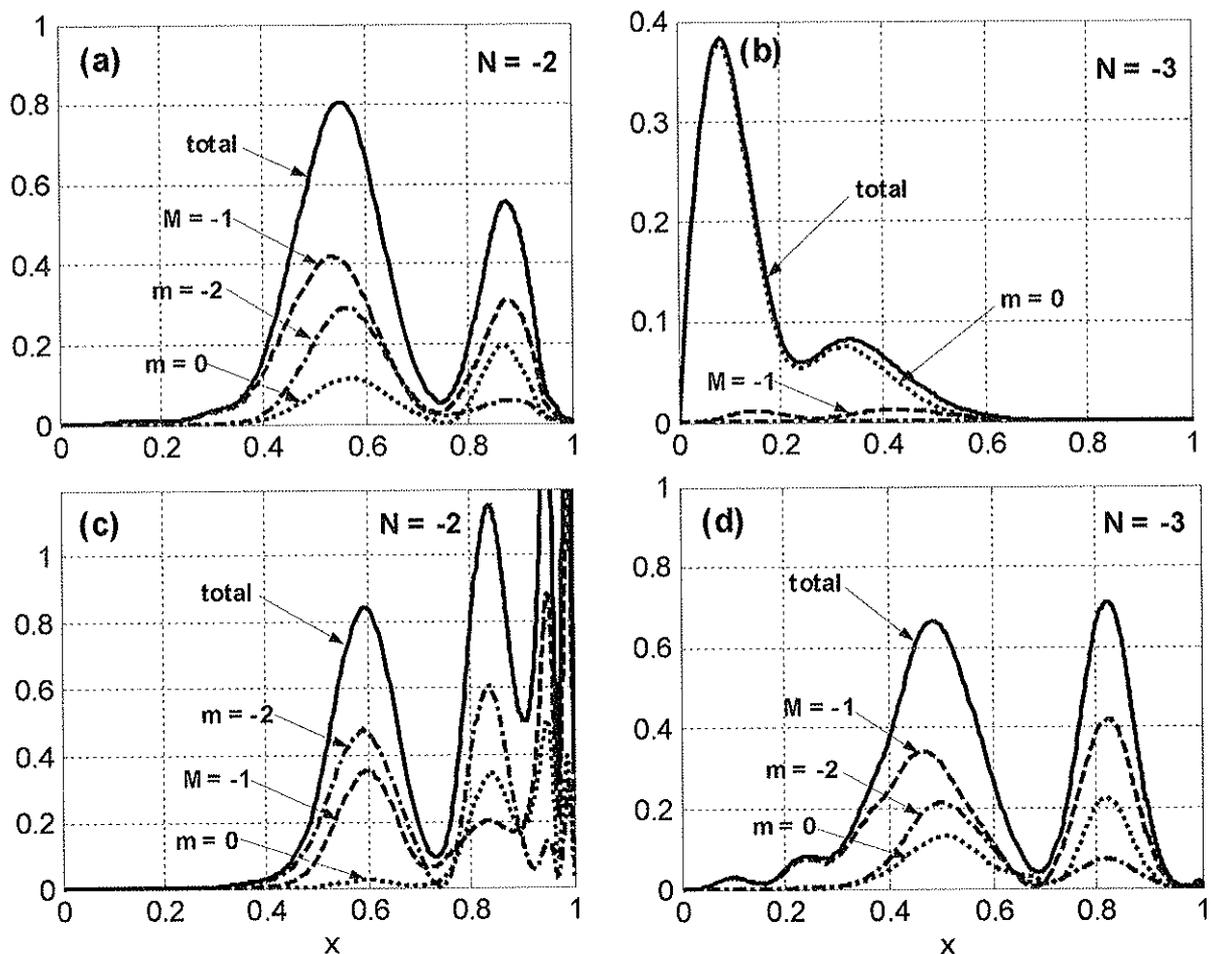


**Fig.4.9:** Distribuição radial da dissipação de potência RF prevista pelo código cinético toroidal como função da densidade do plasma, para os modos toroidais  $N = -2$  (a) e  $N = -3$  (b). O modo poloidal principal excitado pela antena foi  $M = -1$ , e foram considerados os primeiros harmônicos poloidais vizinhos ( $m = 0$  e  $m = -2$ ).

Para o modo toroidal  $N = -2$  **(a)**, observam-se três ramos principais de dissipação de potência, correspondentes basicamente aos harmônicos  $m = 0$  (superior),  $M = -1$  (intermediário) e  $m = -2$  (inferior), que vão se concentrando na região externa do plasma com o aumento de densidade. As ressonâncias globais (GAW) dos modos  $(M/N) = (-1/-2)$  e  $(m/N) = (-2/-2)$ , que aparecem próximo a  $n_0 \approx 1,8 \times 10^{19} / \text{m}^3$  e  $n_0 \approx 3,2 \times 10^{19} / \text{m}^3$ , respectivamente, são acompanhadas por picos de dissipação bastante intensos no ramo  $m = 0$ . Na realidade, esses picos não estão associados apenas ao harmônico  $m = 0$ , mas também sofrem contribuição significativa do harmônico ressonante principal em cada caso ( $M = -1$  ou  $m = -2$ ), e, portanto, podem ser entendidos como parte da ressonância global do modo principal, que deposita energia próximo a  $x \approx 0,4$  e na periferia do plasma ( $x > 0,8$ ) simultaneamente. Após o início de cada contínuo, a dissipação no ramo do harmônico poloidal inferior sofre um acréscimo devido à contribuição do modo principal, como pode ser visto no caso do contínuo  $(M/N) = (-1/-2)$ , cuja potência dissipada aumenta claramente após o surgimento do harmônico  $(m/N) = (-2/-2)$  no plasma.

No caso do modo  $N = -3$  **(b)**, as considerações são semelhantes, exceto que o ramo associado ao harmônico poloidal  $m = -2$  ainda não é visível nesta escala de densidades. A partir de  $n_0 \approx 2,2 \times 10^{19} / \text{m}^3$ , começa a surgir uma região de pequena dissipação de potência próximo ao centro do plasma, associada ao harmônico  $m = 0$ . Em torno de  $n_0 \approx 3,5 \times 10^{19} / \text{m}^3$ , observa-se a ressonância global do modo fundamental  $(M/N) = (-1/-3)$ , com dissipação principal próximo a  $x \approx 0,3$ , acompanhada por um pico intenso no ramo  $m = 0$  ( $x \approx 0,8$ ). Nesse caso, a dissipação no ramo  $m = 0$  parece surgir um pouco antes da ressonância global principal, o que não foi investigado em mais detalhe, mas pode estar ligado à escolha dos perfis de equilíbrio adotados nas simulações.

Esse cenário complexo de deposição de potência, onde cada harmônico possui uma região principal de dissipação, porém também contribui para a dissipação associada a outros harmônicos, é uma característica típica do fenômeno de acoplamento de modos, e não é verificada somando-se as contribuições monocromáticas dos harmônicos poloidais separadamente. Para ilustrar melhor a deposição de energia associada a cada harmônico existente no plasma, na Fig.4.10 são mostrados os perfis radiais de dissipação de potência para os modos toroidais  $N = -2$  e  $N = -3$  em duas densidades diferentes,  $n_0 \approx 2,2 \times 10^{19} / \text{m}^3$  **(a,b)** e  $n_0 \approx 4,2 \times 10^{19} / \text{m}^3$  **(c,d)**, correspondentes as retas tracejadas (I e II), indicadas na Fig.4.9. Nos dois casos, estão representadas as contribuições do modo poloidal principal  $M = -1$  e de seus harmônicos vizinhos  $m = 0$  e  $m = -2$ , e a curva de dissipação total resultante (curva grossa).



**Fig.4.10:** Perfis radiais de dissipação de potência para os modos toroidais  $N = -2$  e  $N = -3$ , para duas densidades diferentes,  $n_0 \approx 2,2 \times 10^{19} / \text{m}^3$  (a,b) e  $n_0 \approx 4,2 \times 10^{19} / \text{m}^3$  (c,d), com  $f = 4\text{MHz}$ .

A partir da Fig.4.10 (a) vemos que, apesar do modo principal  $(M/N) = (-1,-2)$  dissipar a maior parte de sua energia no contínuo ( $x \approx 0,5$ ), ele também contribui para a deposição próximo a periferia, juntamente com o modo  $m = 0$  e com uma pequena parcela de  $m = -2$  (apesar de ainda não havermos atingido seu contínuo). Nesta mesma densidade, o harmônico poloidal  $(m/N) = (0/-3)$  (b) também está presente, com dissipação moderada, sendo responsável pelo aquecimento na região central do plasma, observado em experimentos realizados em condições semelhantes. Para  $n_0 \approx 4,2 \times 10^{19} / \text{m}^3$ , o modo principal  $(M/N) = (-1/-3)$  (d) deposita energia no contínuo de Alfvén ( $x \approx 0,5$ ) e junto a borda do plasma ( $x \approx 0,8$ ). Novamente existem contribuições dos harmônicos  $m = 0$  e  $m = -2$  nas duas regiões de dissipação. Nessa densidade, as componentes do modo  $N = -2$  também estão presentes no plasma, em particular o harmônico

$m = -2$ , que mostra considerável dissipação de potência próximo a  $x \approx 0,6$ . Note-se que o modo  $(M/N) = (-1/-2)$ , cujo contínuo está localizado próximo a  $x \approx 0,8$ , transfere parte de sua energia para o ramo do contínuo  $m = -2$ , e também contribui para dissipação de potência em  $x \approx 0,6$ .

Considerando-se a contribuição de todos os modos excitados em  $n_0 \approx 4,2 \times 10^{19} / \text{m}^3$ , isto é, superpondo-se as curvas totais em (c) e (d), observa-se dissipação de potência RF em praticamente toda a região externa à superfície de ressonância de Alfvén do modo principal ( $x_A \approx 0,5$ ). É importante ressaltar que, apesar da impedância de acoplamento total do plasma ( $Z_p$ ) para essas condições ser elevada, este cenário de aquecimento não é muito eficiente, uma vez que boa parte da potência RF injetada é gasta na dissipação dos modos periféricos. Assim, quanto mais puro o espectro toroidal gerado pela antena, mais localizada é a deposição de potência e maior a eficiência do processo de aquecimento do plasma. A dissipação associada aos harmônicos poloidais vizinhos, no entanto, não pode ser evitada, uma vez que eles aparecem naturalmente no plasma devido a toroidicidade da coluna.

#### 4.4 Comparação entre os resultados

Como já ficou claro a essa altura, a principal diferença entre os resultados obtidos com o código de fluidos cilíndrico e com o código cinético toroidal (sem impurezas) vem do fato do segundo considerar os harmônicos poloidais gerados pelo plasma (*side-band harmonics*). Na Fig.4.11 são mostrados os perfis radiais do campo magnético  $B_{||}$  (a) e da densidade de potência dissipada  $p$  (b) para o modo  $(M/N) = (-1/-2)$ , obtidos com os dois códigos.

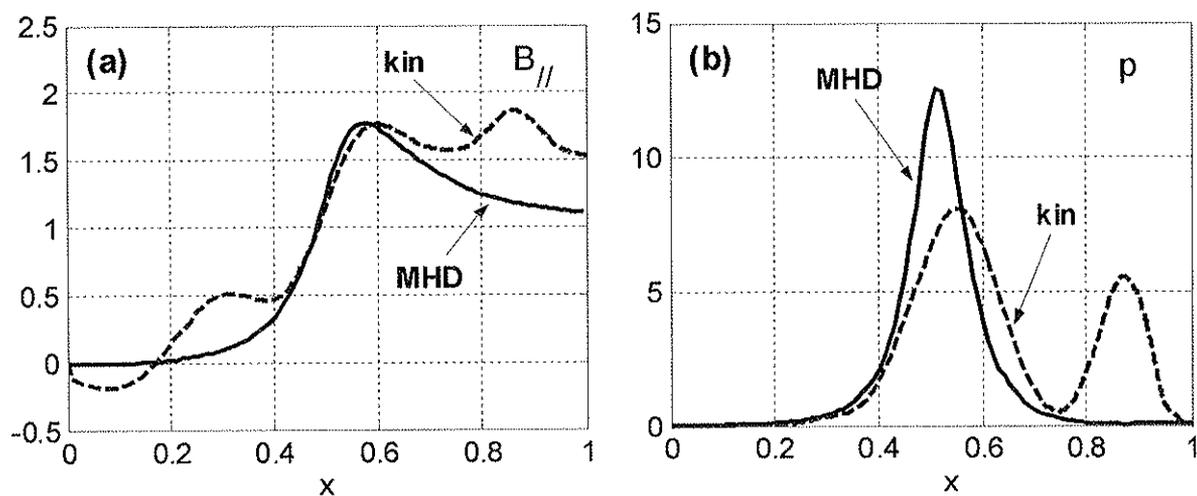


Fig.4.11: Comparação entre o campo magnético  $B_{||}$  (a) e densidade de potência dissipada  $p$  (b) obtidos com o código de fluidos cilíndrico (MHD) e com o código cinético toroidal (kin).

A distorção observada no perfil do campo magnético monocromático (**MHD**) com a inclusão dos harmônicos poloidais vizinhos (**kin**), apesar de pequena, reflete diretamente no perfil de deposição de potência RF, adicionando uma nova região de dissipação próxima à borda do plasma.

Apesar disso, a impedância de acoplamento no contínuo (principal) não é influenciada, uma vez que esta é definida apenas pelo fluxo de energia na borda do plasma  $S_{MN}(a)$ , e não leva em conta em que região a energia está sendo dissipada. Para ilustrar a influência dos harmônicos poloidais na impedância de acoplamento do plasma, na Fig.4.12 estão representadas as curvas de impedância obtidas para o modo  $(M/N) = (-1/-2)$ , a  $f = 4\text{MHz}$ , com o código de fluidos cilíndrico (**MHD**) e com o código cinético toroidal (**kin**).

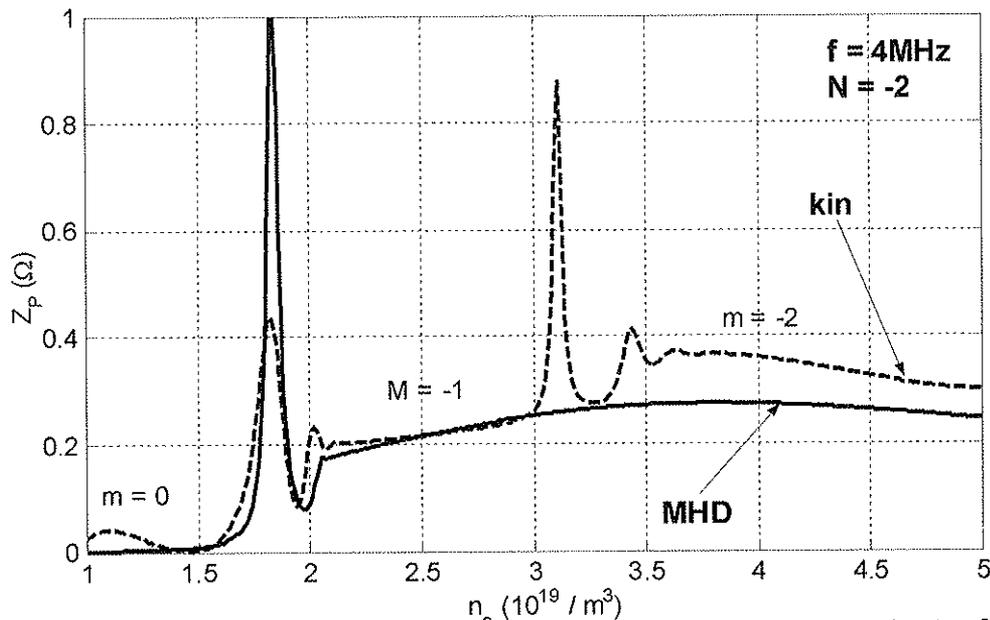
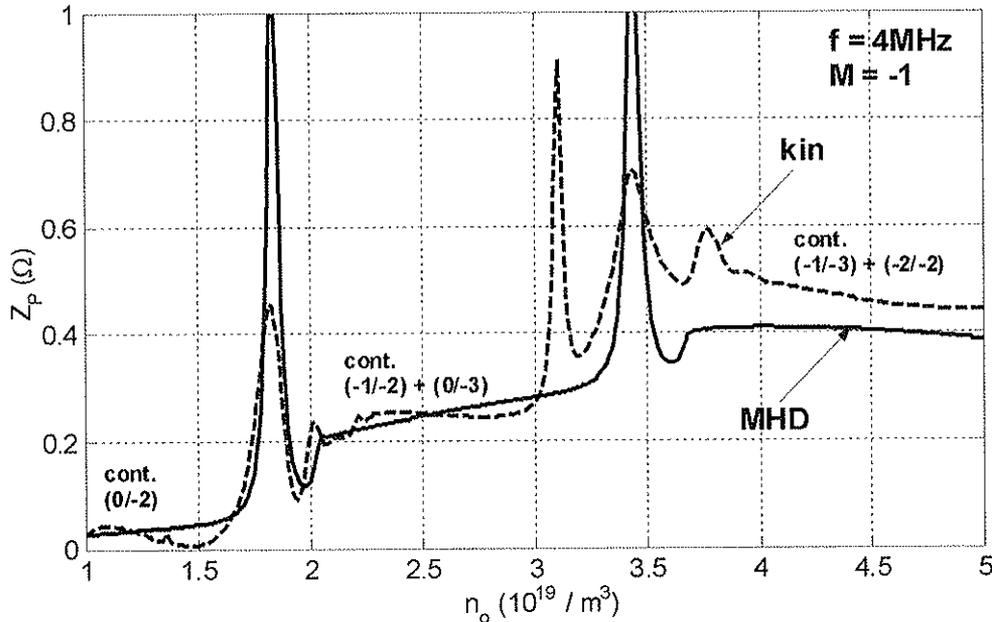


Fig.4.12: Comparação entre as curvas de impedância obtidas com o código de fluidos cilíndrico (**MHD**) e o código cinético toroidal (**kin**) para o modo  $(M/N) = (-1/-2)$  excitado pela antena.

Como esperado, os valores de  $Z_p$  encontrados pelos códigos no contínuo principal de Alfvén ( $M = -1$ ) são bastante coincidentes. No modelo cinético toroidal (**kin**), vê-se a presença adicional do contínuo  $m = -2$ , para densidades acima de  $n_0 \approx 3,5 \times 10^{19} / \text{m}^3$ , e do contínuo  $m = 0$ , para baixas densidades ( $n_0 < 1,4 \times 10^{19} / \text{m}^3$ ). A ressonância global associada ao harmônico  $m = -2$ , também se destaca no modelo toroidal ( $n_0 \approx 3,1 \times 10^{19} / \text{m}^3$ ), enquanto que a correspondente ao modo  $m = 0$ , não pode ser vista nessa escala de densidade ( $n_0 \approx 0,8 \times 10^{19} / \text{m}^3$ ). Um comportamento semelhante é observado para o modo  $N = -3$  e os modos toroidais seguintes, de

forma que pode ocorrer superposição de um contínuo principal  $(M, N)$  com um contínuo de um harmônico poloidal associado a outro modo toroidal  $(m, N')$ , como será visto a seguir.

Na Fig.4.13 estão representadas as curvas da impedância de acoplamento do plasma obtidas com os dois códigos, considerando-se o espectro  $M = -1, \sum N < 0$  excitado pela antena.



**Fig.4.13:** Comparação entre as curvas de impedância obtidas com o código de fluidos cilíndrico (MHD) e com o código cinético toroidal (kin) para o espectro  $M = -1, \sum N < 0$  excitado pela antena.

Apesar da contribuição dos harmônicos poloidais para a curva do código cinético (KIN), o comportamento geral da curva de impedância obtida nos dois casos é semelhante. A maior diferença ocorre para  $n_0 > 3 \times 10^{19} / \text{m}^3$ , onde aparece a ressonância global (GAW) do harmônico  $(m/N) = (-2/-2)$  e o valor de  $Z_p$  no contínuo principal  $(M/N) = (-1/-3)$  é aumentado devido a sobreposição do contínuo  $(m/N) = (-2/-2)$ . A influência dos harmônicos  $(m/N) = (0/-3)$  e  $(m/N) = (0/-2)$  para a curva total é pequena e é, em parte, compensada pela contribuição quase constante do modo  $(M/N) = (-1/-1)$ , presente apenas no código de fluidos cilíndrico (Fig.4.4(a)). Para o caso dos modos de superfície  $(M = -1)$ , os resultados são praticamente coincidentes (Figs.4.4(b) e 4.7(b)), indicando que o acoplamento de modos não é um processo relevante neste caso.

A partir dos resultados apresentados neste capítulo pôde-se ver que o código de fluidos cilíndrico é apropriado para a obtenção da curva de impedância de acoplamento do plasma ( $Z_p \times n_0$ ), descrevendo satisfatoriamente a localização (em densidade) das ressonâncias globais e fornecendo um valor correto de  $Z_p$  nos contínuos de Alfvén. Esse último resultado, em particular, já era esperado, uma vez que a magnitude do acoplamento onda-plasma é independente do mecanismo de dissipação considerado no modelo teórico (seção 2.3). O código de fluidos cilíndrico, no entanto, não descreve corretamente a deposição radial de energia no interior do plasma, pois considera que toda a potência RF injetada está associada a um único harmônico em uma única superfície de Alfvén. Conseqüentemente, a potência local dissipada no contínuo está sendo superestimada nesse código, já que na realidade parte da potência total injetada está sendo depositada em outras regiões do plasma (Fig.4.11**(b)**). Como já foi mencionado, não foram consideradas impurezas nas simulações com o código cinético toroidal, o que poderia aumentar as diferenças entre os resultados obtidos com os dois códigos (seção 2.4).

Talvez as únicas vantagens do código de fluidos cilíndrico em relação ao código cinético toroidal sejam sua velocidade de execução (cerca de 10-15 vezes mais rápido do que o código cinético para mesma grade de pontos), e a possibilidade de incluir o espectro real gerado no vácuo diretamente como condição de contorno na superfície da antena, o que elimina a necessidade de manipular com os pesos das impedâncias parciais dos modos na hora de computar a impedância total do plasma. Essas características fazem do código de fluidos cilíndrico uma ótima ferramenta para estimativas rápidas (entre disparos) das condições de acoplamento durante os experimentos com ondas de Alfvén, auxiliando na escolha dos parâmetros do plasma que otimizam o processo de aquecimento.

## 5. Resultados experimentais

### 5.1 Introdução

Os primeiros experimentos com ondas de Alfvén no TCABR foram realizados utilizando o módulo original de antenas (tipo I), inicialmente com a tela de blindagem eletrostática e posteriormente com os protetores laterais de nitreto de boro. Os objetivos principais destes experimentos incluíram o teste do sistema RF em diversas condições, sintonia fina das antenas, otimização do circuito de acoplamento, redução de ruído, testes de aterramento e blindagem, instalação e calibração dos diagnósticos RF, e a caracterização eletro-técnica do circuito das antenas. Em seguida, iniciamos uma campanha experimental visando encontrar as melhores condições para aquecimento do plasma, onde estudamos a eficiência do sistema de aquecimento e o acoplamento parasítico das antenas com o plasma em diversas configurações de excitação (fase e frequência). Nessa etapa, foi feita uma análise detalhada da variação dos potenciais eletrostáticos no SOL durante o pulso RF, e sua dependência em relação a helicidade do modo principal excitado. Também foi realizado um estudo preliminar das alterações na atividade MHD observadas nos experimentos com ondas de Alfvén, onde identificamos o surgimento de um modo bem definido de baixa frequência ( $f \approx 13\text{KHz}$ ), logo após o início do pulso RF. Em alguns casos, esse modo característico evolui em uma instabilidade resistiva, com taxa de crescimento dependente da densidade do plasma. Nesse período também verificamos a importância dos protetores laterais isolantes e de um procedimento de limpeza diária da superfície das antenas para a obtenção de um bom desempenho do sistema em regime de alta potência. Além disso, desenvolvemos um sistema pré-programável de injeção de gás que permite reduzir o influxo de hidrogênio durante o pulso de RF e compensar o já observado aumento de densidade causado pela liberação de impurezas da antena. Uma vez superados os ajustes técnicos e determinados os procedimentos para melhor operação do sistema, realizamos experimentos com potências mais altas, visando o aquecimento do plasma. Nesta etapa foram obtidos bons resultados com ondas estacionárias e caminantes, com confirmação experimental de aquecimento do plasma em diversas condições de equilíbrio (densidade, corrente de plasma, etc...), identificação de ressonâncias globais, e, em alguns casos, modesta geração não-indutiva de corrente. Foi verificado que, após a remoção da tela de Faraday, o

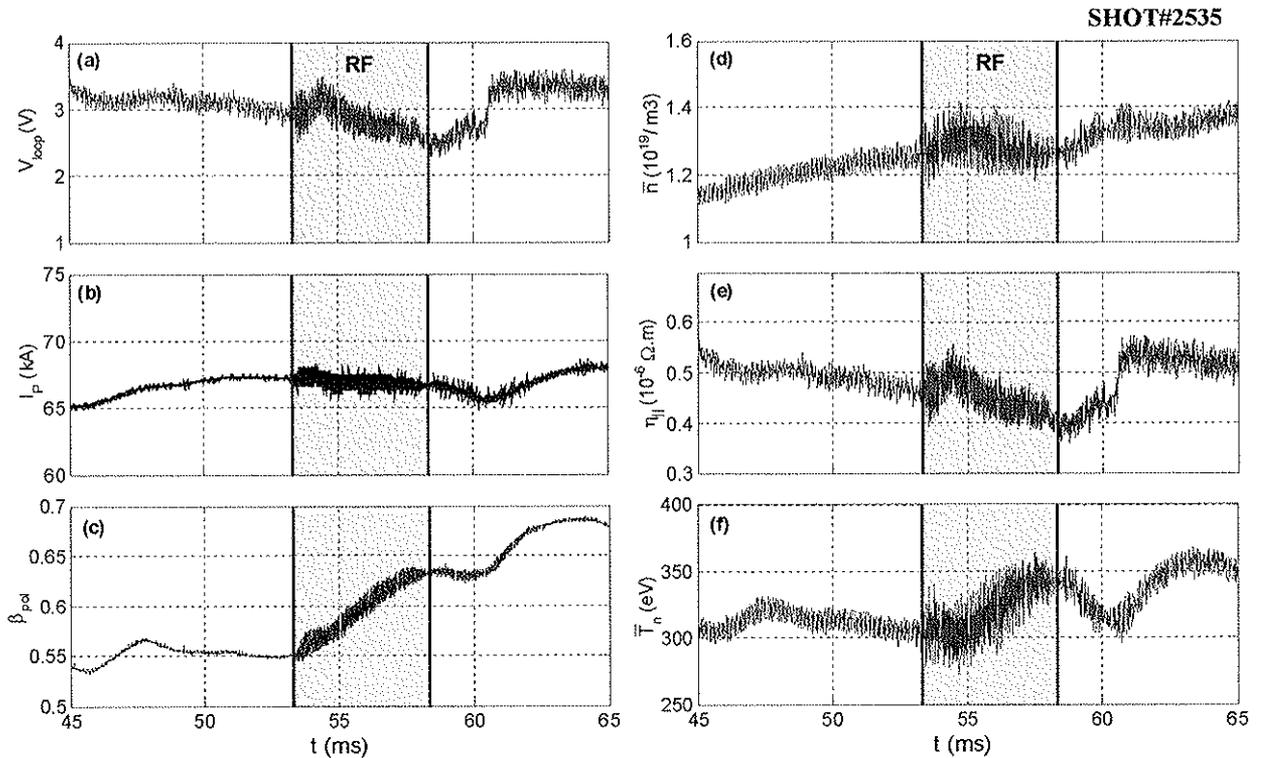
rendimento do sistema de aquecimento aumentou significativamente, apesar de uma maior perturbação observada nos potenciais do SOL neste caso. A potência RF aplicada às antenas esteve limitada em  $P_{RF} \leq 100\text{kW}$ , devido à alta tensão de polarização dinâmica nelas induzida, durante os experimentos, o que causava alta taxa de ‘sputtering’ das espiras e conseqüente injeção de impurezas pesadas e resfriamento do plasma. Na etapa final dos experimentos com o primeiro módulo de antenas, realizamos um estudo detalhado do acoplamento onda-plasma em função da densidade do plasma em regime de potência intermediária ( $P_{pla} \approx 30\text{kW}$ ), onde obtivemos a curva experimental da impedância de acoplamento para uma frequência fixa ( $f = 3.9\text{MHz}$ ). Os resultados obtidos mostraram excelente concordância com o modelo cilíndrico para densidades maiores que  $n \geq 1,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ; porém se mostraram acima do esperado para densidades menores, sugerindo que neste regime, menos colisional, uma descrição mais completa do plasma seria necessária para o cálculo correto da impedância de acoplamento.

## 5.2 Experimentos com a antena original (tipo I)

De início, serão analisados alguns experimentos realizados com a tela de blindagem eletrostática. Nesse período, os objetivos principais foram testar o recém instalado módulo de antenas em diversas condições e otimizar o sistema RF, quanto à redução de ruído gerado em outros sistemas do tokamak e quanto à sintonia dos circuitos de acoplamento de impedâncias. Como nessa época havia poucos diagnósticos disponíveis no TCABR, a análise do aquecimento do plasma foi bastante indireta, apenas nas medidas de  $\beta_{pol}$  e da densidade do plasma.

Na Fig.5.1 são mostrados detalhes dos sinais de tensão de enlace  $V_{loop}$  (**a**), corrente de plasma  $I_p$  (**b**),  $\beta_{pol}$  diamagnético (**c**) e densidade de linha na corda central  $\bar{n}$  (**d**), obtidos em um disparo com excitação de ondas de Alfvén com a tela de blindagem (#2535). Também estão representadas a resistividade paralela no centro do plasma  $\eta_{||} \equiv E_{||}/j_0$  (**e**) e a temperatura eletrônica média  $\bar{T}_n \equiv \langle nT_e \rangle / \langle n \rangle$  (**f**), calculadas a partir dos sinais experimentais (**a-d**), através das expressões (A3.1) e (A3.2), respectivamente. Apesar dos valores absolutos de  $\eta_{||}$  e  $\bar{T}_n$  dependerem dos perfis de equilíbrio adotados e do valor absoluto de  $\beta_{pol}$ , os sinais temporais (**e**) e (**f**) são apropriados para uma análise da variação dessas grandezas durante o pulso RF. Nesse disparo foram utilizadas as

quatro espiras, alimentadas com  $(0, \frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{2}, 0)$ , otimizando a excitação do modo  $(M-1, N=-4)$ , a uma frequência de  $f = 5,4\text{MHz}$  (Fig.3.4). O pulso de RF foi iniciado em  $t = 53\text{ms}$  e durou  $\Delta t = 5\text{ms}$ , com uma potência RF total fornecida às antenas de  $P_{RF} \approx 80\text{kW}$ .



**FIG.5.1:** Principais sinais analisados durante os experimentos com a tela de Faraday. Foram utilizadas quatro espiras, alimentadas com  $(0, \frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{2}, 0)$  a  $f = 5,4\text{MHz}$ , com uma potência total aplicada de  $P_{RF} \approx 80\text{kW}$ .

Inicialmente vemos que, imediatamente após a aplicação das ondas de Alfvén, a tensão de enlace (a) e a densidade do plasma (d) crescem por um período de aproximadamente  $\Delta t \approx 2\text{ms}$ . Como a corrente de plasma (b) não se modifica, observamos um pequeno acréscimo na resistividade do plasma (e), ligada à liberação de impurezas durante a fase inicial do pulso RF. O sinal de  $\beta_{pol}$  cresce linearmente desde o início do pulso RF e, logo após a estabilização da densidade ( $t \approx 55\text{ms}$ ), a temperatura média do plasma começa a aumentar, atingindo cerca de  $\Delta T/T \approx 10\%$  acima do seu valor original. Essa aparentemente pequena variação de temperatura está em concordância com as estimativas do acoplamento antena-plasma realizadas nesse período, que mostraram que apenas um quarto da potência total aplicada estava efetivamente sendo transferida ao plasma nos experimentos com tela de Faraday, em torno de  $P_{pla} \approx 20\text{kW}$  para esse pulso. Isso indica que o valor da resistência interna das espiras  $R_A$  estava muito elevado, o que foi confirmado através de medidas realizadas sem plasma ( $R_A \approx 1,1\Omega$ ).

Esse disparo também é interessante porque permite a comparação do aquecimento do plasma por dissipação (não-colisional) das ondas de Alfvén com um processo de aquecimento por efeito Joule, correspondente à re-alimentação de potência ôhmica observada em  $t \approx 6$  lms nos sinais (a) e (b), comumente realizada para prolongar o platô de corrente da descarga de plasma. A partir do sinal da resistividade do plasma (e), fica claro que o mecanismo principal de dissipação das ondas de Alfvén não é um processo resistivo, uma vez que, exceto pelo pequeno aumento observado no início do pulso RF,  $\eta_{||}$  não sofre variações significativas. Em contraste, no caso da injeção de potência ôhmica, vemos um aumento de  $\Delta\eta/\eta \approx 20\%$  na resistividade do plasma, destacando o carácter predominantemente resistivo desse processo. Notamos também que, nesse disparo, a potência ôhmica aplicada na re-alimentação da corrente de plasma ( $\Delta P_{\Omega} \approx \Delta V_{loop} \times I_p \approx 30\text{kW}$ ) é da ordem da potência RF absorvida pelo plasma, o que se reflete em uma variação de temperatura (f) semelhante observada em ambos os processos.

Nesse período também foi verificada a importância de um processo de condicionamento da superfície das antenas para melhorar o desempenho do sistema de aquecimento e reduzir a geração de impurezas durante a excitação das ondas de Alfvén. Para isso, durante o processo diário de limpeza por descarga realizado no TCABR, aplicamos um pulso RF de baixa potência  $P_{RF} \leq 20\text{kW}$  ao sistema de antenas, sincronizado com a descarga luminescente criada pelo sistema auxiliar de limpeza. Essa técnica é utilizada até hoje e se mostra de grande valia para a otimização dos experimentos com ondas de Alfvén.

Apesar de alguns resultados interessantes obtidos com a tela de Faraday, uma série de fatores nos levou a questionar a eficiência do nosso sistema de antenas. Primeiro, foi verificado que as descargas realizadas neste período apresentavam alta taxa de impurezas ( $Z_{eff} \geq 3$ ), indicando a presença de algum material localizado muito próximo à borda do plasma, sofrendo ‘sputtering’ e contaminando o plasma. Segundo, a resistência interna das antenas determinada experimentalmente ( $R_A \approx 1,1\Omega$ ) estava acima do valor encontrado nos experimentos realizados na câmara de vácuo teste, o que sugeria alta excitação parasítica de corrente RF na tela de blindagem e na câmara de vácuo do tokamak, implicando em um baixo rendimento do circuito antena-plasma,  $K = P_{RF} / P_{pla} = Z_p / (R_A + Z_p) \approx 0,25$ . A potência RF fornecida às antenas se mostrou limitada em

aproximadamente  $P_{RF} \leq 80\text{kW}$ , tanto devido à problemas de isolamento entre as espiras e a tela de Faraday na presença de plasma, como devido à forte geração de ruído em outros sistemas do tokamak, em particular, no sistema de controle de equilíbrio da coluna de plasma. Finalmente, quando fomos restringidos a trabalhar apenas com duas fases de alimentação das antenas  $(0, \pi)$ , devido à quebra de uma das quatro válvulas do gerador RF, praticamente não foi mais possível observar aquecimento significativo do plasma dentro da faixa de potência acessível. Esses fatores nos levaram a remover completamente a tela de blindagem e instalar os protetores laterais de BN, antes de continuar as investigações com o módulo original de antenas.

Até agora, a maior parte dos estudos experimentais de aquecimento por ondas de Alfvén no TCABR foi realizada com a antena original, sem a tela de blindagem. Neste período, vários diagnósticos já estavam em operação no tokamak, como o arranjo poloidal de sondas de Mirnov, o bolômetro resistivo para medida da radiação emitida pelo plasma, a sonda dupla de Langmuir e os detectores de emissão  $H_\alpha$  e raios-X, entre outros. Medidas espectroscópicas também estavam sendo realizadas, com o objetivo de estudar o comportamento de impurezas durante os experimentos com ondas de Alfvén e estimar a rotação do plasma. Alguns diagnósticos de RF já se encontravam em funcionamento, como o sistema de medida da potência RF acoplada, as sondas eletrostáticas e os medidores da tensão de polarização da antena, e duas sondas magnéticas para detecção dos campos RF produzidos pelas antenas. Além disso, o pulso RF foi estendido para  $\Delta t \approx 10\text{ms}$  e o sistema já estava otimizado quanto à sintonia das antenas, aterramento e blindagem, o que reduziu a geração de ruído em outros sistemas de diagnóstico e no sistema de controle de equilíbrio do tokamak, anteriormente observada.

Na Fig.5.2 são mostrados os principais sinais de diagnóstico analisados durante experimentos com o primeiro módulo de antenas sem a tela de Faraday (#7379). Neste disparo foram utilizadas as duas espiras externas alimentadas em oposição de fase  $(0, \pi)$ , a uma frequência de  $f = 3,7\text{MHz}$ , produzindo um espectro semelhante ao da Fig.3.4. A potência RF total injetada no sistema foi de  $P_{RF} = 110\text{kW}$ . Além dos diagnósticos básicos **(a-d)**, também são mostrados os sinais das oscilações de Mirnov  $d\tilde{B}_\theta / dt$  **(e)**, da potência total radiada pelo plasma  $P_{rad}$  **(f)**, da potência RF absorvida pelo plasma  $P_{pla}$  **(g)**, da tensão de polarização das antenas  $V_{pol}$  **(h)**, e os sinais de sondas

eletrostáticas  $V_f$  (i) e magnéticas  $dB_{RF}/dt$  (j), localizadas próximo à superfície radial das antenas. Novamente estão representadas as estimativas da resistividade paralela  $\eta_{||}$  (k) e da temperatura média  $\bar{T}_n$  (m) do plasma, calculadas a partir dos sinais (a-d), através das expressões (A3.1) e (A3.2).

SHOT#7379

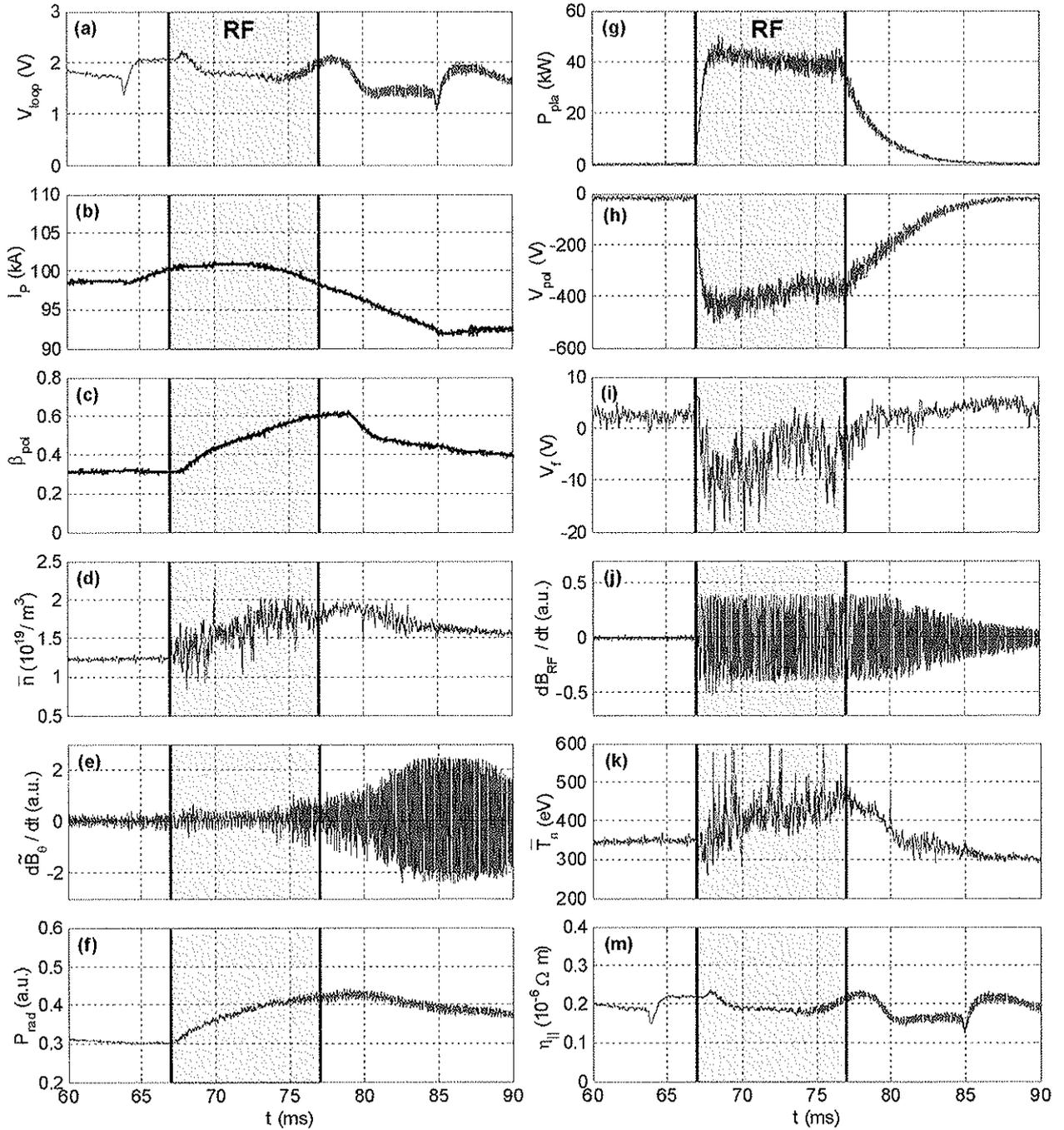


FIG.5.2: Principais sinais de diagnóstico analisados nos experimentos com a antena original (tipo I), em escala de tempo ampliada. Foram usadas duas espiras alimentadas com  $(0, \pi)$ , a uma frequência de  $f = 3,7\text{MHz}$ , com uma potência total aplicada de  $P_{RF} \approx 110\text{kW}$ .

Logo após o início do pulso RF, ocorre um aumento expressivo de  $\beta_{pol}$  (c) acompanhado por um aumento de densidade (d), sem variações significativas da corrente de plasma (b). A temperatura média estimada (k) indica um aquecimento substancial do plasma durante a excitação das ondas de Alfvén ( $\Delta T/T \approx 25\%$ ), apesar do aumento concomitante de densidade. Também observamos uma queda de aproximadamente 0,3V na tensão de enlace (a) durante o pulso RF, que implica em um decréscimo de aproximadamente  $\Delta\eta/\eta \approx 15\%$  no valor da resistividade (m), confirmando aquecimento do plasma sem demasiada injeção de impurezas. Uma estimativa da carga efetiva do plasma ( $Z_{eff} = \sum n_i Z_i^2 / n_e$ ), realizada a partir dos sinais de  $\eta_{||}$  e  $\bar{T}_n$  através da relação de Spitzer (A3.3), fornece  $Z_{eff} \approx 1.8$  e  $Z_{eff} \approx 2.1$ , antes e ao final do pulso RF, respectivamente. Note-se que, independentemente da aplicação das ondas de Alfvén, a resistividade do plasma  $\eta_{||}$  nesse disparo é cerca de duas vezes menor do que a obtida para o disparo #2535 (Fig.5.1), mostrando que as descargas realizadas sem a tela de Faraday apresentavam menor taxa de impurezas ( $Z_{eff} \sim 2.0$ ). Isso também pode ser devido ao maior número de descargas tokamak realizadas antes desta campanha experimental, melhorando as condições do vácuo.

Também vemos que a radiação emitida pelo plasma (f) aumenta durante o pulso RF, permanecendo alta após o término do mesmo. Esse aumento de  $P_{rad}$  é consistente com as variações de densidade (d) e temperatura (k) observadas, supondo que o sinal do bolômetro é principalmente composto por radiação de linha das impurezas presentes no plasma  $P_{linha} \propto n_e^2 T_e^{-3/2} \sum n_i Z_i^6$  [87], como veremos mais adiante neste capítulo.

A partir do sinal da sonda de Mirnov (e), vemos que não há variação significativa na atividade MHD durante a excitação das ondas de Alfvén nesse caso, exceto ao final do pulso RF, onde a amplitude das oscilações começa a crescer gradativamente. Uma análise mais completa, incluindo sinais de várias sondas de Mirnov, mostrou que esse crescimento está associado ao modo natural de deriva  $m/n = 2/1$  do plasma,  $\omega_D = (k_{\perp} cT / eB_0) \cdot \frac{v_p}{p} \approx 2\pi \cdot 15\text{KHz}$ , que caracteriza a velocidade de rotação das ilhas magnéticas na superfície racional  $q(r) = rB_0 / R_0 B_{\theta} = m/n = 2$ , o qual encontra condições mais favoráveis de propagação com a queda de corrente e temperatura ocorridas após o pulso RF. Portanto, nesse disparo, assim como em outros de baixa densidade, o crescimento da atividade MHD não parece estar ligado diretamente à dissipação das ondas de Alfvén, e sim à

reorganização natural dos perfis do plasma, após as modificações ocorridas durante o pulso RF. Essa hipótese é reforçada pelo fato da amplitude das oscilações parar de crescer, uma vez que a corrente de plasma e a temperatura são estabilizadas pela injeção de potência ôhmica ( $t = 85\text{ms}$ ). Em alguns disparos com densidades maiores, no entanto, foi observado aumento substancial no sinal das sondas de Mirnov logo após o início do pulso RF, independentemente do valor de  $I_p$ . Este crescimento mostrou estar relacionado com uma instabilidade resistiva (*tearing mode*), que surge devido à variação local dos perfis de  $j(r)$  e  $T(r)$ , causada pela dissipação das ondas de Alfvén próximo à superfície magnética  $q = 2$ , como discutiremos em detalhe mais adiante.

Note-se que, a partir de  $t = 70\text{ms}$ , onde a corrente de plasma atinge valores superiores a  $I_p = 100\text{kA}$ , é possível observar um pequeno sinal de oscilações dente de serra nos sinais de  $V_{loop}$  (a) e  $P_{rad}$  (f), indicando que, nessas condições, o valor do fator de segurança no eixo magnético está ligeiramente abaixo de um ( $q_0 \leq 1$ ). Essa informação é muito importante porque, juntamente com o valor de  $q$  na borda do plasma ( $q_a = 2\pi a^2 B_0 / \mu_0 R_0 I_p$ ), permite uma parametrização bastante precisa do perfil de corrente existente, que é um parâmetro fundamental para as simulações de aquecimento Alfvén e para o estudo de instabilidades MHD no plasma. Essas oscilações também se manifestam no detector de raios-X moles e no radiômetro ECE, e, portanto, serão consideradas em detalhe mais adiante. Em  $t \approx 75\text{ms}$ , a corrente de plasma cai abaixo de  $100\text{kA}$  e as oscilações com  $m/n = 1$  desaparecem, dando lugar ao modo de deriva  $m/n = 2/1$ , que começa a crescer gradativamente com a queda de corrente (e), como já foi mencionado.

A potência absorvida pelo plasma determinada experimentalmente está em torno de  $P_{pla} \approx 40\text{kW}$  (g), indicando que o acoplamento entre a antena e o plasma aumentou em relação aos experimentos realizados com a tela de Faraday,  $K = P_{pla} / P_{RF} \approx 0,35$ . Isso mostra que a resistência interna das antenas diminuiu com a remoção da tela de blindagem, o que foi confirmado através de medidas de  $R_A$  realizadas sem plasma ( $R_A \approx 0,8\Omega$ ). A eficiência do processo de aquecimento, definida como  $\eta = \Delta T_n / P_{pla}$ , foi de aproximadamente  $\eta \approx 2,3\text{eV/kW}$ .

A variação da energia cinética dos elétrons  $W_e = \frac{3}{2} \int n_e T_e dV$  causada pela dissipação das ondas de Alfvén ( $P_{pla}$ ) pode ser estimada supondo que a potência ôhmica fornecida ao plasma ( $P_\Omega = V_{loop} I_p$ ) permanece igual às perdas totais (radiação, transporte térmico e colisões) durante o

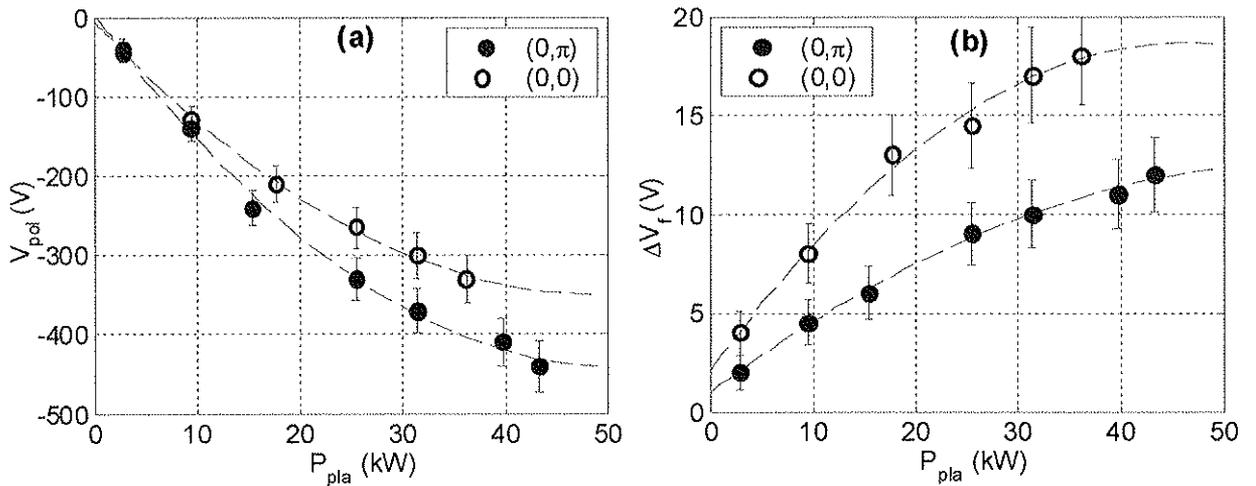
pulso RF,  $P_{\Omega} - P_{rad} - P_{term} - P_{col} = 0$ , de modo que a equação de conservação de energia se simplifica para  $dW_e/dt = P_{pla}$ . Assim, poderíamos esperar um acréscimo de  $\Delta W_e = 40\text{kW} \times 10\text{ms} = 400\text{J}$  na energia dos elétrons ao final do pulso RF, o que, em princípio, está em concordância com a variação da energia interna determinada a partir do sinal de  $\beta_{pol}$ .  $\Delta W_e = \frac{3}{2} \Delta p_e \times V_{pla} = \frac{3}{2} \left( \frac{B_{\theta}^2}{2\mu_0} \right) \cdot \Delta \beta_{pol}^{(e)} \times V_{pla} \approx 400\text{J}$ , onde  $V_{pla} = 2\pi^2 a^2 R_0 \approx 0,4\text{m}^3$  é o volume do plasma e consideramos  $\beta_{pol}^{(e)} = \beta_{pol}/2$  ( $T_e = T_i$ ). No entanto, se levarmos em conta a diminuição da potência ôhmica **(a,b)** e o aumento da potência irradiada **(f)** observados durante o pulso RF, e sabendo que  $P_{col} \ll P_{rad}, P_{term}$ , veremos que a variação da energia interna indicada no sinal de  $\beta_{pol}$  só pode ser explicada se a potência perdida por transporte térmico  $P_{term} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rn_e \chi_e dT_e/dr)$  diminuir, compensando as alterações de  $P_{\Omega}$  e  $P_{rad}$  ( $\chi_e$  é a condutividade térmica do plasma). Isso sugere, mais uma vez, que ocorrem modificações substanciais nos perfis de  $n(r)$  e  $T(r)$  durante a excitação das ondas de Alfvén. Mesmo desconsiderando-se as variações de  $P_{\Omega}$ , vemos que, nesse disparo, o tempo de confinamento dos elétrons varia de  $\tau_e = W_e/P_{\Omega} \approx 2,5\text{ms}$ , antes do pulso RF, para aproximadamente  $\tau_e = (W_e + \Delta W_e)/P_{\Omega} \approx 4,5\text{ms}$  ao final do pulso, o que reflete uma melhoria significativa no confinamento do plasma. A análise do balanço de energia nos experimentos com ondas de Alfvén é bastante complexa, pois depende dos valores absolutos de  $T_e$  e  $n_e$  (ou  $\beta_{pol}$ ) e também dos perfis de equilíbrio adotados, e, portanto, será discutida mais adiante.

### 5.2.1 Análise dos potenciais no SOL

Voltando à Fig.5.2, vemos que, apesar da pequena variação absoluta observada no potencial eletrostático  $\Delta V_f \approx -12\text{V}$  **(i)**, a tensão de polarização dinâmica induzida nas antenas durante o pulso RF é bastante alta  $V_{pol} \approx -400\text{V}$  **(h)**. Valores de tensão dessa ordem podem gerar campos elétricos bastante intensos, principalmente próximos a ‘curvas’ acentuadas ou extremidades das espiras, que atuam como ‘armadilhas eletrostáticas’ para os íons, aumentando a taxa de *sputtering* das antenas. A tensão de polarização  $V_{pol}$  só mostrou dependência da potência RF (corrente) fornecida às antenas, enquanto que as perturbações causadas nos potenciais do SOL se mostraram dependentes tanto da potência RF como da densidade do plasma e, principalmente, da configuração de alimentação das antenas, isto é, da escolha do espectro excitado. Como essas medidas fornecem

informações importantes sobre o acoplamento parasítico com a periferia do plasma, realizamos um estudo mais detalhado das mesmas, verificando sua dependência com relação às condições do plasma e às configurações do sistema RF.

Na Fig.5.3 são mostradas a tensão de polarização dinâmica das antenas  $V_{pol}$  (a) e a variação média do potencial flutuante  $\Delta V_f$  (b) em  $r=19,5\text{cm}$ , em função da potência RF dissipada no plasma ( $P_{pla}$ ). Nestes experimentos foram usadas duas espiras da antenna original, alimentadas fora de fase ( $\bullet$ ) e em fase (O), privilegiando a excitação dos modos ( $M=-1, N=-4$ ) e ( $M=-1, N=+4$ ), respectivamente. A frequência RF foi mantida em  $f=3,7\text{MHz}$  e os disparos foram bastante reprodutíveis, com densidade de plasma variando entre  $n=(2,3-2,6)\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ .



**FIG.5.3:** Tensão de polarização dinâmica das antenas  $V_{pol}$  (a) e variação do potencial flutuante no SOL  $\Delta V_f$  (b) em função da potência RF dissipada no plasma. Nestes disparos foram utilizadas duas espiras a  $f=3,7\text{MHz}$ , e a densidade do plasma foi mantida em torno de  $\bar{n}=(2,5\pm 0,2)\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ .

Em primeiro lugar, vemos que ambas as grandezas apresentam dependência quadrática com a potência dissipada no plasma  $P_{pla}$  (linear com a corrente nas espiras  $I_A$ ) para as duas configurações de excitação, como já havia sido observado no tokamak PHAEDRUS-T [23-25]. A tensão de polarização atinge valores da ordem de  $V_{pol} \approx -400\text{V}$  quando nos aproximamos de  $P_{pla} = 40\text{kW}$ , o que impôs um limite no valor da potência máxima de operação ( $P_{pla} < 50\text{kW}$ ), relacionado com um aumento não linear da injeção de impurezas observado acima deste limiar de potência. Apesar da tensão de polarização não ser muito sensível à variação do espectro excitado (a), o potencial flutuante próximo à borda do plasma o é (b), sendo muito mais perturbado na configuração  $(0,0)$ . Isso pode ser atribuído à presença de modos eletrostáticos de superfície ( $M=+1$ ) que são co-

excitados nesta configuração e relativamente suprimidos no primeiro caso. Esses modos indesejáveis depositam parte da energia destinada à deposição no contínuo de Alfvén próximo a borda do plasma, aumentando a temperatura e densidade nessa região, o que causa um acréscimo na taxa de ionização e, portanto, na população de impurezas ali existentes, gerando maiores perdas por radiação. Isso foi confirmado pelas medidas bolométricas ( $P_{rad}$ ), que também apresentaram maior crescimento nos experimentos realizados na configuração  $(0,0)$ .

Uma análise mais detalhada das modificações causadas nos potenciais do SOL durante a excitação das ondas de Alfvén mostrou que apenas o potencial eletrostático mais próximo da borda do plasma é diferentemente influenciado de acordo com o espectro excitado pela antena. Na Fig.5.4 são mostrados os sinais de três sondas eletrostáticas, localizadas em  $r = 19,5\text{cm}$ ,  $r = 20,5\text{cm}$  e  $r = 22,0\text{cm}$ , em dois disparos com configurações de excitação diferentes. No disparo #6506 (a), as espiras foram alimentadas com  $(0, \pi)$ , a uma frequência  $f = 3,4\text{MHz}$ , enquanto que no pulso #6555 (b), elas foram alimentadas com  $(0,0)$ , a mesma frequência. As densidades do plasma nestes disparos foram  $\bar{n} = (2,6 \pm 0,1) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (a) e  $\bar{n} = (2,4 \pm 0,1) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (b), respectivamente, e a potência RF dissipada no plasma foi aproximadamente a mesma nos dois casos ( $P_{pla} \approx 30\text{kW}$ ).

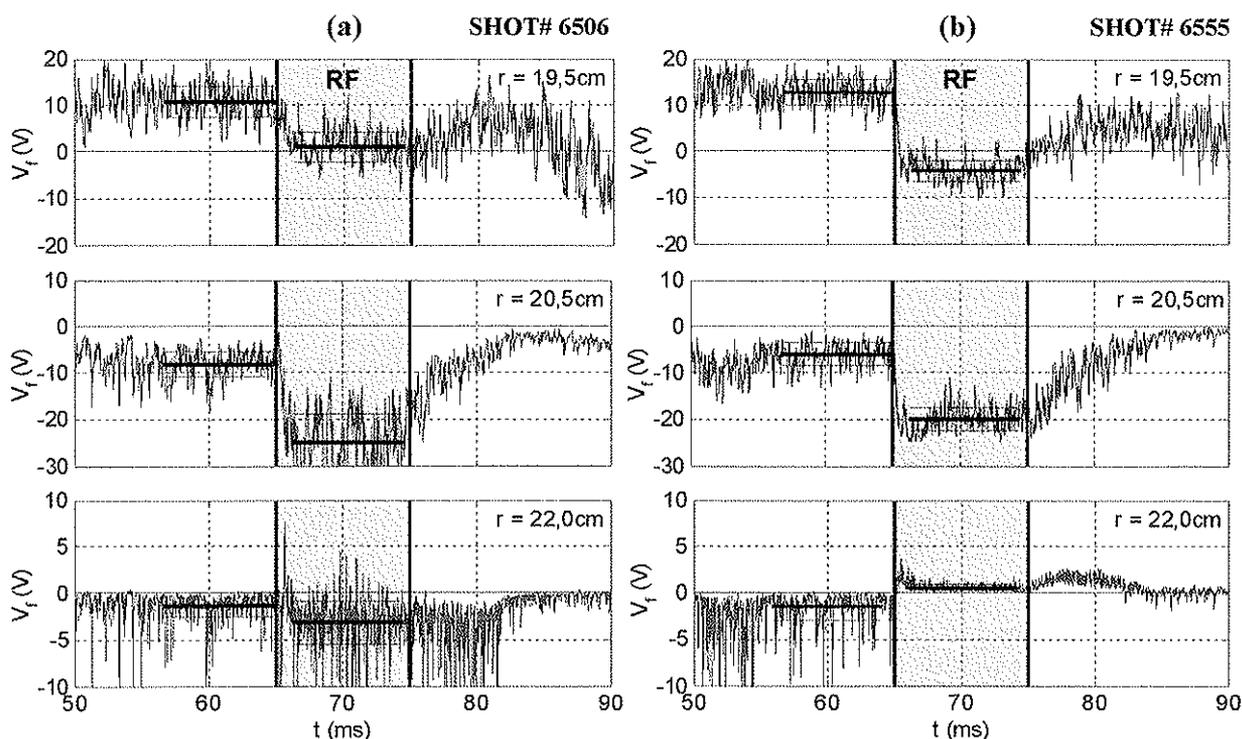


FIG.5.4: Sinais dos potenciais flutuantes  $V_f$  em três posições radiais do SOL, para dois disparos com configurações de excitação distintas: (a) espiras alimentadas com  $(0, \pi)$ ; (b) espiras alimentadas com  $(0,0)$ . A potência dissipada no plasma foi  $P_{pla} \approx 30\text{kW}$ , com  $f \approx 3,4\text{MHz}$ , nos dois casos.

A partir da Fig.5.4, vemos que o sinal de  $V_f$  que apresenta maior variação durante o pulso RF nos dois casos, corresponde à posição  $r=20,5\text{cm}$ , próximo à superfície radial onde estão localizadas as antenas. Como já mencionado, a influência sobre o potencial mais interno ( $r=19,5\text{cm}$ ) é maior na configuração  $(0,0)$  (b), quando verificamos variações da mesma ordem das causadas no potencial medido em  $r=20,5\text{cm}$  ( $\Delta V_f \approx 20\text{V}$ ), quase o dobro do observado nessa posição radial na configuração  $(0,\pi)$  (a). O potencial medido em  $r=22,0\text{cm}$  não apresentou grande perturbação em praticamente nenhum dos experimentos realizados com a antena original.

Os perfis radiais do potencial flutuante no SOL para os disparos discutidos acima, estimados a partir dos sinais da Fig.5.4, estão representados na Fig.5.5. Os valores de  $V_f$  antes (O) e durante (●) o pulso RF, correspondem a médias temporais dos sinais das sondas eletrostáticas, realizadas nos intervalos  $\Delta t = 57\text{-}65\text{ms}$  (O) e  $\Delta t = 66\text{-}74\text{ms}$  (●), como indicado pelas retas mostradas na Fig.5.4. (As retas mais finas correspondem ao desvio padrão de cada média, utilizado para estimar as incertezas de  $V_f$ ). As barras representadas nas regiões entre as sondas representam o campo elétrico radial médio em (V/cm), antes (□) e durante (■) o pulso RF, estimado a partir de  $\langle E_r \rangle = -\nabla V_f$ . Note-se que o potencial na parede ( $r=25,0\text{cm}$ ) é sempre considerado nulo, uma vez que os outros valores de  $V_f$  correspondem a medidas diferenciais de tensão em relação à câmara de vácuo.

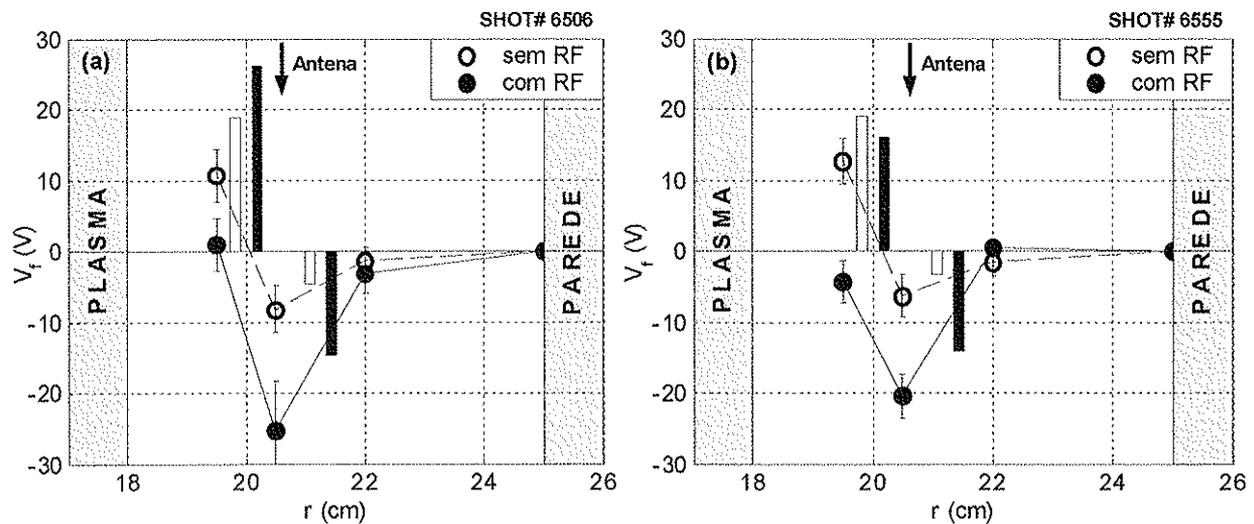
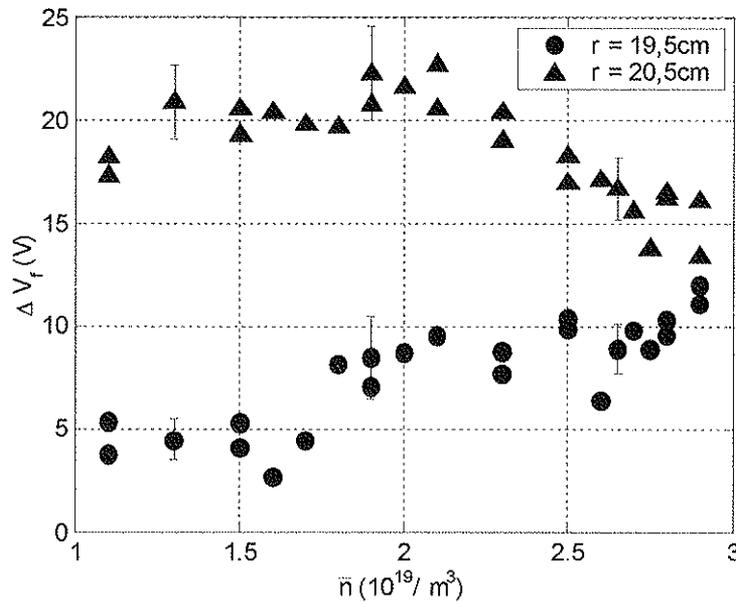


FIG.5.5: Perfis radiais dos potenciais flutuantes no SOL em dois disparos com configurações de excitação distintas: (a) 2 espiras alimentadas com  $(0,\pi)$ ; (b) 2 espiras alimentadas com  $(0,0)$ . As densidades foram  $\bar{n} \approx 2,6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (a) e  $\bar{n} \approx 2,4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (b), e a potência acoplada ao plasma foi  $P_{pla} \approx 30\text{kW}$  com  $f \approx 3,4\text{MHz}$ , nos dois casos.

Inicialmente observa-se que, antes da aplicação do pulso RF, o perfil radial do potencial flutuante no SOL já apresenta um mínimo próximo à  $r=20,5\text{cm}$ , mostrando que ocorre uma inversão no sentido do campo elétrico radial de equilíbrio nesta região. No primeiro caso (a), como o potencial em  $r=19,5\text{cm}$  é menos influenciado pelo pulso RF do que o potencial em  $r=20,5\text{cm}$ , ocorre um aumento no campo elétrico radial ( $+\hat{e}_r$ ) médio na região compreendida por estas duas sondas. No disparo #6555 (b), os potenciais em  $r=19,5\text{cm}$  e  $r=20,5\text{cm}$  apresentam perturbações semelhantes, de forma que o campo elétrico praticamente não se altera nessa configuração. Na região mais externa ( $20,5 < r < 22,0\text{cm}$ ), o campo elétrico anti-radial ( $-\hat{e}_r$ ) aumenta quase três vezes nos dois casos, uma vez que o potencial flutuante em  $r=22,0\text{cm}$  praticamente não é alterado, independentemente da configuração de excitação.

Também foi verificada a influência da densidade do plasma nas alterações causadas pelas ondas de Alfvén nos potenciais do SOL. Na Fig.5.6 são mostradas as variações médias  $\Delta V_f$  observadas nos potenciais flutuantes em  $r=19,5\text{cm}$  (●) e  $r=20,5\text{cm}$  (▲), para a configuração de excitação  $(0, \pi)$ , em uma série de disparos com densidades variando entre  $\bar{n} \approx (1-3) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ . A frequência RF foi mantida em  $f=3,4\text{MHz}$  e a potência dissipada no plasma variou entre  $P_{pla} \approx 25-30\text{kW}$  nos disparos considerados.

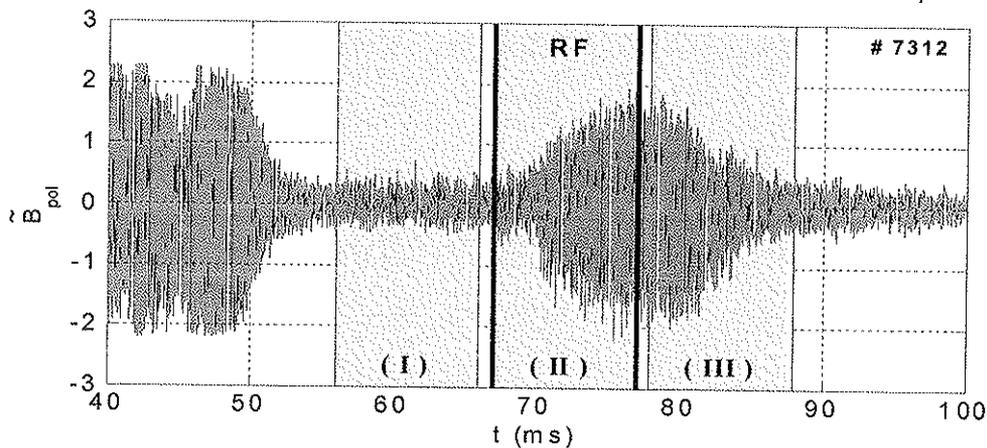


**FIG.5.6:** Variações nos potenciais flutuantes em  $r=19,5\text{cm}$  e  $r=20,5\text{cm}$ , observadas durante a excitação das ondas de Alfvén na configuração  $(0, \pi)$ . A frequência RF foi  $f=3,4\text{MHz}$ , e a potência dissipada no plasma variou entre  $P_{pla} \approx 25-30\text{kW}$ .

Como já foi mostrado, nessa configuração de excitação as variações de  $V_f$  em  $r=20,5\text{cm}$  ( $\blacktriangle$ ) são mais intensas do que as observadas em  $r=19,5\text{cm}$  ( $\bullet$ ), sendo essa diferença mais acentuada para densidades menores, onde as perturbações diferem cerca de quatro vezes. Próximo a  $\bar{n} \approx 1,8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , densidade a partir da qual entramos no contínuo ( $m/n = -1/-2$ ) de Alfvén para a frequência utilizada, observamos um ‘salto’ nos valores de  $\Delta V_f$ , mais evidente no sinal mais interno ( $\bullet$ ). Acima desta densidade, as perturbações causadas no potencial mais interno começam a crescer, enquanto que as perturbações em  $r=20,5\text{cm}$  ( $\blacktriangle$ ) diminuem, até que, próximo a  $\bar{n} \approx 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , as variações causadas em ambos os potenciais são da mesma ordem. Isso indica que, para densidades maiores, o campo elétrico radial de equilíbrio existente entre o plasma e a antena é menos perturbado pelas ondas de Alfvén do que para baixas densidades.

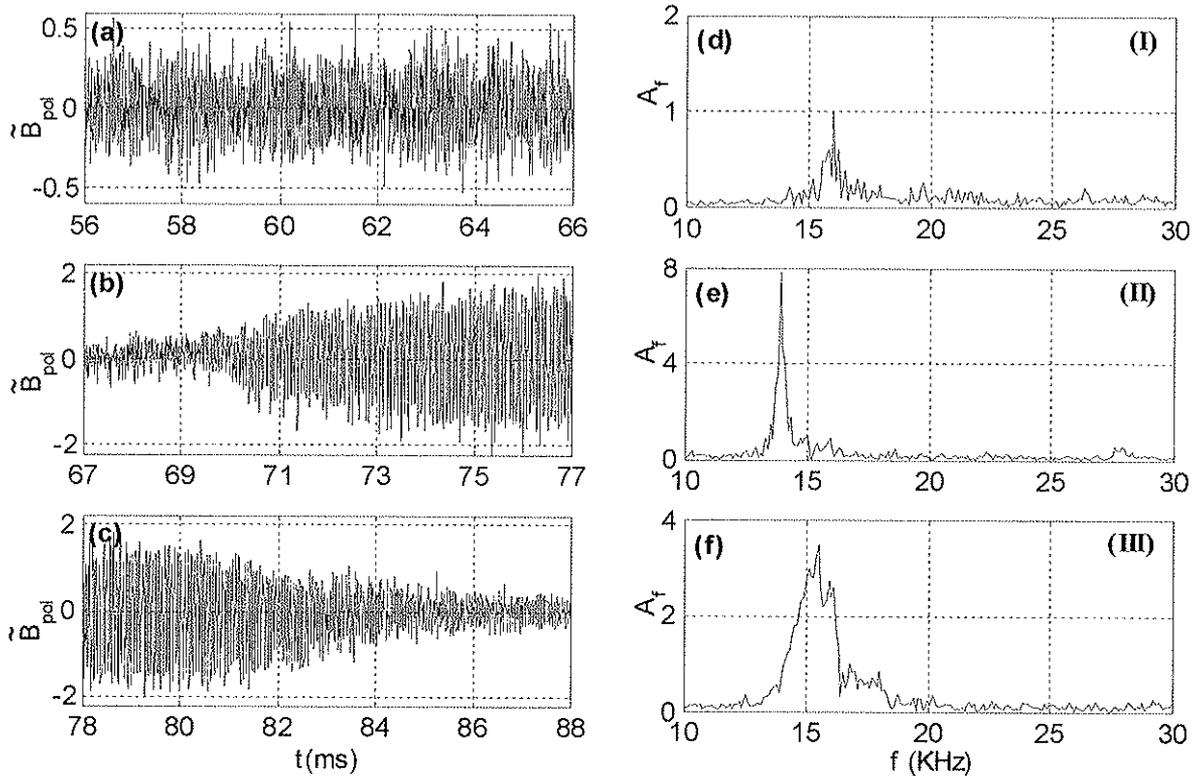
### 5.2.2 Estudo das oscilações de Mirnov

Neste período também foi realizado um estudo preliminar da modificação da atividade MHD durante a aplicação das ondas de Alfvén e a possível criação de instabilidades MHD resistivas. Em muitos disparos, foi observado um aumento nas oscilações de Mirnov alguns mili-segundos após o início do pulso RF, quando surge um novo modo MHD com frequência e número de onda bem definidos. Na Fig.5.7 é mostrado um sinal de uma sonda de Mirnov, em um disparo com injeção de ondas de Alfvén (II), realizado com duas espiras alimentadas em  $(0, \pi)$ , a uma frequência de  $f = 3,7\text{MHz}$ , com uma potência média acoplada ao plasma de  $P_{\text{pla}} \approx 25\text{kW}$ . A densidade do plasma foi  $\bar{n} \approx 2,0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , com uma corrente de plasma de aproximadamente  $I_p \approx 90\text{kA}$ .



**Fig.5.7: Oscilações MHD em um disparo com injeção de ondas de Alfvén, utilizando duas espiras alimentadas com  $f = 3,5\text{MHz}$ , com uma potência acoplada de  $P_{\text{pla}} \approx 25\text{kW}$ . A densidade e corrente de plasma foram  $\bar{n} \approx 2,0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  e  $I_p \approx 90\text{kA}$  respectivamente.**

Para analisar a alteração da atividade MHD durante a excitação de ondas de Alfvén, foi realizada uma análise de Fourier das flutuações magnéticas em três intervalos de tempo consecutivos, representados na Fig.5.7: **(I)** antes, **(II)** durante e **(III)** depois do pulso RF. Na Fig.5.8 são mostrados os resultados desta análise, onde **(a, b, c)** representam o sinal da sonda em cada intervalo considerado e **(d, e, f)** são as respectivas transformadas de Fourier.

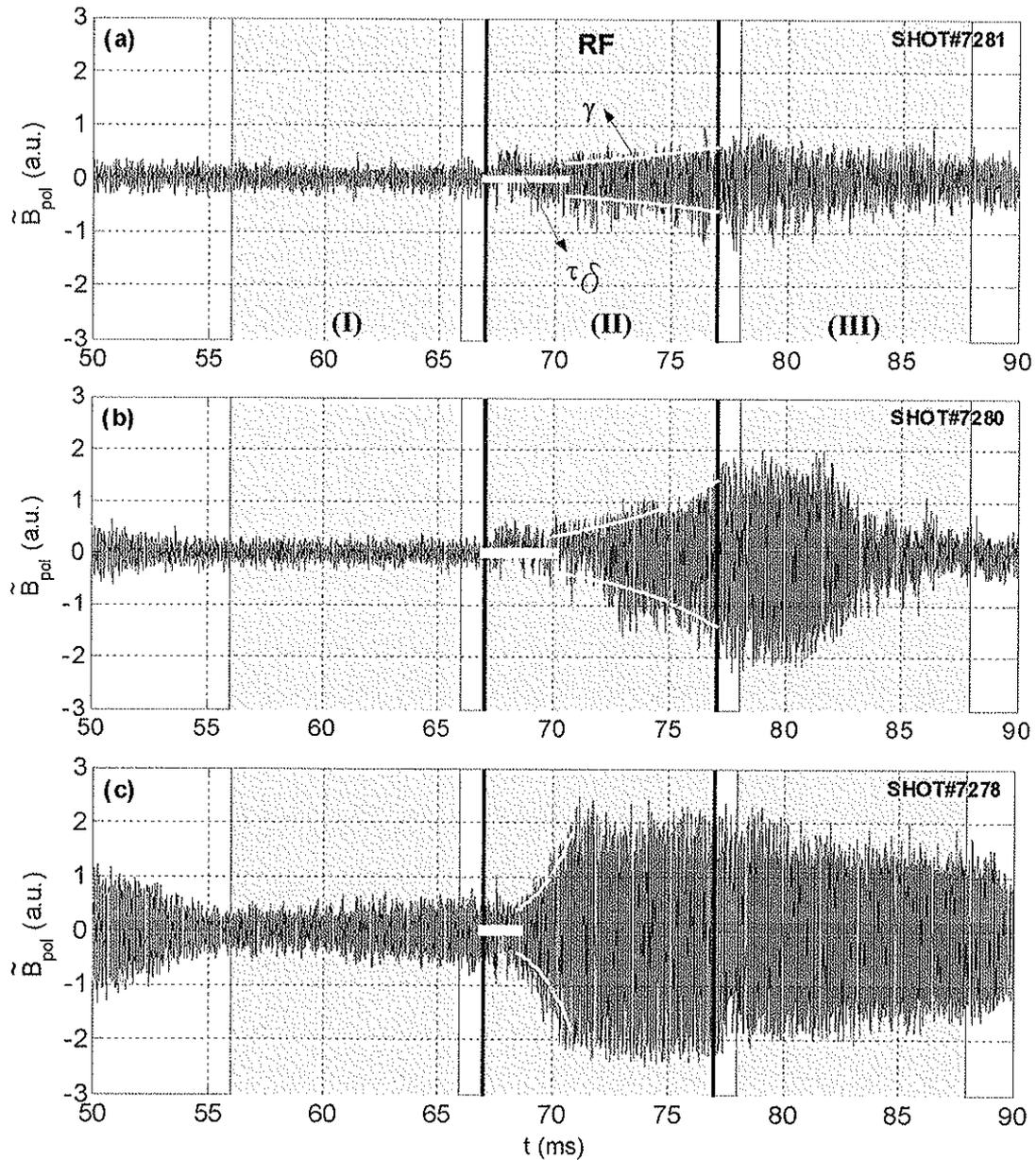


**Fig.5.8:** Detalhes do sinal da sonda de Mirnov nos três intervalos de tempo estudados **(a, b, c)** e suas respectivas transformadas de Fourier **(d, e, f)**, para o pulso #7312. As figuras **(b)** e **(e)** correspondem ao pulso RF de 10ms.

Antes do pulso de Alfvén, as oscilações de Mirnov são de pequena amplitude, com um pacote principal de modos concentrado em  $f = 16\text{KHz}$ , associado ao modo resistivo  $(m/n) = (2/1)$ . Cerca de 2ms após o início do pulso RF, a amplitude das oscilações MHD começa a crescer, o espectro de frequências se desloca para  $f = 14\text{KHz}$ , e o modo se torna bem mais puro **(e)**, com largura a meia altura (semi-largura) menor que  $\Delta f = 1\text{KHz}$ . Após o pulso RF, a amplitude das oscilações começa a diminuir e o espectro de frequências volta a se concentrar, gradativamente, em torno da frequência original das oscilações **(f)**. O intervalo de tempo  $\tau_d$  entre a aplicação do pulso RF e o início do crescimento das oscilações, assim como sua taxa de crescimento  $\gamma$ , mostraram forte dependência

da densidade do plasma. A frequência característica deste modo, no entanto, variou apenas entre  $f = 12 - 15\text{KHz}$  em todos os disparos estudados.

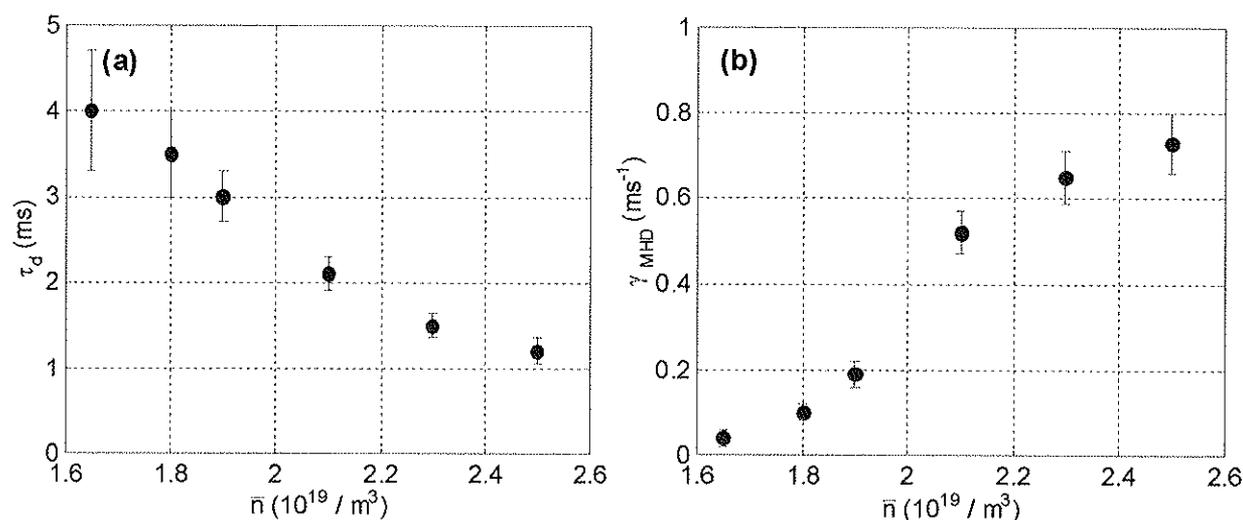
A Fig.5.9 mostra os sinais de uma sonda de Mirnov em três disparos realizados com a mesma configuração RF ( $f = 3,7\text{MHz}$ ,  $P_{\text{pla}} \approx 30\text{kW}$ ) e densidades diferentes:  $\bar{n} = 1,8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (a),  $\bar{n} = 2,0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (b) e  $\bar{n} \approx 2,3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (c). Também estão representados o tempo para o início do crescimento ( $\tau_d$ ), e a curva indicativa da taxa de crescimento ( $\gamma$ ), em cada caso.



**FIG.5.9:** Oscilações de Mirnov observadas durante experimentos com ondas de Alfvén em descargas com densidades diferentes:  $\bar{n} = 1,8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (a),  $\bar{n} = 1,9 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (b) e  $\bar{n} \approx 2,3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (c). Foram utilizadas duas espiras alimentadas com  $f = 3,7\text{MHz}$ , e a potência dissipada no plasma foi de  $P_{\text{pla}} \approx 30\text{kW}$ .

A partir da Fig.5.9 vemos que, apesar da mesma potência RF injetada, a resposta MHD é bem diferente nos três casos. Para densidades mais baixas (a), a amplitude das ilhas magnéticas cresce lentamente durante o pulso de Alfvén, com pequena amplitude, e começa a decair praticamente ao final do pulso de RF. No caso intermediário (b), a amplitude cresce moderadamente e continua grande por cerca de 5ms após a aplicação do pulso de Alfvén. Finalmente, para densidades maiores (c), as ilhas são desestabilizadas logo após a aplicação de potência RF ( $\tau_d \approx 1,5\text{ms}$ ), com alta taxa de crescimento ( $\gamma \geq 0,6\text{ms}^{-1}$ ), decaindo lentamente após o pulso de Alfvén e sub-existindo praticamente até o final da descarga de plasma.

Na Fig.5.10 são mostrados o tempo  $\tau_d$  para desestabilização das ilhas (a) e a taxa de crescimento  $\gamma$  correspondente (b), obtidos em uma série de disparos, com densidade de linha no centro do plasma variando entre  $\bar{n} \approx (1,6 - 2,5) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , e outros parâmetros de equilíbrio aproximadamente constantes ( $I_p \approx 92 - 94\text{kA}$ ). A configuração RF é a mesma dos disparos considerados na Fig.5.9.

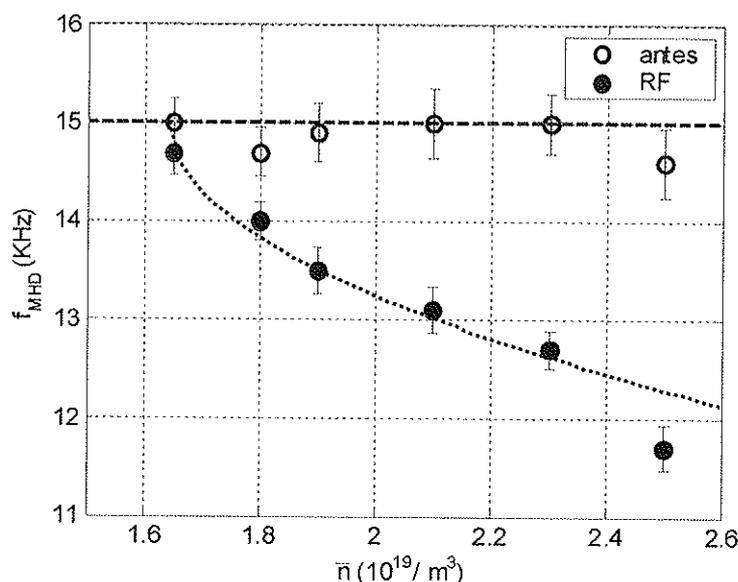


**FIG.5.10:** Tempo  $\tau_d$  necessário para o início do crescimento das ilhas magnéticas (a) e a taxa de crescimento  $\gamma$  (b), como função da densidade de linha no centro do plasma  $\bar{n}$ .

As figuras acima mostram que, para os valores de  $\bar{n}$  considerados, quanto maior a densidade do plasma, menor é o intervalo de tempo para o surgimento da desestabilização e maior é a taxa de crescimento. Em experimentos com densidades abaixo de  $\bar{n} = 1,6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , não foram observadas modificações na atividade MHD relacionadas com a aplicação das ondas de Alfvén, indicando que o processo de desestabilização encontrado está associado à dissipação do modo  $(m/n) = (-1/-2)$

de Alfvén, cujo contínuo começa aproximadamente nesta densidade para a frequência utilizada ( $f = 3,7\text{MHz}$ ).

A frequência característica das oscilações MHD durante a excitação das ondas de Alfvén mostrou-se menor quanto maior a densidade do plasma, como pode ser visto na Fig.5.11, onde são mostradas as frequências registradas antes (O) e durante (●) o pulso RF. Os pontos foram obtidos por análise de Fourier do sinal da sonda de Mirnov em intervalos de  $\Delta t = 10\text{ms}$  (Fig.5.8.), e as barras de erro correspondem a meia-largura dos picos em frequência.

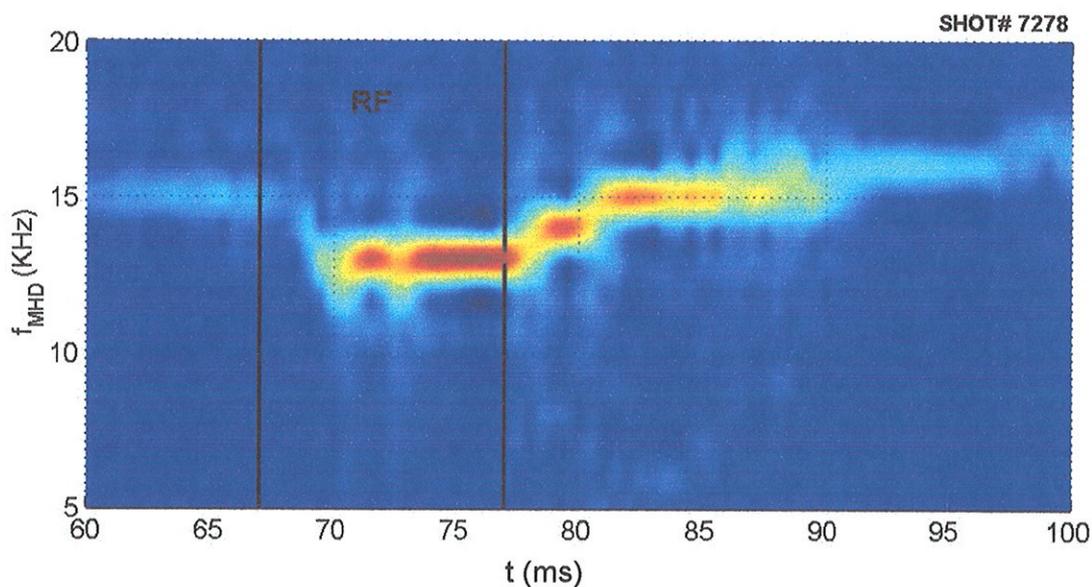


**FIG.5.11:** Frequências principais das oscilações MHD obtidas antes (O) e durante (●) o pulso RF. Cada frequência foi obtida por análise de Fourier do sinal de uma sonda de Mirnov em um intervalo de  $\Delta t = 10\text{ms}$ .

Os valores de  $f_{\text{MHD}}$  encontrados antes do pulso RF (O) praticamente não mostraram variação com a densidade do plasma, indicando que os perfis de equilíbrio foram semelhantes nos disparos estudados. A linha tracejada corresponde à frequência de deriva,  $\omega_D = (k_{\perp} T_e / e B_0) \cdot \frac{v_p}{p} \approx 2\pi \cdot 15\text{KHz}$ , para o modo  $(m/n) = (2/1)$ , estimada para as condições consideradas. A curva pontilhada, próxima às frequências encontradas durante o pulso RF (●), representa uma relação empírica, obtida para a frequência durante a desestabilização das ilhas, na forma  $\omega^* = \omega_D (1 - \delta(n)/2)$ , onde  $\delta(n) = \sqrt{1 - \omega_{\lambda}^2 / \omega_{\text{RF}}^2} / 2$  representa um termo de correção à frequência de deriva ( $\omega_D$ ) devido à dissipação das ondas de Alfvén, onde  $\omega_{\lambda} = k_{\parallel} v_{\lambda}^{(0)}$  é a frequência de Alfvén no centro do plasma e  $\omega_{\text{RF}}$  é a frequência de excitação da antena. Conforme a

densidade aumenta,  $v_A$  diminui, e a superfície de ressonância de Alfvén vai se aproximando da superfície racional  $q = 2$  ( $r \approx 13\text{cm}$ ). Ao mesmo tempo, o parâmetro  $\delta(n)$  cresce, causando maior desvio da frequência de deriva existente próximo a essa superfície, refletindo uma maior modificação causada nos perfis locais de equilíbrio. Para densidades menores que  $\bar{n} \approx 1,6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , o contínuo  $(m/n) = (-1/-2)$  de Alfvén não existe no plasma ( $\omega_A > \omega_{RF}$ ) e o termo  $\delta(n)$  se torna imaginário, e a frequência original do modo de deriva não é alterada ( $\omega^* = \omega_D$ ).

Para ilustrar melhor o comportamento das ilhas magnéticas durante a excitação das ondas de Alfvén, na Fig.5.12 é mostrada a evolução temporal do espectro de frequências MHD, obtido por uma análise de *Wavelet* [85] do sinal da sonda de Mirnov para o disparo #7278 (Fig.5.9c). A escala colorida representa a amplitude das componentes de frequência obtidas em cada intervalo de tempo considerado na análise ( $\Delta t = 0,5\text{ms}$ ).



**Fig.5.12:** Evolução temporal do espectro de frequências das oscilações MHD obtido por análise de *wavelet* do sinal da sonda de Mirnov, destacando a instabilidade resistiva observada logo após a aplicação do pulso RF.

Nesta representação fica claro que a amplitude das oscilações observadas antes do pulso RF é bem menor do que a observada durante (e logo após) o mesmo. Durante o crescimento das ilhas, cerca de  $\tau_d \approx 2\text{ms}$  após a aplicação das ondas de Alfvén, vemos uma evolução contínua da frequência principal do espectro MHD, partindo da frequência original ( $f \approx 15\text{KHz}$ ) com pequena amplitude e culminando na frequência definitiva ( $\approx 13\text{KHz}$ ), permanecendo constante durante o

restante do pulso RF. O decaimento da amplitude, no entanto, apresenta um caráter discreto em frequências, não relacionado com a grade de frequências utilizada na análise de *Wavelet* ( $\Delta f = 0,3\text{KHz}$ ). Isso é uma indicação de que o processo natural de reorganização dos perfis de equilíbrio do plasma ocorre em etapas, isto é, de que os perfis permanecem estacionários por um pequeno período de tempo antes de relaxarem para a próxima configuração.

### 5.2.3 Estudo preliminar das flutuações eletrostáticas

Também foi realizada uma análise simplificada da turbulência eletrostática no SOL durante o pulso RF, registrada com uma sonda rápida de Langmuir [64,65], com frequência máxima de amostragem de  $f_{samp} = 1\text{MHz}$ . Um estudo mais detalhado, incluindo a análise bi-espectral da turbulência eletrostática e o estudo das alterações no transporte de partículas durante a excitação das ondas de Alfvén, vem sendo realizado em conjunto com M.V.P.Heller *et al.* [66].

Na Fig.5.13 são mostradas as flutuações no potencial de plasma medido em  $r = 20,0\text{cm}$ , durante um experimento com excitação de ondas de Alfvén (#7102). Foram utilizadas duas espiras alimentadas em  $(0, \pi)$ , a uma frequência de  $f = 3,7\text{MHz}$ , com uma potência dissipada no plasma de  $P_{pla} \approx 30\text{kW}$ . A densidade de linha no centro do plasma foi  $\bar{n} \approx 2,8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  e o sinal da sonda foi adquirido a  $f_{samp} = 500\text{KHz}$ .

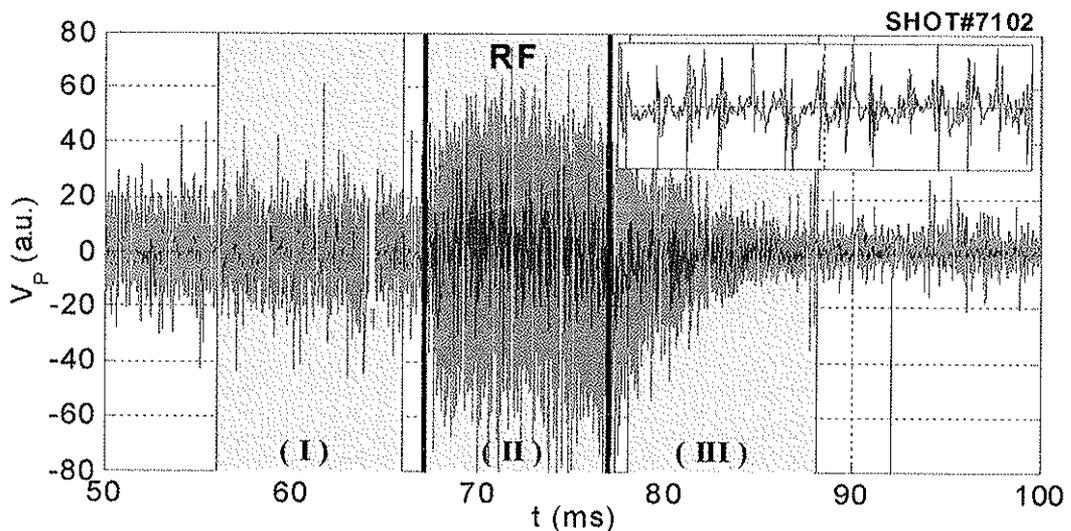


FIG.5.13: Flutuações eletrostáticas medidas em  $r = 20,0\text{cm}$  com a sonda rápida de Langmuir durante um experimento com ondas de Alfvén, realizado com duas espiras a  $f = 3,7\text{MHz}$  e  $P_{pla} \approx 30\text{kW}$ .

Como para as sondas de Mirnov, foi verificado que o circuito eletrônico da sonda de Langmuir também não sofre influência direta do sistema RF, e que, portanto, o aumento observado no sinal de VP durante o pulso RF corresponde a um crescimento real no nível da turbulência eletrostática neste período. Em contraste com o observado para as oscilações MHD, a alteração nas flutuações eletrostáticas ocorre ‘imediatamente’ após o início do pulso RF e desaparece com a queda da potência RF aplicada, evidenciando a resposta rápida do plasma periférico a essas perturbações de pequeno comprimento de onda. Esse mesmo comportamento foi verificado para diversos disparos, com densidades de plasma variando entre  $\bar{n} \approx (2-3) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , ficando mais evidente para densidades maiores, onde o nível da turbulência eletrostática existente antes do pulso RF é menor. Para densidades abaixo de  $\bar{n} = 1,9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , não foram observadas alterações nas flutuações eletrostáticas com a aplicação de potência RF, sugerindo, mais uma vez, que só ocorrem perturbações significativas no plasma quando o modo  $(m/n) = (-1/-2)$  de Alfvén é excitado. O *inset* da Fig.5.12 representa um trecho expandido ( $\Delta t = 1 \text{ ms}$ ) do sinal da sonda antes do pulso RF, que permite a identificação de ‘rajadas’ intermitentes nas flutuações eletrostáticas, conhecidas como ‘*intermittent electrostatic bursts*’, também observadas em outras máquinas [86]. Esse fenômeno está relacionado com a estrutura dos campos eletrostáticos na borda do plasma e com o transporte anômalo de partículas nessa região, e não será discutido em detalhe neste trabalho.

Na Fig.5.14 são mostrados detalhes das flutuações eletrostáticas (**a**, **b**, **c**) nos três intervalos de tempo de  $\Delta t = 10 \text{ ms}$  identificados na Fig.5.13: antes (**I**), durante (**II**) e depois (**III**) do pulso RF. À direita estão representados os espectros de potência correspondentes (**d**, **e**, **f**), obtidos por análise de Fourier em cada intervalo considerado.

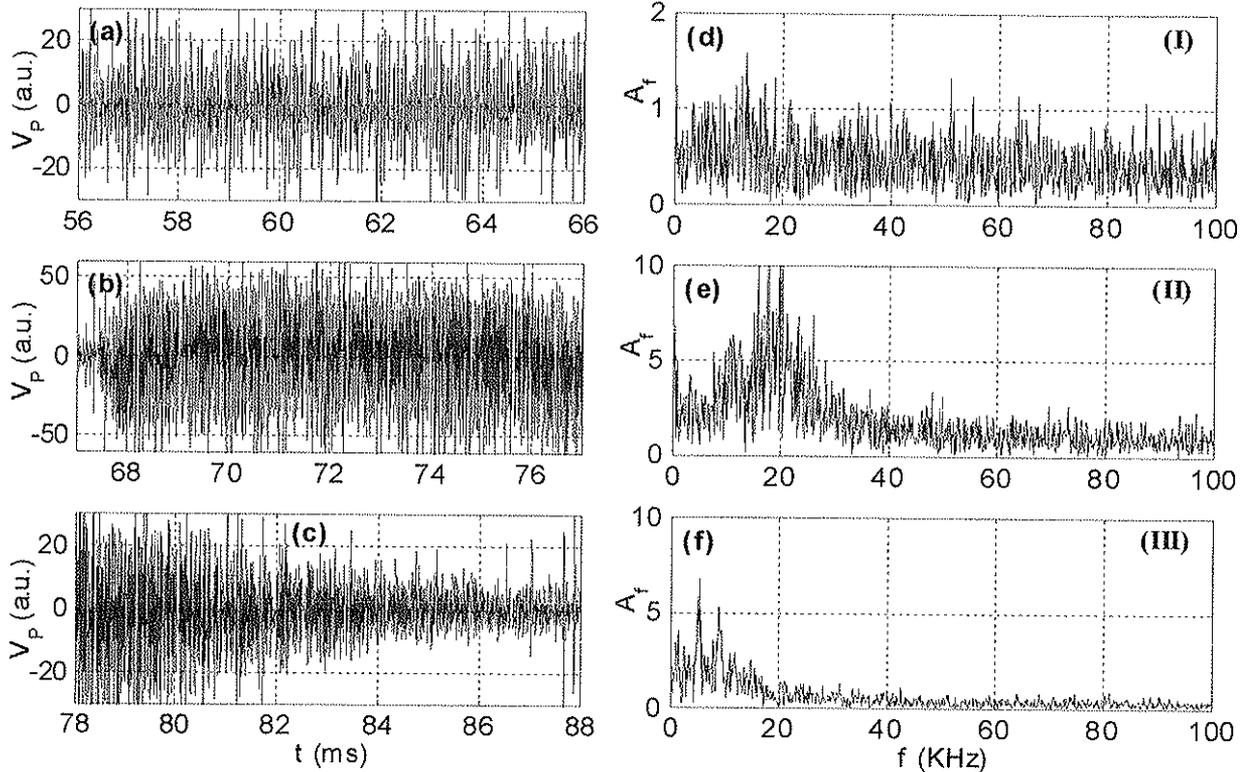
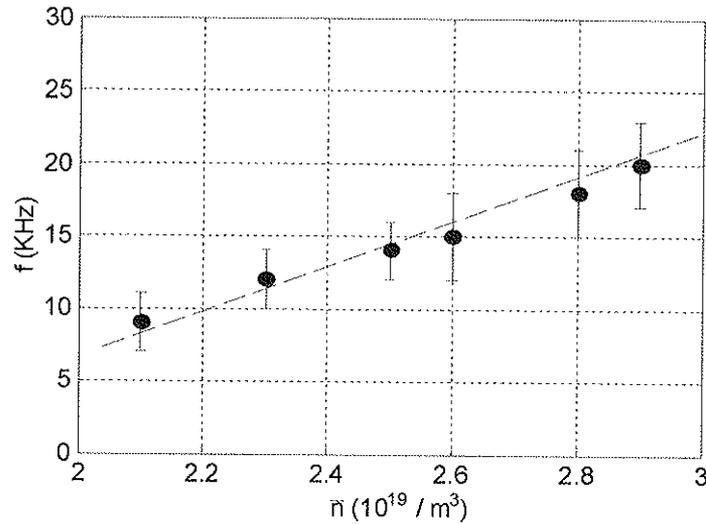


FIG.5.14: Detalhes do sinal da sonda de Langmuir ( $V_P$ ) nos três intervalos de tempo estudados (a, b, c) e suas respectivas transformadas de Fourier (d, e, f), para o disparo #7102. As figuras (b) e (e) correspondem ao pulso RF.

Antes da aplicação das ondas de Alfvén, o espectro das flutuações eletrostáticas **(d)** é bastante homogêneo e não revela qualquer modo dominante, se estendendo desde baixas frequências até frequências acima de  $f = 100\text{KHz}$ . Até mesmo a frequência dos *bursts*, de aproximadamente  $f \approx 12\text{KHz}$  nesse caso, não se destaca fortemente dentre as muitas componentes do espectro das oscilações eletrostáticas. Durante o pulso RF, a amplitude das flutuações é maior **(b)** e o espectro se concentra em torno de  $f \approx 20\text{KHz}$  **(e)**, com uma semi-largura de aproximadamente  $\Delta f = 3\text{KHz}$ . Nota-se que esse comportamento é bem diferente do obtido para as oscilações MHD (Fig.5.8), cujo espectro apresenta picos bem mais localizados em frequência ( $\Delta f < 1\text{KHz}$ ), mesmo antes da aplicação das ondas de Alfvén. As componentes de frequência relacionadas aos *bursts* intermitentes ( $f \approx 12\text{KHz}$ ) também são maiores durante o pulso RF, indicando um possível aumento no transporte anômalo de partículas neste caso.

Como mencionado, o tempo para o surgimento do modo eletrostático ( $\tau \ll 1\text{ms}$ ), assim como sua intensidade, praticamente não mostrou dependência com a densidade do plasma

( $\bar{n} > 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ). A frequência principal associada a esse modo, no entanto, mostrou-se maior para densidades mais altas, como pode ser visto na Fig.5.15, onde são mostradas as frequências centrais do espectro de flutuações eletrostáticas durante o pulso RF, obtidas em diversos disparos com densidades variando entre  $\bar{n} \approx (2 - 3) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . A configuração RF foi a mesma do pulso #7102 em todos os disparos, e a corrente de plasma ficou entre  $I_p = 87 - 90 \text{ kA}$  nos disparos estudados.



**Fig.5.15: Frequência central das flutuações eletrostáticas durante o pulso RF como função da densidade de linha do plasma. A configuração RF foi igual a do pulso #7102 em todos os disparos ( $f = 3,7 \text{ MHz}$ ,  $P_{pla} \approx 30 \text{ kW}$ ).**

Apesar das barras de erro serem grandes, pois representam as semi-larguras dos espectros obtidos, vemos que a frequência principal das oscilações eletrostáticas apresenta crescimento com a densidade do plasma, variando de  $f = 10 - 20 \text{ KHz}$  no intervalo estudado. Esse modo ainda não foi identificado de forma definitiva, porém, uma análise mais detalhada mostrou que ocorre inversão no vetor de onda dos modos eletrostáticos com a excitação das ondas de Alfvén nesta configuração, e que, para potência dissipada no plasma suficientemente alta ( $P_{pla} > 25 \text{ kW}$ ), pode ocorrer inversão na velocidade poloidal do plasma próximo a periferia [66]. Em experimentos realizados com alta taxa de aquisição ( $f_{samp} = 1 \text{ MHz}$ ), foi registrada atividade eletrostática bastante intensa próximo a  $f = 470 \text{ KHz}$ , possivelmente associada ao modo íon-acústico ( $\omega = k_{\perp} v_s$ ,  $v_s = \sqrt{T_i / m_e}$ ), muitas vezes co-excitado em experimentos com injeção de ondas RF. Contudo, por estar localizada muito próxima da frequência de Niquist ( $f_N = 500 \text{ KHz}$ ), essa atividade não foi estudada em detalhe, e experimentos adicionais estão sendo programados para depois da instalação dos módulos de aquisição de dados mais velozes ( $f_{samp} = 3 \text{ MHz}$ ).

## 5.2.4 Curva de impedância de acoplamento

Na última etapa das investigações com a antena original, realizamos um estudo sistemático da dissipação das ondas de Alfvén como função da densidade do plasma, com o objetivo de localizar as melhores condições de acoplamento e de verificar experimentalmente as curvas de impedância previstas pela teoria (Cap.4). Nesta campanha, utilizamos as duas espiras externas alimentadas em oposição de fase ( $0, \pi$ ), a uma frequência de  $f = 3.9\text{MHz}$ . A potência fornecida às antenas foi mantida constante em  $P_{RF} \approx 80\text{kW}$ , e a densidade do plasma foi variada, disparo a disparo, no intervalo  $\bar{n} \approx (1 - 3) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .

Um resumo dos resultados obtidos nesta campanha é apresentado na Fig.5.16, juntamente com a curva de impedância fornecida pelo código cilíndrico para essa configuração de excitação (Fig.4.4a). A impedância de acoplamento em cada disparo, definida experimentalmente como o aumento na parte real da impedância da antena na presença de plasma  $Z_p = R_A^{(pl)} - R_A^{(vac)}$ , foi determinada através de medidas diretas das tensões e correntes RF no circuito das antenas, supondo que a modificação causada na parte reativa da impedância da antena pudesse ser desprezada  $\Delta(\omega L_A) \ll \Delta R_A$ . As barras de erro foram calculadas apenas a partir das incertezas nas medidas elétricas ( $V, I$ ), e não levam em conta o erro no valor da densidade ( $\sigma_n \approx 0,1 \times 10^{19} / \text{m}^3$ ).

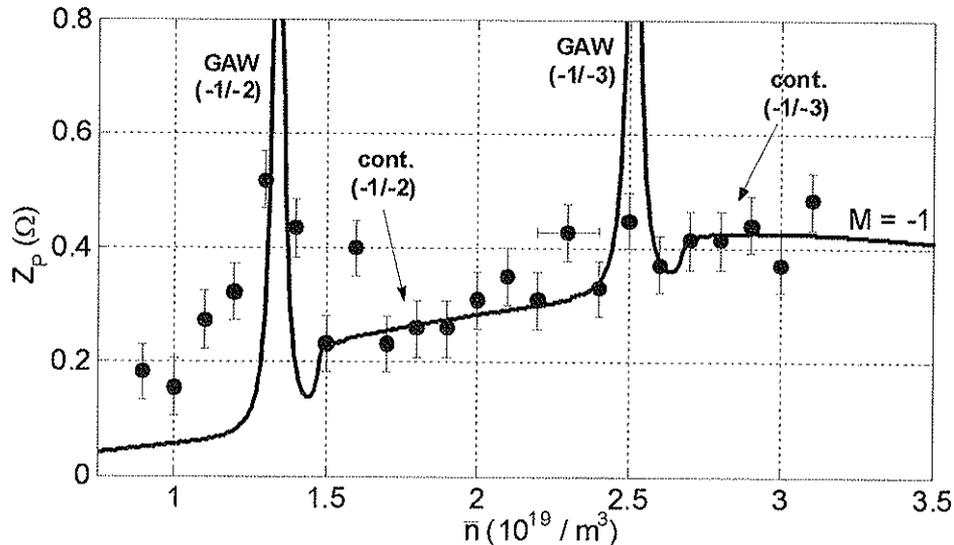


Fig.5.16: Impedância de acoplamento experimental  $Z_p$  como função da densidade do plasma. A curva de impedância teórica foi obtida com o código cilíndrico, considerando-se apenas a excitação dos modos  $M = -1$ .

A partir da figura acima vemos que os valores experimentais de  $Z_p$  estão em excelente concordância com a curva fornecida pelo código cilíndrico após o início do contínuo  $(m/n) = (-1/-2)$  de Alfvén ( $n \geq 1,5 \times 10^{19} / \text{m}^3$ ). A ressonância global  $(m/n) = (-1/-3)$  não pode ser identificada com clareza, porém a GAW associada ao modo  $(m/n) = (-1/-2)$ , localizada próximo a  $n \approx 1,3 \times 10^{19} / \text{m}^3$ , é bastante evidente nas medidas experimentais (apesar de parecer mais larga do que o previsto pela teoria). Os valores de  $Z_p$  obtidos abaixo dessa densidade foram maiores do que o previsto, sugerindo que o modelo de fluidos pode não ser adequado nestas condições. Na realidade, o modelo cinético mostra que a dissipação do harmônico vizinho  $(m/n) = (0/-2)$  é muito pequena, e também não fornece explicação para o alto valor de  $Z_p$  observado nessa região. A excitação de modos eletrostáticos poderia contribuir para a dissipação adicional observada região; entretanto, a concordância dos dados experimentais com a curva  $M = -1$  para densidades maiores sugere que esses modos praticamente não são excitados pela antena original nessa configuração, uma vez que inclusão da componente  $M = +1$  na curva teórica causaria maior discrepância em relação aos demais valores experimentais encontrados (Fig.4.5). É importante ressaltar que os valores de  $Z_p$  apresentados correspondem a valores médios da impedância de acoplamento durante o pulso RF, e, devido à variação de densidade geralmente observada durante a excitação das ondas de Alfvén, fenômenos muito localizados em densidade, como as ressonâncias globais, podem ser atenuados neste procedimento.

### 5.3 Experimentos com a antena nova (tipo II)

Apesar dos resultados promissores obtidos com o primeiro módulo de antenas, o limite da injeção de potência RF, imposto pela alta tensão de polarização dinâmica induzida na antena ( $|V_{pol}| > 400V$ ), e a dificuldade encontrada para equalizar as 8 semi-espiras do módulo original simultaneamente (forte acoplamento mútuo), precisavam ainda ser superados. Portanto, ao invés de construir um módulo adicional idêntico ao primeiro, como proposto originalmente, decidimos re-projetar as antenas, com base nas dificuldades experimentais encontradas até então. Como descrito nas seções 3.3 e 3.4, as principais modificações foram: (i) a diminuição da extensão poloidal dos elementos da antena, no intuito de reduzir a auto-indutância das espiras, (ii) melhorias nos protetores laterais de NB, tentando minimizar o acoplamento parasítico com o plasma, e (iii) mudança no sistema de alimentação das espiras, na tentativa de reduzir as correntes RF excitadas na câmara de vácuo. Uma desvantagem previsível é a geração de um espectro poloidal menos definido com o novo módulo, como consequência direta da redução da extensão poloidal dos elementos da antena.

Os experimentos iniciais com a nova antena (tipo II) foram realizados em condições semelhantes aos últimos realizados com a antena original (alimentação bifásica  $(0, \pi)$ ,  $f \approx 4\text{MHz}$ ), visando uma comparação sistemática entre os dois sistemas e a verificação das melhorias esperadas. Em adição aos diagnósticos já mencionados na descrição dos experimentos com a primeira antena, um detector de raios-X moles, com ângulo de visão passando no centro do plasma, foi instalado no tokamak [82]. O sinal desse diagnóstico, associado ao sinal do bolômetro, pôde ser usado para confirmação qualitativa do aquecimento do plasma durante a excitação das ondas de Alfvén, como veremos mais adiante. Posteriormente, um radiômetro de emissão elétron-ciclotrônica (ECE) [67] se tornou disponível, o que permitiu a medida da variação absoluta da temperatura eletrônica durante o pulso RF e, principalmente, possibilitou a confirmação experimental (inédita) da distribuição radial da potência RF dissipada no plasma, como será descrito em detalhe no Cap.6.

Na Fig.5.17 são mostrados os principais sinais de diagnóstico utilizados nos experimentos com o novo módulo de antenas (#8127). Nesse disparo foram usadas as quatro espiras, alimentadas, duas a duas, em oposição de fase  $(0, \pi)$ , a uma frequência de  $f = 3,9\text{MHz}$ , produzindo um espectro

semelhante ao mostrado na Fig.3.5(b). A potência total injetada foi de  $P_{RF} \approx 80\text{kW}$  e os parâmetros de equilíbrio do plasma foram similares aos do pulso #7379 (Fig.5.2).

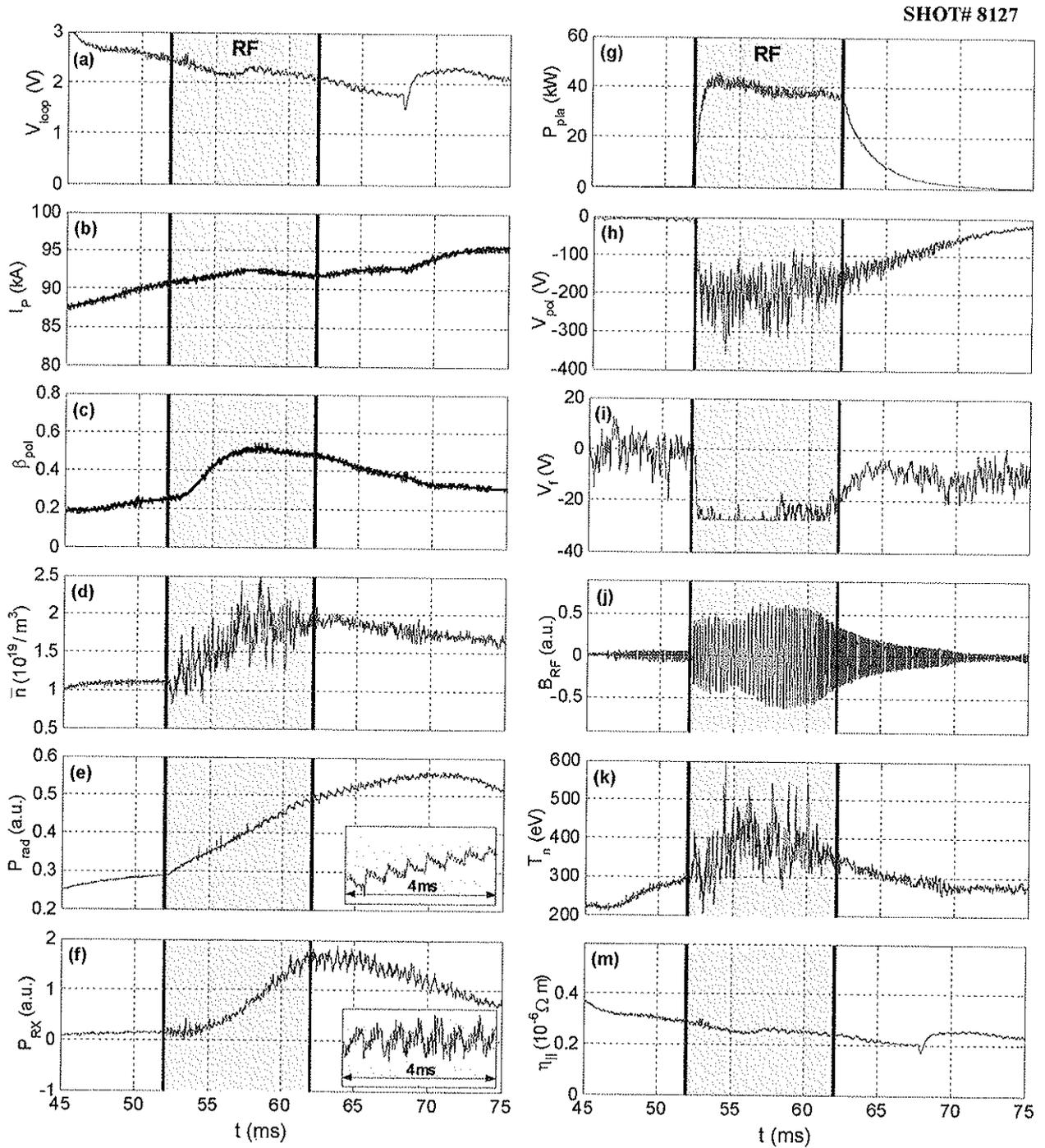


FIG.5.17: Principais sinais de diagnóstico analisados nos experimentos com a antena do tipo II, em escala de tempo ampliada. Foram usadas quatro espiras alimentadas com  $(0, \pi)$ , a uma frequência de  $f = 3,9\text{MHz}$ , com uma potência total aplicada de  $P_{RF} \approx 80\text{kW}$ .

Além dos diagnósticos básicos **(a-d)**, são mostrados os sinais da potência total radiada pelo plasma  $P_{rad}$  **(e)**, da emissão de raios-X moles  $P_{RX}$  **(f)**, da potência RF absorvida pelo plasma  $P_{pla}$  **(g)**, da tensão de polarização dinâmica das antenas  $V_{pol}$  **(h)**, e os sinais de sondas eletrostáticas  $V_f$  **(i)** e magnéticas  $dB_{RF}/dt$  **(j)**. Também estão representadas as estimativas da resistividade paralela  $\eta_{||}$  **(k)** e da temperatura média  $\bar{T}_n$  **(m)** do plasma, calculadas a partir dos sinais **(a-d)**.

Novamente, logo após a aplicação de potência RF ( $t = 52\text{ms}$ ), o sinal de  $\beta_{pol}$  **(c)** cresce significativamente e, a despeito do crescimento concomitante de densidade **(d)**, observamos um aumento na temperatura média estimada **(k)** de aproximadamente  $\Delta T/T \approx 30\%$ . A tensão de enlace **(a)** e a corrente de plasma **(b)** não sofreram alterações durante o pulso RF, indicando que a resistividade paralela do plasma **(m)** não foi influenciada neste disparo. Uma estimativa da carga efetiva do plasma através da relação de Spitzer **(A3.3)** fornece  $Z_{eff} \approx 1,8$  antes, e  $Z_{eff} \approx 2,5$  ao final do pulso RF, uma variação maior do que a encontrada para o pulso #7379 ( $\Delta Z \approx 0,3$ ) com a antena original. Isso sugere que para o pulso #8127 (antena nova) houve maior injeção (ionização) de impurezas durante a excitação das ondas de Alfvén, o que é confirmado pelo maior crescimento no sinal da potência irradiada **(e)** observado neste caso, apesar das variações semelhantes da densidade **(d)** e temperatura **(k)** do plasma. A emissão de raios-X moles **(f)** começa a crescer intensamente alguns instantes após a aplicação de potência RF (aproximadamente junto com o sinal de  $\beta_{pol}$ ), indicando que houve aquecimento na região central do plasma. Como veremos mais tarde, este crescimento é consistente com as variações de  $\bar{n}$  e  $T_n$  supondo que a maior parte da emissão de raios-X moles seja composta por radiação de Bremstrahlung ( $P_B \sim Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2}$ ).

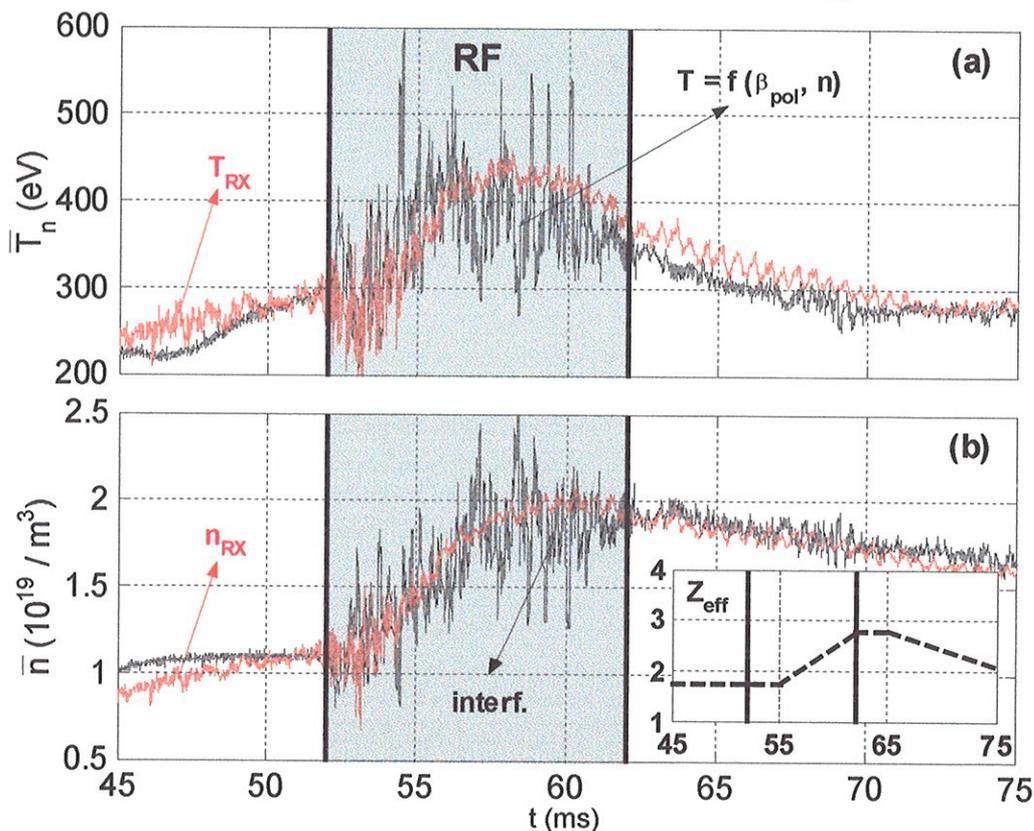
Novamente observamos oscilações dente de serra (SWT) nos sinais de  $V_{loop}$  **(a)**,  $P_{rad}$  **(e)** e  $P_{RX}$  **(f)**, a partir da segunda metade do pulso RF ( $t > 57\text{ms}$ ). Apesar da corrente de plasma ser um pouco menor neste disparo do que no pulso #7379 ( $I_p \approx 100\text{kA}$ ), as oscilações dente de serra são mais intensas, indicando que o perfil de corrente foi mais fortemente influenciado neste caso. As oscilações SWT são mostradas em detalhe nos *insets* das figuras **(e)** e **(f)**, correspondentes a um intervalo de tempo de 4ms logo após o pulso RF. Nessa representação fica claro que as oscilações SWT presentes no sinal da potência irradiada **(e)** são invertidas em relação às registradas pelo detector de raios-X moles **(f)**, apesar de ambos serem sinais integrados ao longo de uma corda (ou

ângulo sólido) no plasma. Essa diferença confirma a hipótese de que o sinal de  $P_{RX}$  é basicamente composto por radiação proveniente da região central do plasma (Bremstrahlung e eventualmente recombinação eletrônica), enquanto que o sinal do bolômetro é dominado pela radiação de linha das impurezas existentes no plasma, localizadas mais próximo da periferia ( $T_e < 100\text{eV}$ ).

Apesar de refletirem o comportamento de regiões diferentes do plasma, os sinais de  $P_{rad}$  e  $P_{RX}$ , se analisados em conjunto, se mostraram bastante úteis para confirmação qualitativa de aquecimento do plasma nos experimentos com ondas de Alfvén. No modelo mais simples, supomos que o sinal do bolômetro é composto apenas por radiação de linha, escrita na forma  $P_{rad} \propto Z_{eff}^* n_e^2 T_e^{-3/2}$  [87], onde o parâmetro  $Z_{eff}^* = \sum n_i Z_i^6 / n_e$ , em analogia com a carga efetiva  $Z_{eff}$ , depende apenas da quantidade ( $n_i$ ) e do tipo ( $Z_i$ ) das impurezas presentes no plasma (principalmente  $C^{+3,+4}$  e  $O^{+4,+5}$  para o TCABR [60,61]). O sinal de raios-X moles é considerado proporcional a radiação de Bremstrahlung,  $P_{RX} \propto Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2}$ , de forma que a razão entre os sinais é independente da densidade do plasma,  $P_{RX} / P_{rad} \propto (Z_{eff} / Z_{eff}^*) T_e^2$ . Em uma primeira aproximação, consideramos que todas as impurezas sofrem o mesmo aumento percentual durante a injeção das ondas de Alfvén, de forma que a razão ( $Z_{eff} / Z_{eff}^*$ ) é aproximadamente constante. Essa aproximação é válida para  $Z_{eff} > 2$  e se torna melhor se apenas algumas das impurezas que contribuem para o sinal do bolômetro sofrerem variações de densidade durante o pulso RF. Apesar da simplicidade com que esse modelo trata a questão das impurezas no plasma, foi verificado empiricamente que, se considerada uma variação apropriada de  $Z_{eff}$ , a evolução temporal da temperatura, e principalmente da densidade do plasma, podem ser obtidas com relativa precisão, ao menos durante a fase inicial do pulso RF, onde os perfis do plasma ainda não sofreram grandes alterações.

Os resultados desse procedimento para o pulso #8127 são mostrado nas Fig.5.18 (a) e (b), onde estão representados os sinais experimentais (cinza) da temperatura e da densidade do plasma, em conjunto com as estimativas dessas grandezas (vermelho) realizadas a partir da emissão de raios-X moles ( $P_{RX}$ ) e da potência total irradiada ( $P_{rad}$ ), segundo as expressões  $T_{RX} = \sqrt{P_{RX} / P_{rad}}$  e  $n_{RX} = \sqrt{P_{RX} / (Z_{eff} T_{RX}^{1/2})}$ , respectivamente. As curvas reconstruídas (vermelho) foram normalizadas aos sinais experimentais (cinza) próximo ao início do pulso RF. O inset na Fig.5.18 (b) mostra a

evolução de  $Z_{eff}$  considerada para o cálculo da densidade neste disparo, em razoável concordância com as estimativas realizadas anteriormente através da relação de Spitzer ( $Z_{eff} \approx 1,8 \rightarrow 2,5$ ).



**Fig.5.18:** Comparação entre os sinais experimentais (cinza) da temperatura (a) e da densidade (b) do plasma com os sinais reconstruídos (vermelho) a partir dos sinais de  $P_{RX}$  e  $P_{rad}$ . As curvas reconstruídas foram normalizadas aos valores experimentais pouco antes do pulso RF.

Considerando-se a simplicidade do modelo utilizado, a concordância entre os sinais experimentais e as curvas calculadas é surpreendente, em particular para o caso da densidade. A partir da segunda metade do pulso RF, a temperatura calculada  $T_{RX}$  (a) é um pouco superestimada, o que provavelmente se deve ao fato de ocorrerem modificações significativas nos perfis de equilíbrio neste período, que não foram levadas em consideração no modelo teórico. Isso, no entanto, não se reflete na estimativa da densidade, mostrando que, de alguma forma, o erro no cálculo da temperatura é compensado no cálculo da densidade. Na realidade, o aumento no sinal de  $P_{RX}$  observado neste disparo (#8127) foi maior do que o normalmente observado em experimentos nas mesmas condições, o que também contribuiu para a diferença entre  $T_{RX}$  e  $\bar{T}_n$  observada. A discordância entre as curvas calculadas e os sinais experimentais, observada em ambos os casos

para  $t < 47\text{ms}$ , ocorre porque neste período a descarga ainda não atingiu completamente as condições de equilíbrio (platô), e os perfis do plasma ainda não estão estacionários.

Apesar de ser necessária a imposição de uma variação não conhecida do parâmetro  $Z_{eff}$ , este método se mostrou válido na maioria dos disparos estudados, e foi bastante útil para tão crucial estimativa da densidade durante o pulso RF, já que o interferômetro nem sempre se mostrou confiável nestas condições. Em muitos disparos ( $P_{pla} < 30\text{kW}$ ), não foi necessário considerar qualquer variação de  $Z_{eff}$  para obtenção de resultados satisfatórios. Um código numérico mais completo, que leva em conta a distribuição real de impurezas no plasma, baseada em medidas espectroscópicas, e que considera as contribuições relativas dos processos de emissão de linha, recombinação e Bremstrahlung para os sinais integrados de  $P_{RX}$  e  $P_{rad}$ , está sendo desenvolvido por J. Severo e V. Bellintani.

Voltando a Fig.5.17, vemos que a potência RF acoplada ao plasma  $P_{pla}$  (g) neste disparo é praticamente a mesma da obtida para o disparo #7379 ( $P_{pla} \approx 40\text{kW}$ ), apesar de agora a potência total fornecida às antenas ter sido menor ( $P_{RF} = 80\text{kW}$ ). Isso mostra que houve um aumento no acoplamento antena-plasma ( $K = P_{pla} / P_{RF} \approx 0,5$ ), o que é consequência direta da diminuição da resistência interna das espiras. Novamente, o valor do coeficiente de acoplamento encontrado está em concordância com as medidas da resistência da antena no vácuo ( $R_A = 0,45\Omega$ ), e com a estimativa da impedância de acoplamento do plasma,  $Z_p = 0,4\Omega$ , que fornecem  $K = Z_p / (R_A + Z_p) \approx 0,47$ . A eficiência do processo de aquecimento neste disparo foi  $\eta = \Delta T_n / P_{pla} \approx 2\text{eV/kW}$ , um pouco abaixo do valor encontrado com a antena original ( $\eta \approx 2,3\text{eV/kW}$ ). Isso pode ser explicado considerando-se que, com a antena nova, os modos eletrostáticos ( $M = +1$ ) também são excitados (Fig.3.5), e uma maior parte da energia dissipada no plasma é depositada próximo à periferia, não contribuindo significativamente para o aumento da temperatura média  $\bar{T}_n$  do plasma.

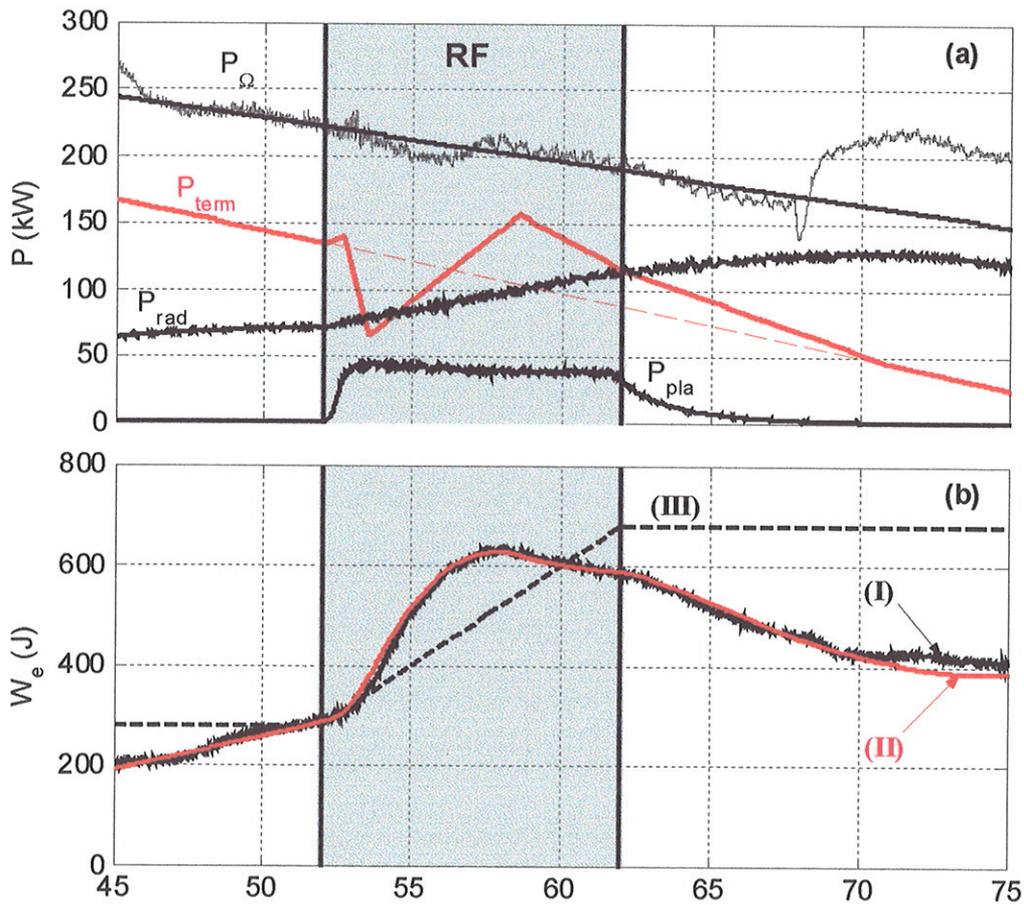
A variação da energia interna estimada a partir do sinal de  $\beta_{pol}$  (c) é de aproximadamente  $\Delta W_e = \frac{3}{2} \left( \frac{B_0^2}{2\mu_0} \right) \cdot \Delta \beta_{pol}^{(e)} \times V_{pla} \approx 300\text{J}$  ( $T_e = T_i$ ), menor do que a observada para o pulso #7379, apesar da mesma potência dissipada no plasma ( $P_{pla} \approx 40\text{kW}$ ), a partir da qual se esperaria um acréscimo de  $\Delta W_e = 40\text{kW} \times 10\text{ms} = 400\text{J}$ , supondo  $P_\Omega - P_{rad} - P_{term} - P_{col} = 0$  durante o pulso RF. Essa

menor variação de  $W_e$  pode ser explicada lembrando que o aumento nas perdas por radiação ( $P_{rad}$ ) observado durante o pulso RF é maior nos experimentos realizados com a antena nova (#8127) do que com a antena original. Uma estimativa do valor absoluto da potência irradiada pelo plasma, realizada a partir da calibração do bolômetro com radiação *sincrotron*, mostrou que, neste disparo em particular, o aumento de  $P_{rad}$  é da mesma ordem da potência RF dissipada no plasma próximo ao final do pulso RF ( $\Delta P_{rad} \approx 40\text{kW}$ ). Esse forte aumento nas perdas por radiação também justifica o fato do aquecimento do plasma ocorrer basicamente na primeira metade do pulso RF nesse disparo, apesar da relativa estabilização da densidade a partir deste ponto. Mesmo assim, a variação da energia interna observada no sinal de  $\beta_{pol}$  só pode ser explicada se a potência perdida por dissipações térmicas ( $P_{term}$ ) sofrer um decréscimo significativo na primeira metade do pulso RF, como veremos a seguir.

A partir das medidas absolutas da potência irradiada pelo plasma ( $P_{rad}$ ) e da potência dissipada pelas ondas de Alfvén ( $P_{pla}$ ), é possível fazer uma estimativa das variações do transporte térmico  $P_{term} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rn_e \chi_e dT_e/dr)$  ocorridas durante o pulso RF. Para isso, foi desenvolvido um procedimento numérico que resolve a equação de balanço de energia para os elétrons na forma discreta,  $W_e(t + \Delta t) = W_e(t) + P_{eff}(t) \cdot \Delta t$ , onde  $\Delta t$  é um intervalo de tempo muito pequeno (geralmente da ordem do tempo de aquisição dos sinais,  $\Delta t \approx 1/f_{samp}$ ) e  $P_{eff}$  é a potência (efetiva) resultante no plasma em cada intervalo de tempo  $\Delta t$ ,  $P_{eff} = P_{\Omega} + P_{pla} - P_{rad} - P_{term} - P_{col}$ . O termo colisional ( $P_{col}$ ) é desprezado e, a partir dos sinais experimentais de  $P_{\Omega} = V_{loop} I_p$ ,  $P_{pla}$  e  $P_{rad}$ , é calculado o valor de  $P_{term}$  em cada ‘instante’ de tempo que melhor reproduz a evolução temporal da energia interna  $W_e(t)$  estimada a partir da medida de  $\beta_{pol}$ . Como na maioria dos experimentos não foram observadas variações relevantes na potência ôhmica durante o pulso RF, esta foi considerada linear, representada pela reta que melhor ajusta o sinal experimental no intervalo de tempo estudado. Essa simplificação desconsidera as ‘descontinuidades’ existentes na curva experimental de  $P_{\Omega}$ , relacionadas com a re-alimentação de potência realizada para prolongar o platô de corrente, o que remove a necessidade de se corrigir o sinal de  $V_{loop}$  (levando em conta a indutância do plasma e da câmara de vácuo) para o cálculo correto da variação real da potência ôhmica fornecida ao plasma. Alguns disparos analisados sem injeção de ondas de Alfvén mostraram que, em geral, as

perdas térmicas acompanham aproximadamente a re-alimentação de potência ôhmica, o que explica o fato de não serem observados saltos nos sinais de  $\beta_{pol}$  e  $P_{rad}$  nesses instantes de tempo.

Na Fig.5.19 estão resumidos os resultados do procedimento descrito acima para o pulso #8127. Na Fig.5.19a são mostrados os sinais experimentais (preto) da potência ôhmica fornecida ao plasma ( $P_{\Omega} = V_{loop} I_P$ ), da potência RF dissipada ( $P_{pla}$ ) e da potência perdida por radiação ( $P_{rad}$ ), juntamente com a evolução temporal proposta para as perdas térmicas  $P_{term}$  (vermelho). A reta contínua (preta) corresponde à potência ôhmica considerada e a reta pontilhada (vermelho) mostra a evolução do transporte térmico que seria obtida em um disparo sem injeção de ondas de Alfvén. Na Fig.5.19b estão representadas a curva experimental de  $W_e$  (I), calculada a partir do sinal de  $\beta_{pol}$ , a curva reconstruída com o procedimento numérico (II), e a variação da energia prevista a partir da estimativa mais simples (III),  $W_e(t) = W_e^0 + P_{pla} \cdot t$  durante o pulso RF, com  $P_{\Omega} - P_{rad} - P_{term} = 0$ .



**Fig.5.19:** (a) Sinais experimentais de  $P_{\Omega}$ ,  $P_{pla}$ ,  $P_{rad}$  e evolução temporal de  $P_{term}$  encontrada; (b) comparação entre a energia interna  $W_e$  experimental (I) e a calculada a partir dos sinais das potências (II). A curva tracejada representa a variação de energia a partir de  $W_e(t) = W_e^0 + P_{pla} \cdot t$  ( $P_{\Omega} - P_{rad} - P_{term} = 0$ ).

Em primeiro lugar, a partir da figura 5.19(a) vemos que a potência perdida por radiação ( $P_{rad}$ ) antes do pulso RF é da ordem de um terço da potência ôhmica aplicada ( $P_{\Omega}$ ), em concordância com os resultados obtidos em Lausanne [88]. O transporte térmico estimado ( $P_{term}$ ), responsável por cerca de 2/3 das perdas antes do pulso RF, sofre um decréscimo significativo (~50%) logo após a aplicação das ondas de Alfvén, explicando a rápida subida da energia interna observada na primeira metade do pulso RF (b). Logo em seguida, as perdas térmicas começam a crescer e na segunda metade do pulso RF, são um pouco maiores do que o esperado sem injeção de ondas de Alfvén (reta tracejada). Esse aumento de  $P_{term}$  encontrado nesse período pode estar ligado à modificação dos perfis de equilíbrio do plasma e, possivelmente, à injeção de potência ôhmica realizada em  $t = 57\text{ms}$ , que não foi considerada nesse modelo. Após o pulso de RF, o sinal de  $P_{term}$  retorna lentamente ao valor original mas a potência radiada ( $P_{rad}$ ) continua a crescer por mais alguns instantes, o que justifica a queda de temperatura do plasma observada após o pulso RF, a despeito da estabilização da densidade e do crescimento da corrente de plasma.

É claro que é muito difícil concluir se a diminuição no termo  $P_{term}$  observada no início do pulso RF é consequência da modificação inicial dos perfis de  $n(r)$  e  $T(r)$ , ou consequência da diminuição da condutividade térmica  $\chi_e$  do plasma (ou de ambos). Nesse período, porém, a densidade de linha e a temperatura média do plasma ainda não sofreram grandes variações, o que, a princípio, privilegia a hipótese da redução de  $\chi_e$  logo após a aplicação de potência RF. Independentemente das variações de  $P_{term}$ , houve uma melhoria significativa no confinamento do plasma com a aplicação das ondas de Alfvén, como pode ser visto através do aumento no tempo de confinamento de energia do plasma, que varia de  $\tau_e = W_e/P_{\Omega} \approx 1,4\text{ms}$ , antes do pulso RF, para aproximadamente  $\tau_e = (W_e + \Delta W_e)/P_{\Omega} \approx 3\text{ms}$  ao final do pulso. Lembramos que o método utilizado é bastante aproximado, já que utiliza sinais médios ( $P_{\Omega}, P_{rad}$ ) para inferir a variação do transporte térmico  $P_{term}$ , que na realidade é muito mais dependente dos perfis locais do plasma. Assim mesmo, esse procedimento se mostrou válido para muitos disparos analisados, e quase sempre foi obtido um comportamento semelhante ao mostrado na Fig.5.19a para a evolução do transporte térmico. A redução de  $P_{term}$  mostrou-se dependente da potência dissipada no plasma, sendo maior (e durando

mais tempo) quanto maior o valor de  $P_{term}$ , porém, em todos os casos analisados, as dissipações térmicas retornam ao seu valor original (ou o ultrapassam) antes do fim do pulso RF.

Como esperado, na Fig.5.17 vemos que tensão de polarização dinâmica induzida na antena  $V_{pol}$  (h) diminuiu em relação aos valores observados com a antena original (Fig.5.2h), atingindo cerca de  $V_{pol} \approx -200V$  para mesma potência acoplada ao plasma. No entanto, a perturbação causada no potencial eletrostático próximo à borda do plasma (i) aumentou significativamente, chegando a  $\Delta V_f \geq 30V$  nas mesmas condições (infelizmente os sinais saturaram neste disparo). Isso indica que o acoplamento parasítico da antena com a borda do plasma aumentou, sugerindo que os modos eletrostáticos ( $M = +1$ ) agora são excitados com maior amplitude, como já era esperado a partir do espectro de excitação calculado para a antena a nova (Fig.3.5).

Na Fig.5.20 são mostradas a tensão de polarização dinâmica da antena  $V_{pol}$  (a) e a variação no potencial flutuante  $\Delta V_f$  (b) em  $r = 19,5cm$  obtidas para a antena nova (tipo II), em função da potência RF dissipada no plasma  $P_{pla}$ , juntamente com os valores anteriormente encontrados para a antena original (tipo I). A título de comparação, os experimentos com a antena nova foram realizados em condições semelhantes aos realizados com a antena original, com frequência de excitação  $f = 3,8MHz$  e densidade de linha variando entre  $\bar{n} = (2,3 - 2,6) \times 10^{19} m^{-3}$ .

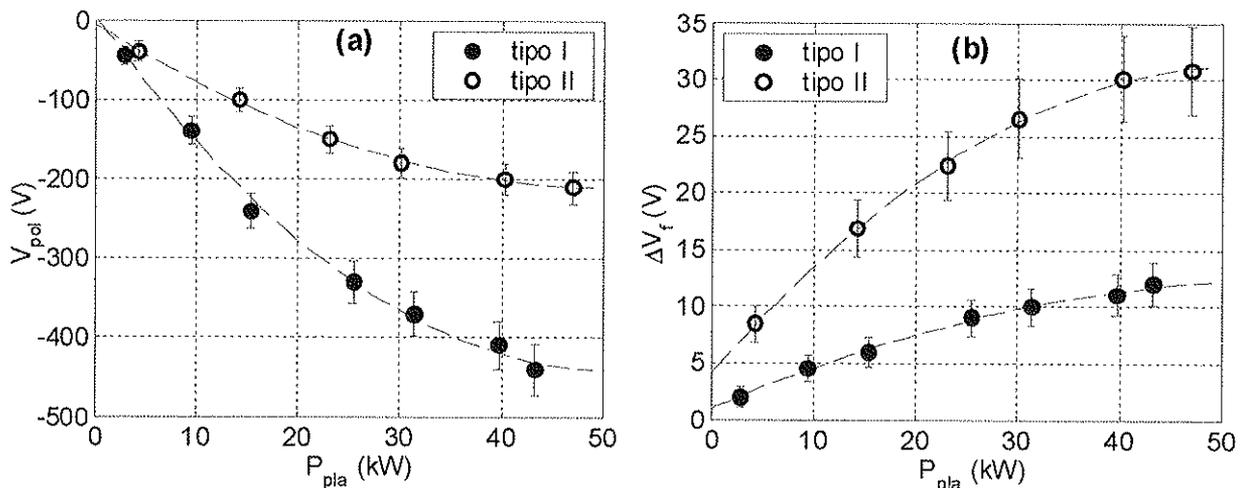


Fig.5.20: Comparação entre os valores da tensão de polarização  $V_{pol}$  (a) e da variação no potencial flutuante  $\Delta V_f$  (b) em  $r = 19,5cm$  obtidos com a antena nova (tipo II) e com a antena original (tipo I), como função da potência dissipada no plasma  $P_{pla}$ . Os parâmetros do plasma foram semelhantes nos disparos estudados

Novamente observa-se uma dependência quadrática das duas grandezas com relação a potência dissipada no plasma (linear com  $I_A$ ). A tensão de polarização (**a**) encontrada para a nova antena é praticamente a metade da obtida para a antena original, para a mesma potência acoplada, enquanto que a perturbação no potencial eletrostático próximo a borda do plasma (**b**) aumentou cerca de três vezes. Ao contrário do observado para a antena tipo I, as variações observadas nos potenciais flutuantes no SOL ( $\Delta V_f$ ) nos experimentos com a antena nova (tipo II) praticamente não mostraram dependência em relação a configuração de excitação das antenas, já que neste caso os espectros gerados com alimentação de corrente  $(0, \pi)$  e  $(0, 0)$  são muito parecidos. O perfil radial de  $V_f$  no SOL, estimado a partir das medidas das três sondas eletrostáticas ( $r = 19,5\text{cm}$ ,  $r = 20,5\text{cm}$  e  $r = 22,0\text{cm}$ ), também indicou acréscimo do campo elétrico radial de equilíbrio na região  $19,5 < r < 20,5\text{cm}$  durante o pulso RF, ainda mais evidente do que o encontrado anteriormente ( $\Delta E / E \approx 30\%$ ). O potencial mais externo ( $r = 22,0\text{cm}$ ), que antes praticamente não era influenciado, agora sofre uma variação de aproximadamente  $\Delta V_f = 5 - 10\text{V}$ , dependendo da potência RF aplicada, indicando que o campo elétrico (anti-radial) existente entre a antena e a câmara de vácuo também é mais influenciado com a antena nova.

A análise dos sinais das sondas de Mirnov e da sonda rápida de Langmuir mostrou resultados semelhantes aos obtidos com a antena original, e, portanto, não será apresentada novamente. Um estudo mais detalhado das oscilações de Mirnov, utilizando o conjunto completo de 42 sondas magnéticas para identificação dos principais modos MHD excitados durante o pulso RF, está sendo realizado por E.A.Saetone, como parte de seu trabalho de doutoramento.

Finalmente, de maneira similar ao estudo feito com antena original, foi realizada uma campanha experimental para determinação da curva de impedância de acoplamento do plasma ( $Z_p \times \bar{n}$ ). As condições utilizadas foram semelhantes às anteriores ( $f = 3.9\text{MHz}$ ,  $P_{RF} \approx 80\text{kW}$ ), visando uma comparação quantitativa entre as impedâncias de acoplamento obtidas com cada antena.

Na Fig.5.21 são mostrados os resultados dessa campanha, em conjunto com as curvas de impedância calculadas pelo código de fluidos para as componentes  $M = -1$  (---) e  $M = +1$  (•••) do espectro excitado, assim como a impedância total resultante (—), supondo que as duas componentes poloidais são excitadas com mesma amplitude ( $Z_{tot} = \sum Z_{-1,N} + Z_{+1,N}$ ). Novamente

as barras de erro foram calculadas apenas a partir das incertezas nas medidas elétricas ( $V, I \rightarrow Z_A$ ), e não levam em conta o erro no valor da densidade ( $\sigma_n \approx 0,1 \times 10^{19} / \text{m}^3$ ).

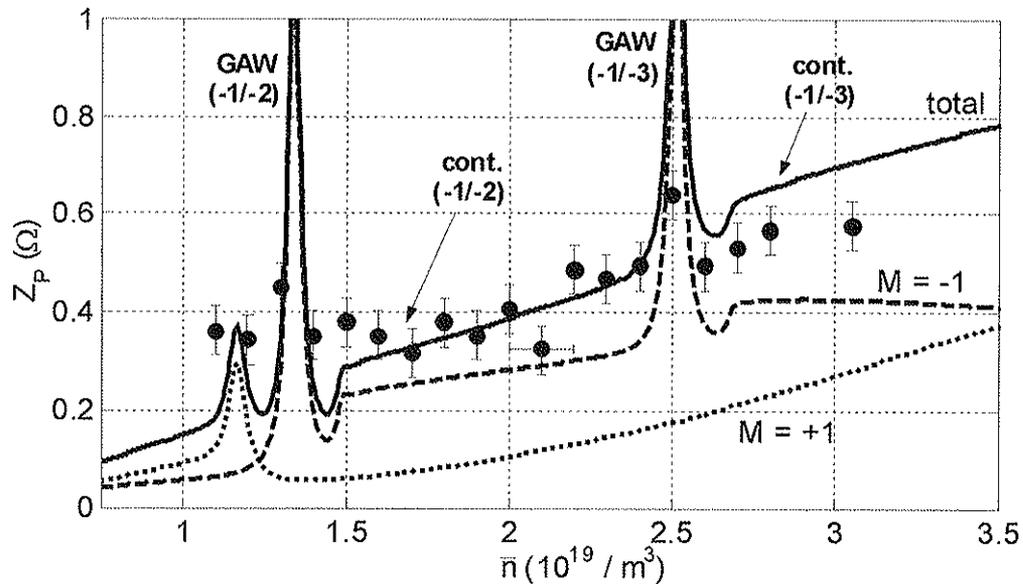


Fig.5.21: Impedância de acoplamento experimental  $Z_p$  obtida para a antena nova como função da densidade de linha do plasma. As curvas de impedância teóricas foram calculadas com o código de fluidos cilíndrico, e correspondem as componentes  $M = -1$  (---),  $M = +1$  (···) e total (—) do espectro RF excitado.

A partir da figura acima vemos que a curva que melhor ajusta os valores experimentais de  $Z_p$  encontrados é a curva total (contínua), confirmando o fato de que no caso da antena nova, as componentes  $M = -1$  e  $M = +1$  são excitadas aproximadamente com a mesma amplitude, como foi previsto pelo cálculo teórico do espectro gerado nessa configuração (Fig.3.5b). Novamente, os dados obtidos em baixas densidades são um pouco maiores do que o esperado, apesar da curva teórica ter sido acrescida pela contribuição dos modos com  $M = +1$ , em particular do modo  $(m/n) = (+1/-1)$ , que possui uma ressonância global nessa região. As ressonâncias globais em  $\bar{n} \approx 1,3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  e  $\bar{n} \approx 2,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , correspondentes aos modos GAW  $(m/n) = (-1/-2)$  e  $(m/n) = (-1/-3)$ , também puderam ser identificadas e coincidiram com as previsões teóricas, indicando que as medidas de densidade estão coerentes com as medidas dos outros parâmetros do plasma ( $B_0, I_p$ ) e que os perfis de equilíbrio adotados nas simulações estão adequados. A discrepância entre os valores de  $Z_p$  e a curva teórica para densidades acima de  $\bar{n} \approx 2,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  provavelmente ocorre porque, como já foi mencionado no Cap.4, os modos eletrostáticos ( $M = +1$ )

são muito concentrados na borda do plasma em altas densidades, e sua impedância não é computada corretamente pelos códigos numéricos.

É importante lembrar que o fato da impedância de acoplamento obtida com a antena nova ter sido, em geral, 20-25% maior do que a obtida com antena original não significa que mais potência está sendo dissipada na região do contínuo de Alfvén, já que o maior valor de  $Z_p$  no primeiro caso é decorrente da contribuição de modos que atuam na borda do plasma. Como será visto mais tarde, uma estimativa da distribuição radial da potência RF dissipada, realizada com o código cinético, mostra que aproximadamente  $2/3$  da potência total acoplada ao plasma ( $P_{pla}$ ) está sendo dissipada na região do contínuo nestas condições.

Finalmente, foi mostrado que as modificações realizadas nas antenas de ondas de Alfvén alcançaram os objetivos propostos: a tensão de polarização dinâmica induzida nas antenas ( $V_{pol}$ ) foi reduzida por um fator dois com respeito à antena original, e o coeficiente de acoplamento antena-plasma aumentou para  $K \approx 0,5$ . Além disso os circuitos de casamento de impedância foram simplificados, e a sintonia simultânea das quatro espiras se tornou bem mais fácil. Infelizmente o acoplamento parasítico com a borda do plasma aumentou, causando maior injeção de impurezas durante o pulso RF, apesar das melhorias realizadas nos protetores laterais das espiras. Esse aumento está relacionado com a excitação de modos eletrostáticos ( $M = +1$ ) com a antena nova nessa configuração, como foi confirmado pela curva de impedância de acoplamento determinada experimentalmente. O acréscimo da deposição de energia próximo a borda do plasma, associada a esses modos, foi confirmado através de um maior crescimento observado no sinal do bolômetro ( $P_{rad}$ ) durante o pulso RF, mostrando que mais impurezas foram injetadas/ionizadas nessa região. Espera-se que o acoplamento parasítico entre a antena e o plasma possa ser reduzido com a reimplantação das quatro fases do gerador RF e com a instalação de um módulo adicional de antenas, o que permitirá a excitação de um espectro bem mais selecionado.

## 6. Resultados com o radiômetro ECE

### 6.1 Introdução

A medida da evolução temporal do perfil radial da temperatura eletrônica  $T_e(r,t)$  durante a descarga de plasma é de extrema importância em experimentos com injeção auxiliar de potência em tokamaks, pois permite a análise da distribuição radial da potência dissipada no interior da coluna e possibilita a identificação de alterações causadas nos perfis de equilíbrio, como no caso de aquecimento muito localizado ou do surgimento de barreiras de transporte. No caso de injeção de ondas multi-harmônicas, em particular, é crucial saber quais os modos que estão depositando energia na região central do plasma e quais na periferia, para se otimizar a eficiência do esquema de aquecimento de acordo com as condições do plasma.

Um diagnóstico bastante utilizado para se determinar o perfil de temperatura de plasmas magneticamente confinados é o radiômetro de emissão elétron-ciclotrônica ECE [89], que detecta a radiação (natural) emitida pelos elétrons devido às suas trajetórias helicoidais em torno do campo magnético de equilíbrio ( $\omega_{ce} = eB_T / m_e$ ). Como em tokamaks o campo magnético toroidal possui dependência espacial ( $B_T(R) = B_0 R_0 / R$ , onde  $R = R_0 + r \cos \theta$  é o raio maior do plasma), o raio e a frequência de giração dos elétrons também varia com o raio e, portanto, a frequência da radiação ciclotrônica emitida  $\omega_{ce}$ . Em descargas térmicas (com resistividade eletrônica suficientemente alta), a potência associada à emissão EC de uma certa região  $\Delta R$  do plasma é diretamente proporcional à temperatura local,  $P_{ECE}(\Delta R) \propto \Delta \omega_{ce} T_e(R)$ , onde  $\Delta \omega_{ce}$  é a banda de frequências EC emitida na região considerada. Através de um processamento eletrônico apropriado do sinal da radiação EC total emitida pelo plasma, pode-se determinar o valor da potência  $P_{ECE}$  associada a cada intervalo de frequências  $\Delta \omega_{ce}$ , e então inferir a temperatura eletrônica em cada região  $\Delta R$  do plasma. As principais vantagens desse diagnóstico são: (i) possuir eletrônica relativamente simples (e de baixo custo), (ii) não possuir componentes internos à câmara de vácuo, e (iii) tratar-se de uma medida bastante direta da temperatura eletrônica, sob as condições apropriadas. Uma desvantagem é a existência de uma densidade máxima de operação, decorrente do fato de que os modos extraordinários ( $\tilde{E} \perp B_0$ ) detectados pelo ECE sofrerem corte na frequência híbrida superior ( $\omega_H^2 = \omega_p^2 + \omega_{ce}^2$ ), o que se torna um fator limitante em máquinas de baixo campo magnético. Por

outro lado, para densidades muito baixas, a presença de partículas supra-térmicas faz com que a emissão EC não seja mais proporcional à temperatura, e a análise dos sinais do ECE envolve modelos mais complexos (relativísticos).

O novo radiômetro ECE recentemente instalado no tokamak TCABR possui uma faixa de detecção  $f = 50 - 85\text{GHz}$  (micro-ondas de 4-6mm no vácuo), o que corresponde à faixa de emissão da segunda harmônica elétron-ciclotrônica ( $\omega_{ce}^* = 2eB_T / m_e$ ) para as condições do TCABR. A largura de banda do radiômetro ECE é de  $\Delta f = 3\text{GHz}$ , o que determina uma região  $\Delta R = R^2 \Delta f / (f_0 R_0) \approx 3\text{cm}$  de integração do sinal, onde  $f_0 = \frac{1}{2\pi} (2eB_0 / m_e) \approx 63\text{GHz}$  é a frequência ciclotrônica da segunda harmônica no centro da coluna de plasma.

Na Fig.6.1 é mostrado um esquema simplificado do radiômetro ECE utilizado no TCABR [67].

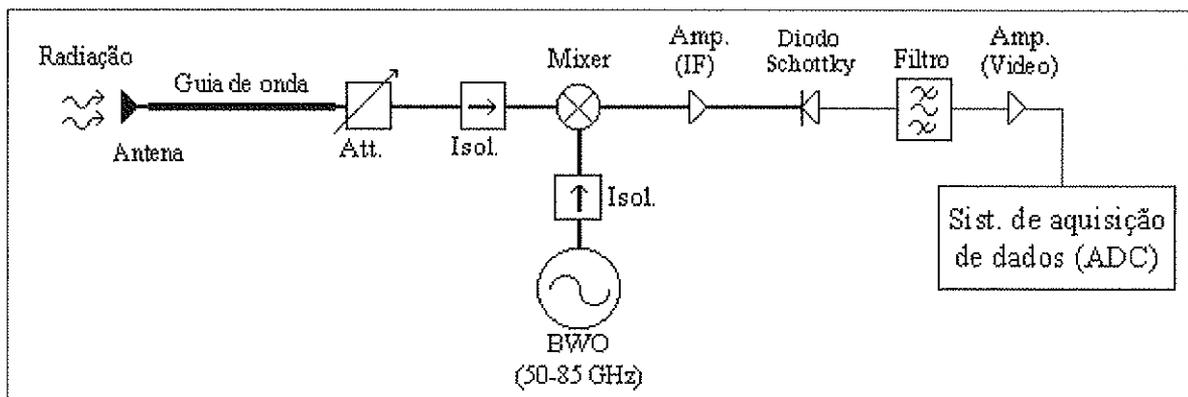


Fig.6.1: Diagrama simplificado do funcionamento do radiômetro de emissão elétron-ciclotrônica (ECE).

A radiação EC emitida pelo plasma (no modo extra-ordinário) é captada por uma antena tipo corneta ligada a um guia de onda super-dimensionado, e, após passar por uma série de atenuadores e um isolador de passagem, é multiplicada por um sinal gerado pelo oscilador interno (BWO). Esse sinal possui um espectro discreto de frequências, que são escolhidas de acordo com as regiões do plasma nas quais se deseja medir a temperatura ( $R = f_0 R_0 / f_{BWO}$ ). O sinal resultante (produto), após devidamente amplificado, é analisado por um detector de quadratura tipo *Schottky* ( $\Delta f = 3\text{GHz}$ ), que mede a amplitude das componentes de frequência escolhidas, no sinal original da emissão EC detectada. Em seguida, o sinal é filtrado e condicionado para a conversão digital (ADC) e posterior armazenamento. Como as emissões obtidas em cada frequência considerada são armazenadas de forma independente, as posições radiais de medida de temperatura doravante serão tratadas como 'canais do ECE'.

É importante lembrar que, embora aparentemente não haja limite no número de frequências (canais) a serem analisadas em um mesmo disparo, devido ao tempo de estabilização do oscilador interno em cada frequência ( $\tau_{BWO} \approx 50-60\mu s$ ), quanto mais canais forem utilizados ao mesmo tempo menor será a taxa de aquisição por canal ( $\tau_{samp} = N \times \tau_{BWO}$ ). Portanto, nos experimentos em que se deseja medir o perfil radial de temperatura, deve-se ponderar entre a resolução espacial e a resolução temporal desejada, de acordo com o fenômeno a ser estudado.

Como mencionado, a principal limitação do radiômetro ECE é o fato deste possuir uma densidade crítica de operação, acima da qual os modos extra-ordinários detectados não se propagam no plasma. Segundo Reddy & Edlington [90], a densidade de corte pode ser aproximada por  $n_c(R) \approx (\omega_{ce}^* / 80)^2$ , onde  $\omega_{ce}^*$  é a frequência da harmônica EC considerada ( $\omega_{ce}^* = 2eB_T / m_e$  no nosso caso). Como tanto o campo magnético de equilíbrio ( $B_T$ ) como a densidade do plasma possuem dependência radial, a densidade de corte local é diferente em cada região da coluna. Para ilustrar esse fato, na Fig.6.2 estão representados os perfis de densidades típicos do TCABR ( $\alpha_n = 0,9; \delta_n = 0,7cm$ ) para dois valores da densidade de linha no centro do plasma,  $\bar{n} = 1,4 \times 10^{19} m^{-3}$  (...) e  $\bar{n} = 1,6 \times 10^{19} m^{-3}$  (---), juntamente com a curva de corte teórica para  $B_0 = 1,13T$  (curva contínua). Também são mostrados três canais (frequências) de aquisição do ECE,  $R = 0.62m$ ,  $R = 0.67m$  e  $R = 0.72m$ , com suas respectivas regiões de integração.

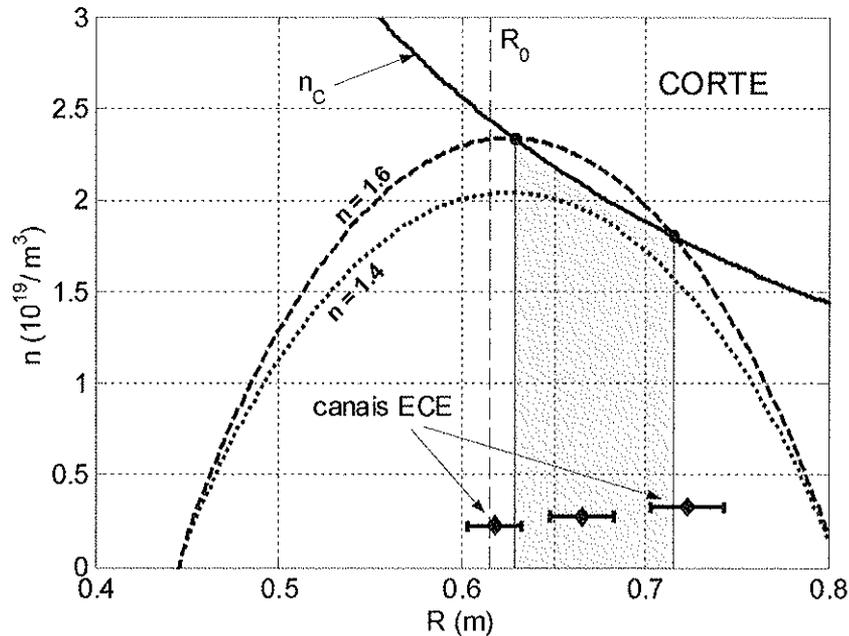
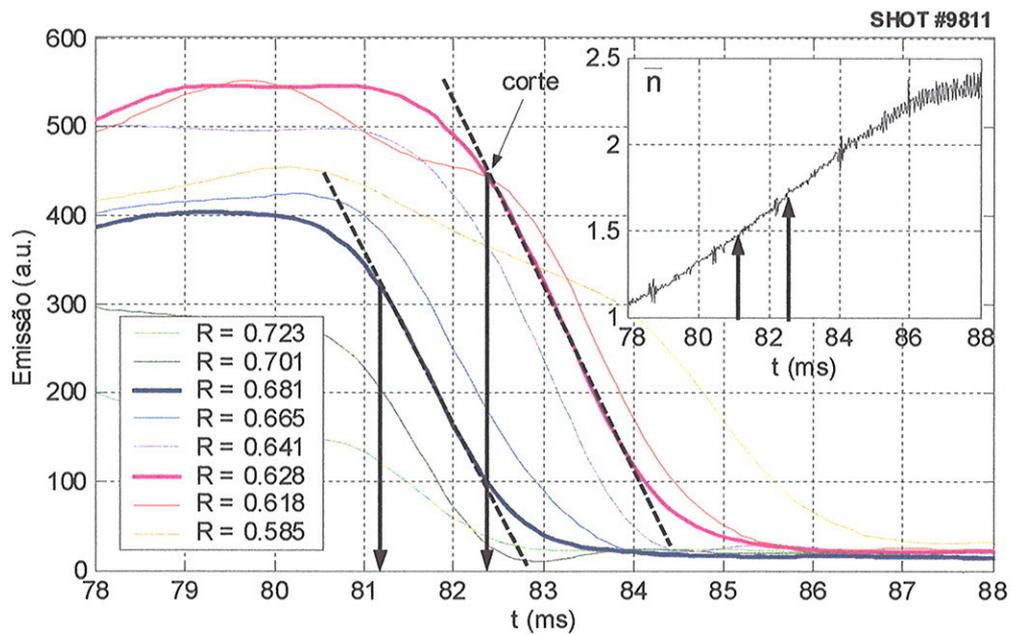


Fig.6.2: Perfis típicos de densidade do TCABR para dois valores da densidade de linha no centro do plasma  $\bar{n}$ , juntamente com a curva de corte teórica ( $B_0 = 1,13T$ ), destacando-se a região de corte do ECE (cinza) para  $\bar{n} = 1,6 \times 10^{19} m^{-3}$ .

Como vemos na Fig.6.2, para densidade de linha  $\bar{n} = 1,4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  ( $n_0 \approx 2,05$ ), o ECE não sofre corte em nenhuma região do plasma nas condições consideradas ( $B_0 = 1,13\text{T}$ ). Em torno de  $\bar{n} \approx 1,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , começa a surgir um corte próximo a  $R \approx 0,68\text{m}$ , e para  $\bar{n} = 1,6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , a região de corte já é de aproximadamente  $\Delta R \approx 8\text{cm}$ , se estendendo de  $R \approx 0,63\text{m}$  até  $R \approx 0,71\text{m}$  (região cinza). Isso mostra que, quando estamos operando próximo à região de corte, uma pequena variação da densidade do plasma pode influenciar fortemente as medidas do ECE. Como cada canal mede a emissão EC média em uma fatia  $\Delta R \approx 3\text{cm}$  do plasma, alguns canais podem ser apenas parcialmente influenciados para um certo valor de densidade, como pode ser visto nos canais externos representados na Fig.6.2. Além disso, espera-se que os sinais do ECE sejam cortados gradativamente com o crescimento contínuo de densidade, já que a emissão medida vai decrescendo continuamente com a sobreposição da região de corte sobre a região de aquisição de cada canal. Assim mesmo, a queda na emissão EC observada durante os cortes pode ser distinguida de uma queda real da temperatura do plasma, que ocorre durante um crescimento de densidade fora da região de corte, se a energia interna do plasma permanecer constante.

Para verificar a validade da expressão de corte teórica para as condições do TCABR, foi desenvolvido um procedimento experimental para determinação dos cortes do ECE. Nesse procedimento, após a estabilização da descarga, a densidade do plasma é elevada linearmente através de injeção adicional de hidrogênio, e as quedas nos sinais temporais dos canais do ECE próximos à região de corte são analisadas. O critério utilizado para a determinação do instante de corte foi que a queda dos sinais do ECE durante o corte é linear, o que foi confirmado experimentalmente para variações suficientemente altas de densidade.

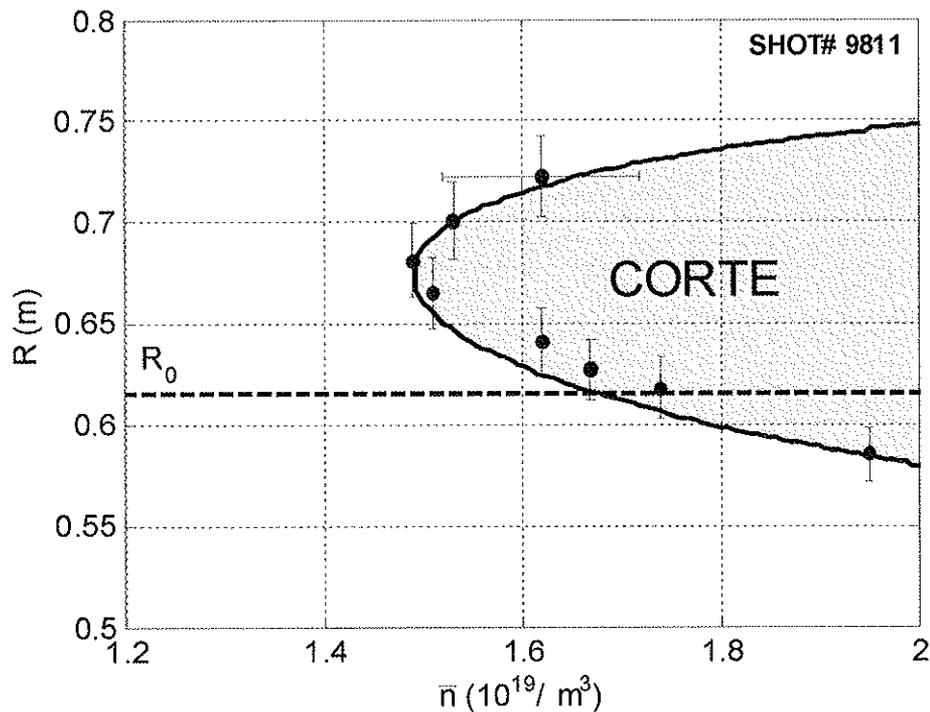
Na Fig.6.3 é mostrado um exemplo do procedimento usado para determinação dos cortes do ECE para o pulso #9811. Foram utilizados dez canais (frequências), oito dos quais estão representados, e a densidade foi variada de  $\bar{n} \approx (1,1 - 2,3) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  em um intervalo de tempo de aproximadamente  $\Delta t \approx 10\text{ms}$  (*inset*). Os sinais dos diversos canais do ECE foram sincronizados para a mesma base de tempo, levando em conta o tempo em que o oscilador permanece em cada frequência (neste caso,  $\tau_{step} = 80\mu\text{s}$ ).



**Fig.6.3: Procedimento experimental utilizado para a estimativa das densidades de corte do radiômetro ECE.**

A partir da figura acima vemos que todos os canais do ECE representados acabam sofrendo corte durante o período de crescimento da densidade. Como esperado (Fig.6.2), os sinais próximos a  $R \approx 0.68\text{m}$  são os primeiros a serem cortados ( $t \approx 81\text{ms}$ ), enquanto os mais internos (e os mais externos) são influenciados mais tarde ( $t \approx 82-83\text{ms}$ ). Um exemplo do critério utilizado para determinação dos instantes de corte é mostrado para os canais  $R \approx 0,681\text{m}$  e  $R \approx 0,628\text{m}$ , cujos sinais se aproximam das retas tangentes às quedas durante o corte em  $t = 81,2\text{ms}$  e  $t = 82,3\text{ms}$ , instantes nos quais a densidade de linha na corda central do plasma é  $\bar{n} \approx 1,5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  e  $\bar{n} \approx 1,7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , respectivamente. É claro que, devido à baixa resolução temporal utilizada nestes experimentos ( $\tau_{\text{samp}} = 0,8\text{ms}$ ), a determinação do instante de corte é bastante imprecisa, e fica difícil diferenciar as densidades de corte em canais muito próximos. Além disso, o sinal de densidade é adquirido em um sistema de aquisição diferente do ECE, e com outra taxa de amostragem, de forma que os resultados também dependem da sincronização correta entre os sinais do interferômetro e do ECE. Contudo, como foi adotado o mesmo critério para determinação do instante de corte para todos os canais, a comparação entre eles em um mesmo disparo é válida, e a estimativa do corte pode ser feita com relativa confiabilidade.

Os resultados dessa análise para o pulso #9811 estão representados na Fig.6.4, onde são mostrados os valores da densidade de linha  $\bar{n}$  para os quais foram observados cortes nas diversas posições radiais do plasma, juntamente com a curva de corte teórica, calculada numericamente a partir da intersecção da curva de corte com os perfis de densidade adotados,  $n_0(1-x^2)^{\alpha_n} = n_c(R)$ , onde  $x = (R - R_0 + \delta_n)/a$  é o raio normalizado do plasma ( $\alpha_n = 0,9, \delta_n = 0,7\text{cm}$ ). O campo magnético de equilíbrio foi  $B_0 = (1,13 \pm 0,01)\text{T}$ , e as barras de erro verticais correspondem às regiões de integração dos canais do ECE, e não consideram a incerteza na medida da densidade de linha ( $\sigma_n \approx 0,1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ).



**Fig.6.4:** Valores da densidade de linha  $\bar{n}$  para os quais foram observados corte em diversas posições do plasma. A região de corte corresponde às soluções da inequação  $n(r) > n_c(R)$ , com  $\alpha_n = 0,9, \delta_n = 0,7\text{cm}$ .

Como vemos, os valores obtidos experimentalmente estão em boa concordância com a curva de corte prevista, o que confirma, mais uma vez, que a medida absoluta da densidade de linha ( $\bar{n}$ ) está coerente com a medida do campo magnético toroidal,  $B_0 = 1,13\text{T}$ , e que o perfil de densidade considerado é adequado para as condições do experimento.

Apesar de terem sido observadas pequenas variações no campo magnético de equilíbrio em algumas ocasiões,  $B_0 = (1,12 - 1,15)\text{T}$ , foi verificado que, em geral, o sinal do ECE começa a sofrer

corte (em  $R \approx 0,68\text{m}$ ) a partir de  $\bar{n} \approx 1,5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , o que será considerado padrão para o resto dos resultados apresentados neste capítulo. Abaixo de  $\bar{n} \approx 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , começa a surgir uma população de elétrons supra-térmicos de alta energia, conhecidos como *runaway electrons* [91,53,80], e a emissão EC se torna muito intensa (de 100-1000 vezes maior do que a emissão térmica), não sendo mais proporcional à temperatura do plasma. Portanto, nas condições atuais de operação do tokamak TCABR, as medidas de temperatura com o diagnóstico ECE estão restringidas ao intervalo de densidades  $\bar{n} \approx (1,0 - 1,5) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .

## 6.2 Resultados com várias frequências

Durante a primeira fase dos experimentos com ondas de Alfvén utilizando o diagnóstico ECE, foram realizadas medidas da temperatura eletrônica em várias posições radiais do plasma em um mesmo disparo (de 8 – 13 frequências). Nessa configuração, o tempo de aquisição para cada canal é consideravelmente alto ( $\tau_{\text{camp}} \approx 1\text{ms}$ ), o que nos limita ao estudo de fenômenos lentos, como a análise da variação média das temperaturas eletrônicas locais causadas pela dissipação das ondas de Alfvén durante o pulso RF de  $\Delta t \approx 10\text{ms}$ . Um procedimento de interpolação polinomial de alto grau foi utilizado para suavizar os sinais experimentais, e as escalas de tempo dos diversos canais foram corrigidas de acordo com o tempo do passo em frequência utilizado ( $\tau_{\text{passo}} = 80\mu\text{s}$ ).

Nos experimentos efetuados foram utilizadas quatro semi-espiras sintonizadas a uma frequência de  $f = 4,0\text{MHz}$ , alimentadas duas a duas em oposição de fase ( $0, \pi$ ), produzindo um espectro semelhante ao da Fig.3.5. A potência fornecida às antenas foi variada entre  $P_{\text{RF}} = 40 - 100\text{kW}$ , e as descargas de plasma foram bastante reprodutíveis ( $I_p \approx 90\text{kA}$ ,  $T_{e0} \approx 400\text{eV}$ ). A densidade do plasma foi mantida no intervalo operacional do ECE,  $\bar{n} = (1,0 - 1,5) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .

Na figura 6.5 são mostrados os sinais temporais da temperatura eletrônica fornecida pelo ECE em diversas regiões do plasma, em um disparo com excitação de ondas de Alfvén (#9796). Nesse disparo foram utilizadas 13 frequências, 9 das quais estão representadas na figura, e a potência dissipada no plasma foi de aproximadamente  $P_{\text{pla}} = 45\text{kW}$ . A densidade de linha na corda central antes da aplicação das ondas de Alfvén foi  $\bar{n} = 1,20 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , e chegou a cerca de  $\bar{n} \approx 1,50 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  durante o pulsos RF, o que é confirmado pelo corte parcial observado apenas nas

cordas  $R=0,646\text{m}$  e  $R=0,671\text{m}$ . O alto pico de emissão observado em todos os canais no início da descarga corresponde à emissão não térmica de elétrons durante a formação do plasma.

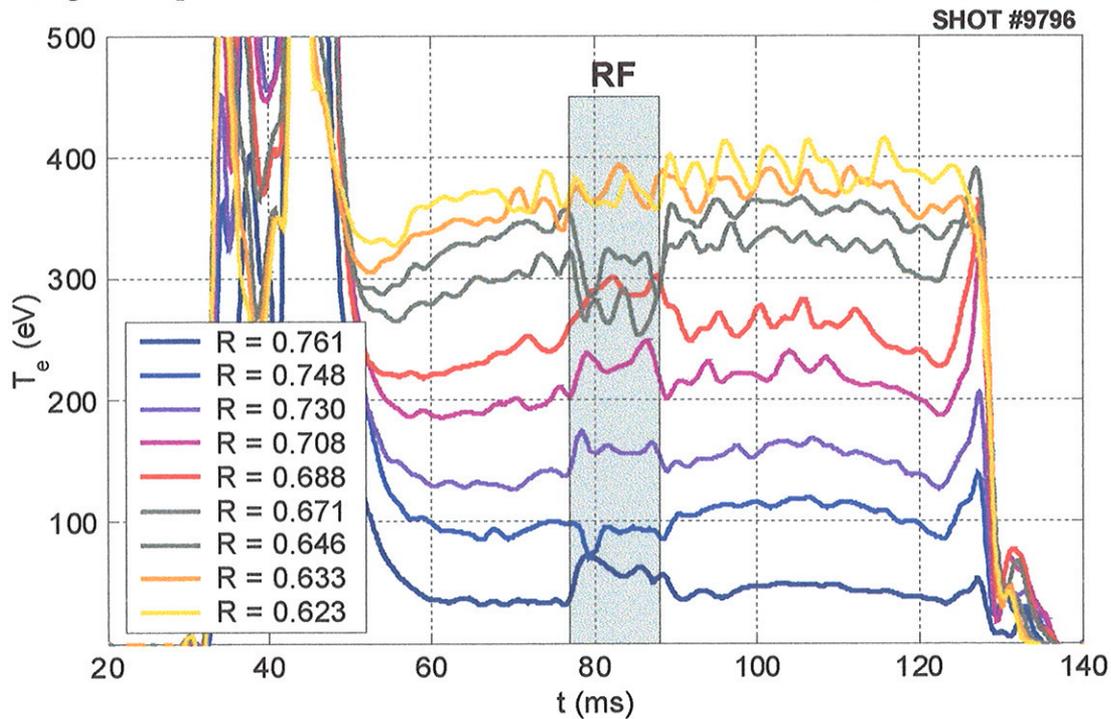


Fig 6.5: Evolução temporal da temperatura eletrônica medida com o ECE em várias regiões do plasma.

Logo após o início do pulso RF, ocorre um aumento considerável da temperatura nas posições radiais  $R=0,688\text{m}$ ,  $R=0,708\text{m}$  e  $R=0,730\text{m}$ , próximo à região do contínuo de Alfvén nestas condições, como veremos mais adiante. A temperatura próximo à periferia do plasma ( $R=0,761\text{m}$ ) também aumenta, em grande parte devido ao acoplamento eletrostático da antena com a coluna de plasma. Os sinais correspondentes à região central do plasma ( $R=0,623\text{m}$  e  $R=0,633\text{m}$ ) assim como o em  $R=0,748\text{m}$ , não apresentam alterações significativas de temperatura durante o pulso RF. Apenas as cordas  $R=0,646\text{m}$  e  $R=0,671\text{m}$  sofreram corte parcial durante o pulso RF, indicando que a densidade do plasma não ultrapassou  $\bar{n} \approx 1,5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  (Fig.6.2), o que foi confirmado pela medida de  $\bar{n}$  realizada com o interferômetro. As oscilações existentes nos sinais dos canais mais centrais ( $R=0,623\text{m}$  e  $R=0,633\text{m}$ ), como veremos mais tarde, são causadas por sub-amostragem (*aliasing*) das oscilações dente de serra de período menor que o tempo de aquisição, que realmente estão presentes na emissão EC detectada.

Para a análise da distribuição radial da potência RF dissipada no plasma, o conjunto de sinais do ECE foi dividido em três intervalos de tempo de  $\Delta t = 10\text{ms}$ : antes, durante e depois do pulso RF (no intervalo correspondente ao pulso RF foi considerado  $\Delta t = 9\text{ms}$ , para desprezar a subida inicial de temperatura). Em cada intervalo, foram calculados o valor médio e o desvio padrão de cada sinal, utilizando-se 20 pontos da curva suavizada. Esse procedimento está representado na Fig.6.6. onde são mostradas as temperaturas em quatro posições radiais para o pulso #9796.

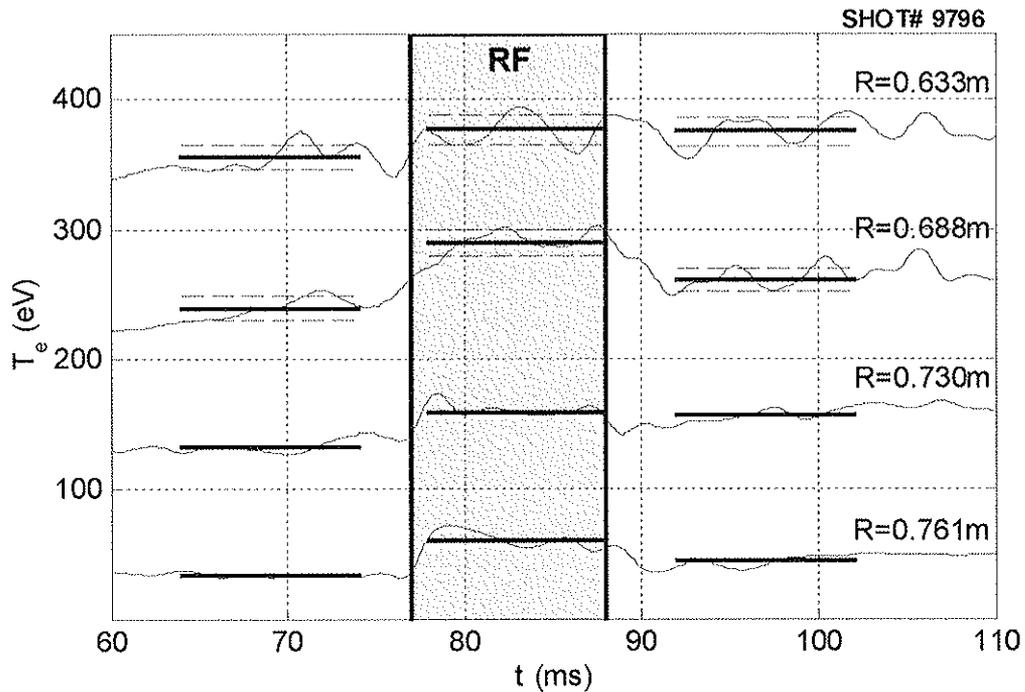


Fig 6.6: Exemplo do método utilizado para determinar a variação de temperatura causada pelo pulso RF.

A figura acima mostra que, exceto para as cordas centrais, onde a variação de temperatura é pequena e as oscilações dos sinais são grandes, o procedimento adotado permite a análise das variações locais de temperatura com precisão aceitável (veja os desvios representados pelas retas tracejadas). Os valores médios obtidos para a temperatura eletrônica antes e durante o pulso RF nas diversas regiões do plasma podem ser usados para uma análise preliminar da distribuição radial da potência RF dissipada, e para verificar se ocorreram alterações significativas no perfil de temperatura durante a excitação das ondas de Alfvén.

Na Fig.6.7 estão representados os perfis radiais da temperatura eletrônica obtidos antes (○) e durante (●) o pulso RF, juntamente com as curvas  $T(x) = T_0(1 - x^2)^{\alpha r}$  que melhor ajustam os dados experimentais em cada caso. A variável  $x$  é o raio normalizado do plasma,  $x = (R - R_0 + \delta_r) / a$ , e o

desvio  $\delta_r$  foi considerado constante ( $\delta_r = 1,0\text{cm}$ ). O *inset* representa a variação relativa de temperatura  $\Delta T/T$  obtida nas diversas posições do plasma.

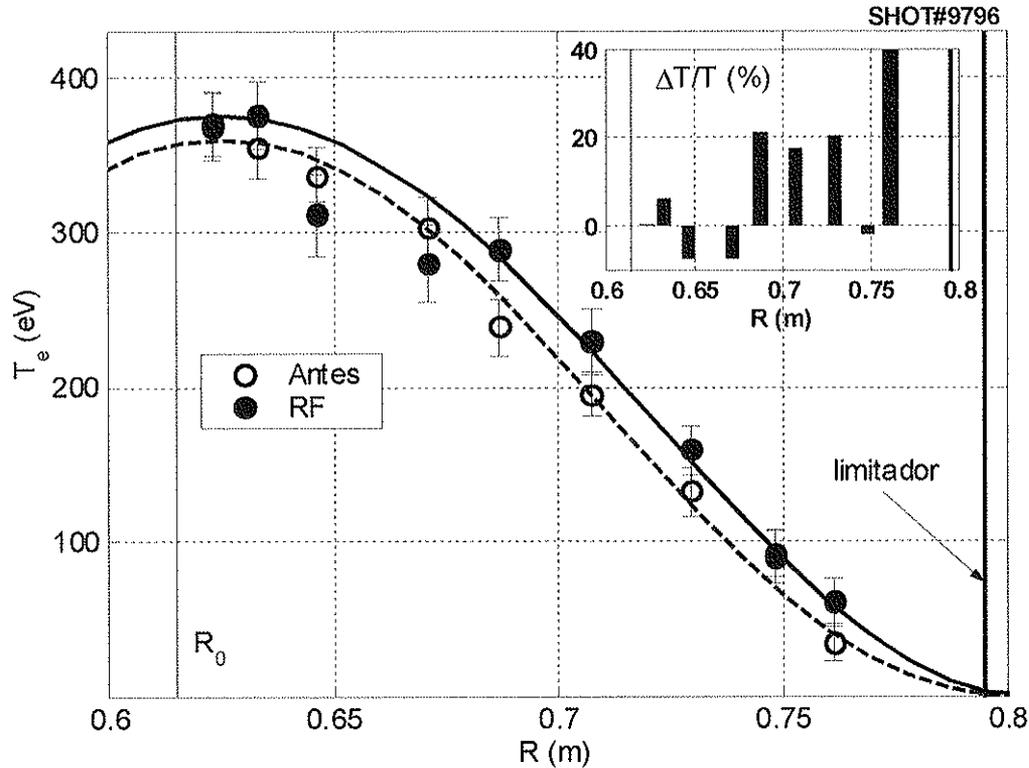


Fig 6.7: Perfis radiais da temperatura eletrônica obtidos com o ECE antes (○) e durante (●) o pulso RF. O *inset* representa a variação relativa de temperatura obtida nos diversos canais.

Como vemos, a temperatura do plasma durante o pulso RF é maior em praticamente todas as posições de medida (exceto as que sofrem corte), resultando em um aumento de aproximadamente  $\Delta T/T \approx 15\%$  na temperatura média  $\bar{T}_n = T_0(1 + \alpha_n)/(1 + \alpha_n + \alpha_r)$  do plasma, calculado a partir dos perfis obtidos antes ( $T_0 = 360\text{eV}$ ,  $\alpha_r = 2,6$ ) e durante ( $T_0 = 375\text{eV}$ ,  $\alpha_r = 2,2$ ) o pulso RF (os canais cortados foram desprezados para o ajuste durante o pulso RF). Apesar de ter sido verificada uma pequena diminuição no coeficiente  $\alpha_r$  durante o pulso RF, o valor de  $\alpha_r$  encontrado é maior do que o estimado a partir do coeficiente da densidade de corrente ( $\alpha_r \approx \frac{1}{2}\alpha_j \approx 1,7$ ), excedendo inclusive o valor encontrado em Lausanne [22]. Na realidade, a determinação da curva de resposta em frequência (real) do radiômetro ECE é bem complicada, pois além de depender das características eletrônicas do sistema (oscilador interno, atenuador, etc.), ela também depende de uma série de fatores ligados ao arranjo experimental, como, por exemplo, das dimensões dos guias de onda utilizados e do índice de refração do material da janela de aquisição. Ademais, a

profundidade óptica do plasma para a segunda harmônica do modo extra-ordinário ( $\tau_2^{(X)} \approx 2\pi^2 (\omega_p v_{te})^2 / (\omega_{ce} c)^2$  [92], onde  $v_{te}$  é a velocidade térmica dos elétrons) cai abaixo de  $\tau_2^{(X)} \approx 2$  para  $R > 0,76\text{m}$ , e as medidas de temperatura próximo à borda do plasma ficam comprometidas. Por essas razões, os valores de  $\alpha_T$  encontrados a partir das medidas do ECE podem estar acima do valor real, e precisam ser interpretados com cuidado. Nota-se que a variação relativa de temperatura (*inset*) é da ordem de  $\Delta T/T \approx 20\%$  nos três canais próximos a  $R \approx 0,7\text{m}$ , indicando forte deposição de potência nessa região. A variação absoluta de temperatura observada em  $R \approx 0,76\text{m}$  é da mesma ordem da observada em  $R \approx 0,7\text{m}$  ( $\Delta T_e \approx 35\text{eV}$ ); porém ela aparece grande na representação relativa, uma vez que a temperatura do plasma já é pequena nessa região.

Para verificar a consistência dos resultados obtidos com o ECE e estudar em mais detalhe a deposição de energia RF no interior do plasma, realizamos uma série de disparos semelhantes ( $I_p \approx 88\text{kA}$ ,  $\bar{n} = 1,3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  antes do pulso RF), e variamos a potência RF fornecida ao sistema de antenas no intervalo  $P_{RF} \approx 40 - 100\text{kW}$ . Na Fig.6.8 são mostradas as variações de temperatura obtidas em diversas posições do plasma, para três valores da potência RF dissipada no plasma:  $P_{pla} = 25\text{kW}$  ( $\square$ ),  $P_{pla} = 35\text{kW}$  ( $\boxtimes$ ) e  $P_{pla} = 45\text{kW}$  ( $\blacksquare$ ). A curva tracejada representa o perfil de dissipação teórico obtido com o código cinético para o modo  $(m/n) = (-1/-2)$  nas condições do experimento ( $f = 4\text{MHz}$ ,  $\bar{n} = 1,4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  durante o pulso RF).

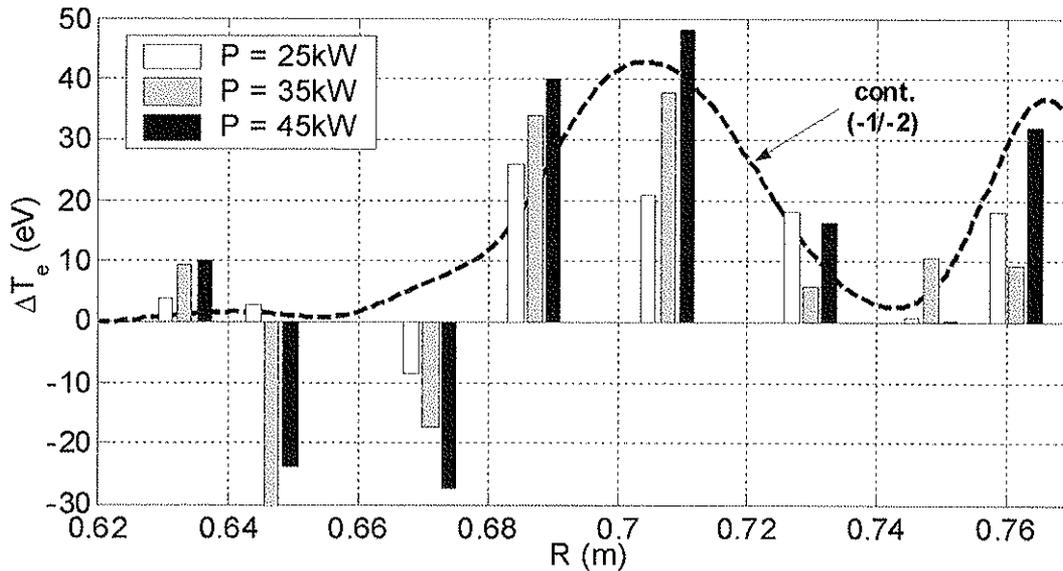
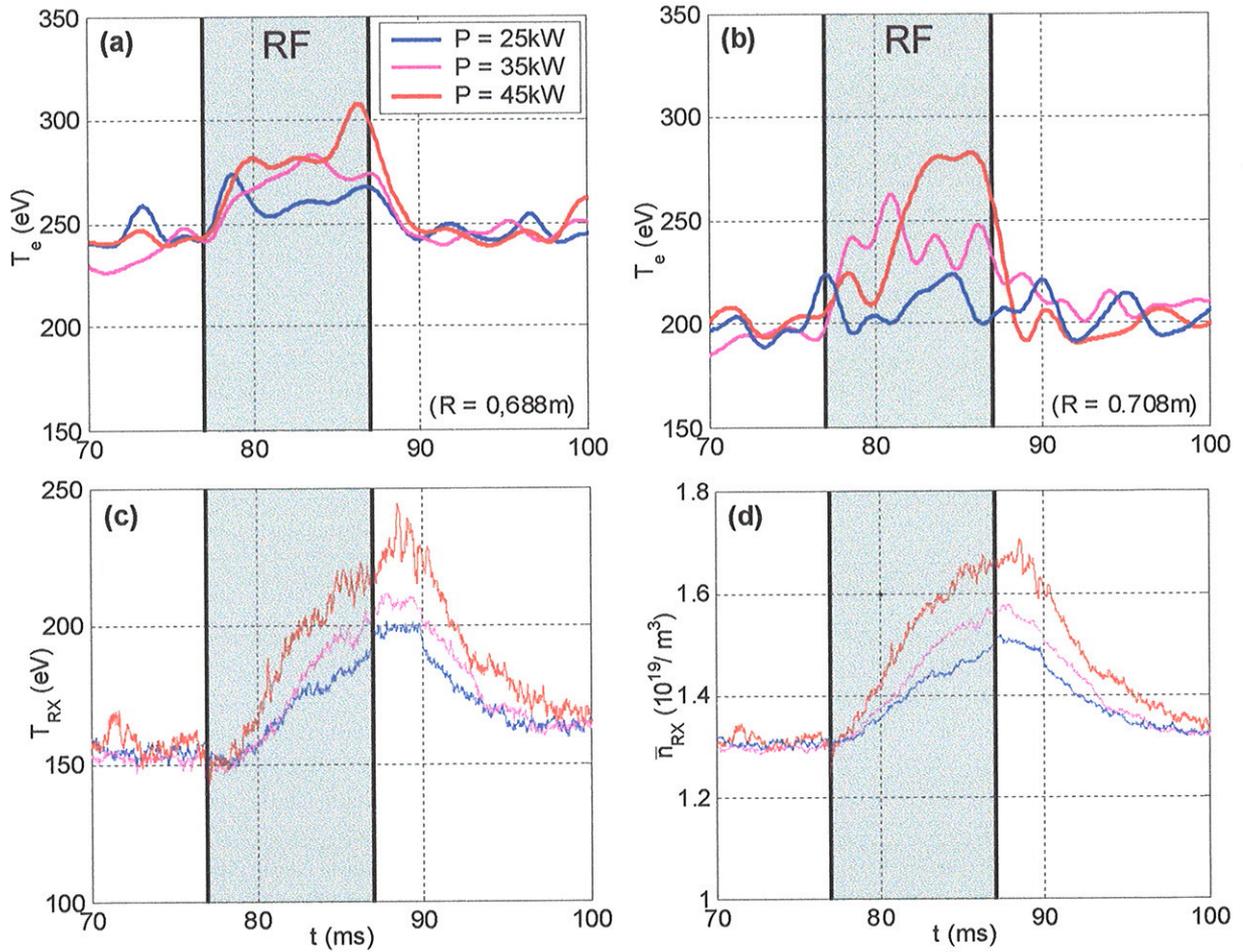


Fig 6.8: Variação absoluta da temperatura eletrônica obtida em diversas posições do plasma para três valores de potência RF dissipada:  $P_{pla} = 25\text{kW}$  ( $\square$ ),  $P_{pla} = 35\text{kW}$  ( $\boxtimes$ ) e  $P_{pla} = 45\text{kW}$  ( $\blacksquare$ ). A curva (---) é o perfil de dissipação obtido com o código cinético para o modo  $(m/n) = (-1/-2)$  de Alfvén para  $\bar{n} = 1,4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .

A partir da figura acima, fica claro que a maior parte da potência RF dissipada no plasma está sendo depositada em torno de  $R \approx 0,7\text{m}$ , o que coincide com a região do contínuo de Alfvén para estas condições ( $f = 4\text{MHz}$ ,  $\bar{n} = 1,4 \times 10^{-19} \text{m}^{-3}$ ), como pode ser visto a partir do perfil teórico de dissipação representado (curva tracejada). Como esperado, as variações de temperatura nessa região ( $R = 0,688\text{m}$  e  $R = 0,708\text{m}$ ), assim como na região central do plasma ( $R = 0,633\text{m}$ ), são maiores quanto maior a potência RF dissipada. Os cortes do ECE observados nas posições  $R = 0,646\text{m}$  e  $R = 0,671\text{m}$  também são mais acentuados nos disparos com maior potência, indicando que o aumento de densidade que ocorre durante o pulso RF é maior nos experimentos com potência mais elevada, em concordância com os resultados obtidos com o interferômetro e com a análise dos sinais de  $P_{RX}$  e  $P_{rad}$ . Exceto pelo valor com  $P_{pla} = 35\text{kW}$ , a temperatura na região  $R \approx 0,75\text{m}$  praticamente não é modificada pelas ondas de Alfvén, o que também está de acordo com o perfil de deposição teórico. Nota-se que, mesmo para baixas potências ( $P_{pla} = 25\text{kW}$ ), a temperatura próximo a  $R \approx 0,76\text{m}$  cresce mais que 30%, indicando que os modos eletrostáticos, mesmo com pequena amplitude, modificam substancialmente a periferia do plasma. É importante lembrar que a temperatura medida em cada posição radial corresponde a uma temperatura média integrada ao longo de uma fatia do plasma da ordem de  $\Delta R \approx 3\text{cm}$ , e pequenas variações na localização da dissipação das ondas de Alfvén, devido à variação de densidade, podem interferir nos resultados obtidos, como veremos adiante.

As variações observadas na potência total irradiada pelo plasma ( $P_{rad}$ ) e na emissão de raios-X moles ( $P_{RX}$ ) durante o pulso RF também foram maiores quanto maior a potência acoplada ao plasma, conforme o esperado. Na Fig.6.9 estão representadas as temperaturas medidas com radiômetro ECE em  $R = 0,688\text{m}$  (a) e  $R = 0,708\text{m}$  (b), juntamente com a temperatura média  $T_{RX}$  (c) e densidade de linha  $n_{RX}$  (d) estimadas a partir dos sinais da potência irradiada  $P_{rad}$  e da emissão de raios-X moles  $P_{RX}$  (veja Cap.5), para os três disparos considerados na Fig.6.10:  $P_{pla} = 25\text{kW}$  (—),  $P_{pla} = 35\text{kW}$  (—) e  $P_{pla} = 45\text{kW}$  (—). Os sinais não foram normalizados antes do pulso RF, mostrando que os parâmetros do plasma foram muito semelhantes nos três disparos.



**Fig 6.9:** Comparação entre a temperatura eletrônica medida com o ECE em  $R = 0,688\text{m}$  (a) e  $R = 0,708\text{m}$  (b) com a temperatura estimada a partir dos sinais  $P_{rad}$  e  $P_{RX}$  (c), para três valores da potência dissipada no plasma:  $P_{pla} = 25\text{kW}$  (—),  $P_{pla} = 35\text{kW}$  (—) e  $P_{pla} = 45\text{kW}$  (—). Também são mostradas as evoluções da densidade de linha estimadas (d), calculadas a partir das temperaturas  $T_{RX}$ .

Como esperado, as variações de temperatura obtidas nas duas posições do plasma são maiores quanto maior a potência dissipada, apesar de que em  $R = 0,708\text{m}$  a variação de temperatura observada para  $P_{pla} = 45\text{kW}$  é bem maior do que as demais. As variações da temperatura média do plasma previstas a partir da razão  $P_{RX} / P_{rad}$  (c) estão claramente superestimadas, o que se explica pelo fato de, neste caso, não terem sido consideradas variações de  $Z_{eff}$  que realmente ocorrem durante o pulso RF. Além disso, o crescimento da temperatura estimada (c) é mais lento e ocorre um pouco depois do observado no sinal do ECE nos três disparos considerados. Em contraposição, as estimativas da evolução temporal da densidade do plasma (d) estão em razoável concordância com as medidas de  $\bar{n}$  realizadas com o interferômetro e também com os cortes observados nos

canais  $R=0,646\text{m}$  e  $R=0,671\text{m}$  do ECE nesses experimentos. A variação de temperatura observada em  $R=0,688\text{m}$  (a) apresenta dependência aproximadamente linear com a potência dissipada no plasma, enquanto a variação observada em  $R=0,708\text{m}$  (b) parece possuir um limiar em potência, já que praticamente não ocorre aquecimento nesta região para  $P_{pla} = 25\text{kW}$ .

Uma análise mais detalhada da variação da temperatura na região do contínuo de Alfvén é mostrada na Fig.6.11, onde estão representadas as variações absolutas de temperatura  $\Delta T_e$  observadas nas posições  $R=0,688\text{m}$  (○) e  $R=0,708\text{m}$  (△) - bem como o valor médio destas variações (●) - como função da potência dissipada no plasma ( $P_{pla}$ ). A reta contínua representa a variação de temperatura esperada a partir da relação  $\Delta T_e = p_0 \tau_H$ , onde  $p_0 = P_{cam} / (nV)$  representa a potência por partícula na camada de volume  $V$  considerada, com densidade média de partículas  $n$  e potência RF dissipada  $P_{cam}$ , e  $\tau_H$  o tempo de confinamento de energia. Foi suposto que dois terços da potência total acoplada ao plasma estão sendo dissipados em uma camada de espessura  $\Delta R = 3\text{cm}$ , localizada em  $R=0,7\text{m}$  ( $P_{cam} = \frac{2}{3} P_{pla}$ ), e foi encontrado um valor de  $\tau_H = (196 \pm 12)\mu\text{s}$ , para a reta que melhor ajusta os dados experimentais.

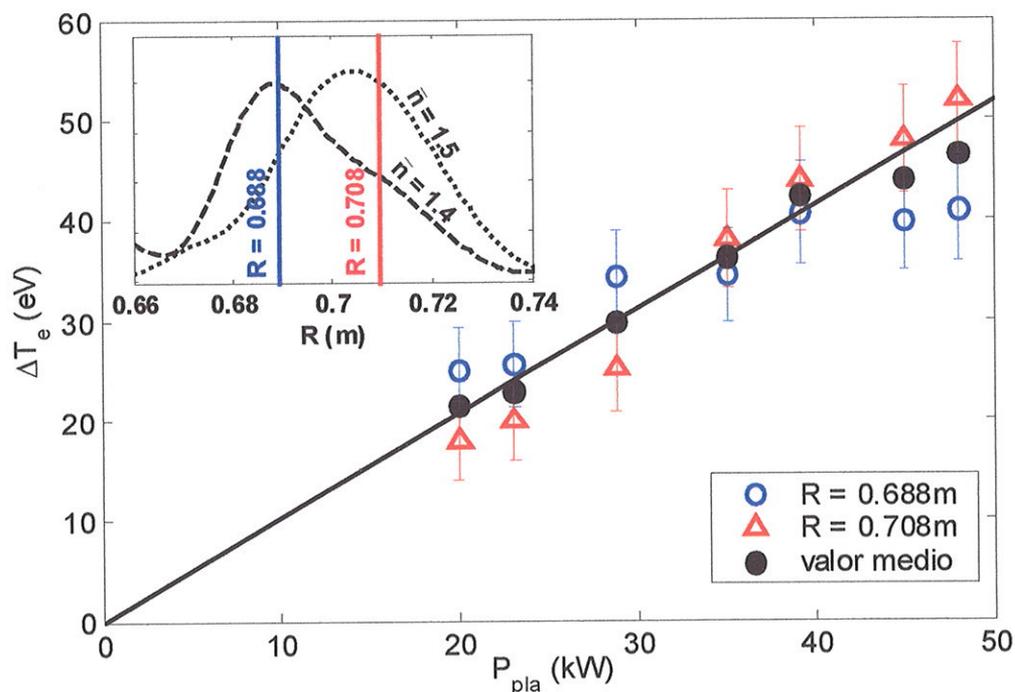


Fig 6.11: Variações de temperatura observadas nas posições  $R=0,688\text{m}$  (○) e  $R=0,708\text{m}$  (△), e o valor médio destas variações (●), como função da potência dissipada no plasma. A reta (contínua) corresponde à estimativa teórica da variação de temperatura, calculada supondo que 2/3 da potência acoplada ao plasma estão sendo dissipados na camada  $R=(0.70 \pm 0.15)\text{m}$ , com um tempo de confinamento local  $\tau_H \approx 200\mu\text{s}$ . O inset mostra as curvas de dissipação teóricas para dois valores de densidade.

De modo geral, as variações de temperatura obtidas nas duas posições do plasma concordam com a previsão teórica dentro da precisão obtida, embora pareça haver saturação nos valores encontrados em  $R=0,688\text{m}$  para potências acima de  $P_{pla} = 40\text{kW}$ , nas quais, em contraste, são observadas grandes variações em  $R=0,708\text{m}$ . Isso pode ser explicado se levarmos em conta que a distribuição radial da potência RF dissipada no plasma depende da densidade, a qual, como já foi mencionado, sofre variações diferentes conforme a potência aplicada ao plasma. Para potências abaixo de  $P_{pla} = 30\text{kW}$ , a densidade do plasma, que antes do pulso RF era de  $\bar{n} \approx 1,30 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , sobe para apenas  $\bar{n} \approx 1,40 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , e o pico de deposição de energia do contínuo de Alfvén está mais próximo do canal  $R=0,688\text{m}$  (*inset*). Em potências mais elevadas, a densidade chega a  $\bar{n} \approx 1,50 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , e o pico de deposição das ondas de Alfvén se desloca para regiões mais externas, explicando a maior variação de temperatura observada no canal  $R=0,708\text{m}$ . De maneira geral, podemos dizer que a absorção de potência pelo plasma, associada ao contínuo de Alfvén, ocorre aproximadamente entre os dois canais ( $R \approx 0,70\text{m}$ ) para estas condições, como é sustentado pela concordância dos valores médios das variações de temperatura (●) com a reta teórica em toda a faixa de potências estudada.

O valor do tempo de confinamento de energia (local), obtido a partir da reta ajustada, foi  $\tau_H \approx 200\mu\text{s}$ , que é muito menor do que o tempo de subida da temperatura observado nos sinais temporais do ECE ( $\tau_H \approx 1-2\text{ms}$ ), no caso de vários canais. Essa discrepância ocorre porque nesse caso a taxa de aquisição de dados (por frequência) utilizada nos experimentos é muito baixa, de modo que a subida real da temperatura local do plasma não pode ser detectada nessas condições.

### 6.3 Resultados com uma frequência

As medidas realizadas com o ECE, utilizando-se varredura de frequências (vários canais), mostraram-se adequadas para a análise da variação média de temperatura causada pelas ondas de Alfvén nas diversas regiões do plasma, como visto pela concordância entre a região de maior aquecimento observada experimentalmente e a curva de deposição de potência RF prevista pela teoria. Contudo, devido à baixa taxa de aquisição de dados desse arranjo experimental, não puderam ser estudadas variações rápidas da temperatura eletrônica, como é o caso das oscilações dente-de-

serra existentes (SWT) na emissão EC (para altos valores de  $I_p$ ) e da subida da temperatura logo após a aplicação de potência RF. Como a subida inicial de temperatura e sua estabilização estão diretamente relacionadas com a potência local dissipada e com o tempo de confinamento de energia  $\tau_H$ , sua análise é fundamental para se verificar a consistência entre as variações de temperatura observadas em cada região e o valor absoluto da densidade de potência RF local  $p(r)$ , estimado com o modelo teórico com base na potência total acoplada ao plasma ( $P_{pla} = \int p(r)dV$ ).

Isso nos levou a realizar uma campanha experimental utilizando apenas um canal (frequência) do ECE por disparo, adquirido com um osciloscópio digital com (relativamente) alta taxa de amostragem,  $f_{samp} = 100\text{KHz}$ . Para estudar a dependência radial da variação de temperatura no plasma, realizamos uma série de disparos semelhantes ( $B_0 \approx (1,13 \pm 0,01)\text{T}$ ,  $I_p \approx (88 \pm 2)\text{kA}$ ,  $\bar{n} \approx (1,3 \pm 0,1) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ,  $P_{RF} = 100\text{kW}$ ), e a posição do canal de aquisição do ECE foi variada a cada três ou quatro disparos. Na Fig. 6.12 é mostrado um sinal típico do ECE nesses experimentos (a), juntamente com o sinal da densidade de linha  $\bar{n}$  na corda central do plasma (b), obtido com o interferômetro. O inset em (a) representa as oscilações dente de serra (SWT) em escala ampliada, que são vistas claramente nos sinais do ECE com alta taxa de amostragem.

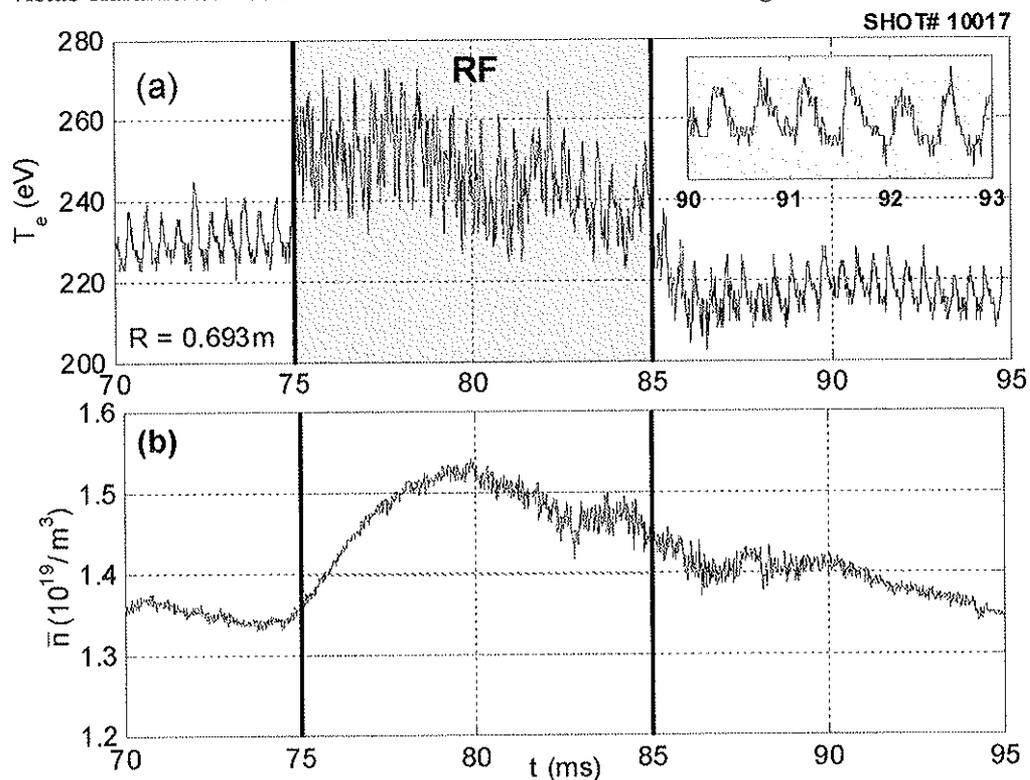
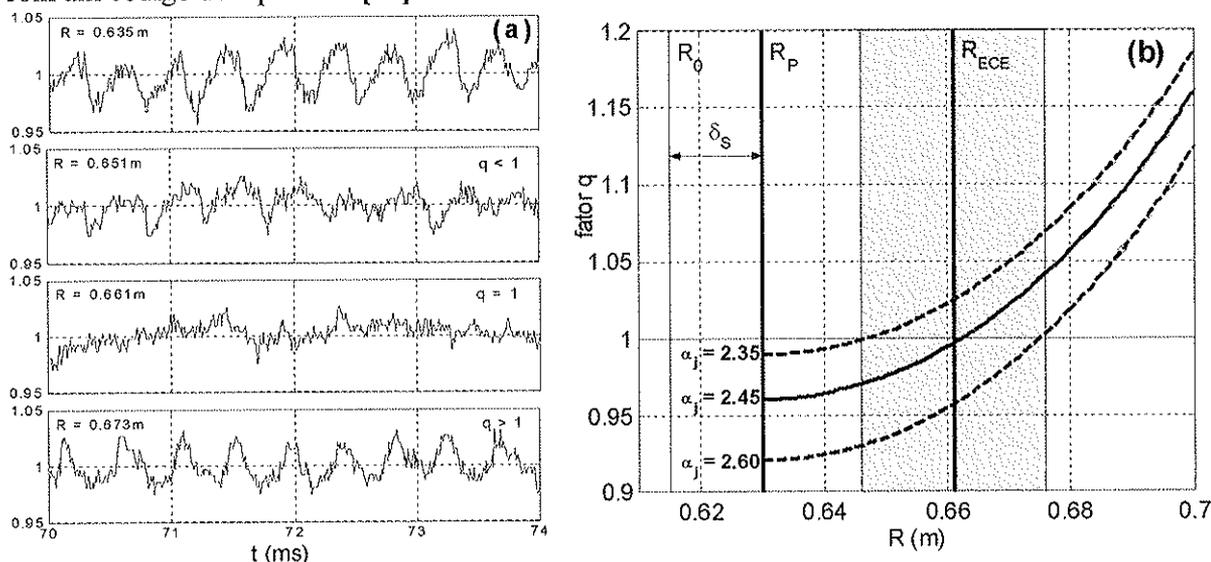


Fig 6.12: Sinal típico do ECE com alta taxa de amostragem (a) e densidade de linha  $\bar{n}$  correspondente (b).

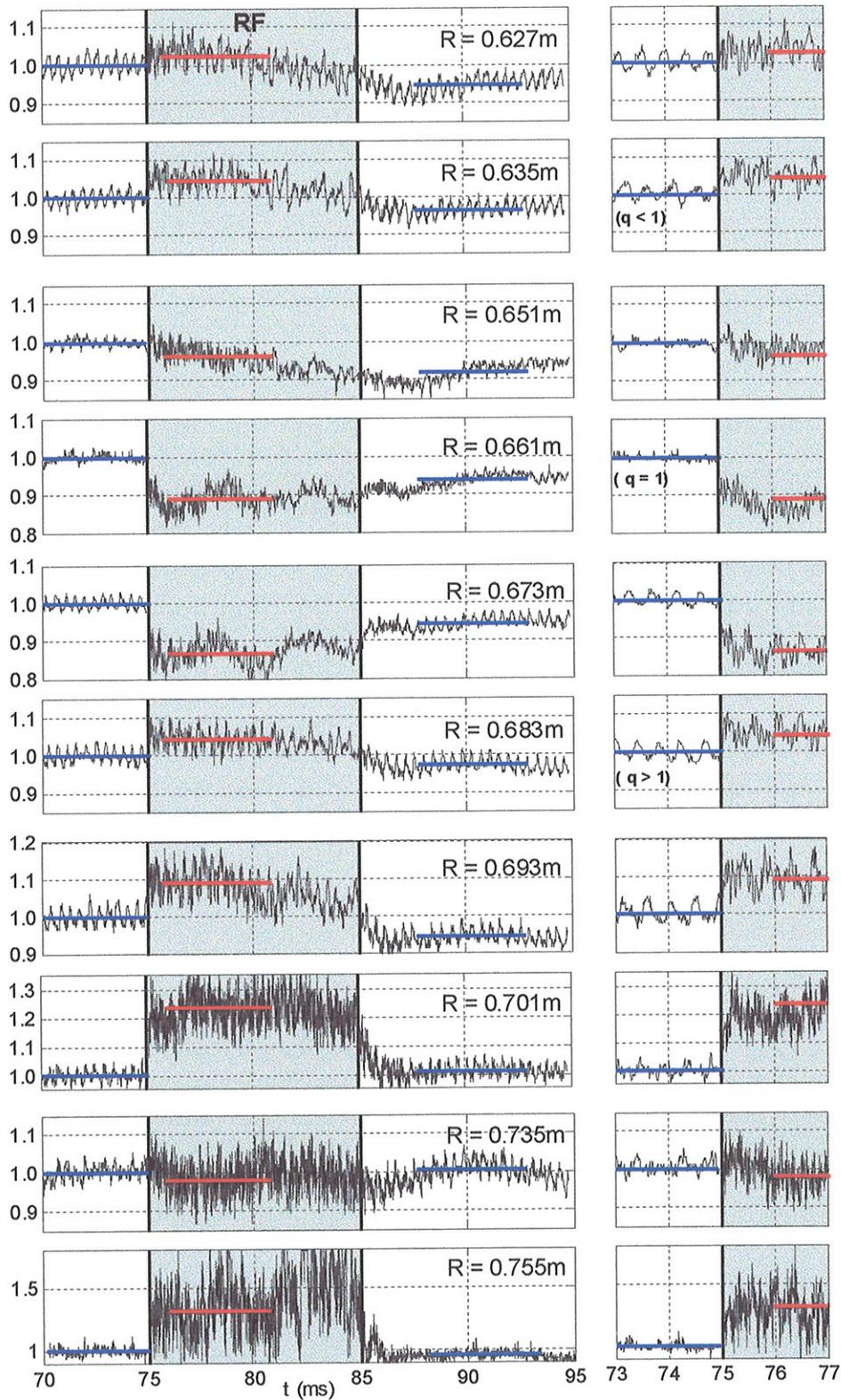
De início vemos que o tempo de subida real da temperatura eletrônica é muito menor do que o (aparentemente) observado nos sinais do ECE com baixa taxa de amostragem, em concordância com o tempo de confinamento de energia local estimado com base nos resultados da Fig.6.10 ( $\tau_H \approx 200\mu s$ ). Essa rápida subida de temperatura é consistente com o valor da densidade de potência local dissipada em cada região, estimado a partir dos perfis teóricos de deposição  $p(r)$ , normalizados através da potência total acoplada ao plasma,  $P_{pla} = \int p(r)dV$ , como veremos adiante. As oscilações dente de serra (SWT), que também se manifestam nos sinais de  $P_{rad}$  e  $P_{RX}$ , aparecem claramente no sinal do ECE com essa taxa de aquisição de dados. Seu período é de aproximadamente  $\tau_{SWT} \approx 440\mu s$ , e não foram verificadas variações significativas nesse valor durante a excitação das ondas de Alfvén. Como mencionado, a análise do comportamento das oscilações SWT em função do raio do plasma permite a localização da superfície racional  $q = 1$ , e a posterior parametrização dos perfis do fator de segurança  $q(r)$  e da densidade de corrente  $j(r)$  a partir do valor da corrente de plasma ( $I_p$ ). Na Fig.6.13 são mostrados os sinais temporais (ampliados) de quatro canais do ECE (a), localizados próximo à região de inversão das oscilações SWT, juntamente com o perfil do fator de segurança  $q(r)$  (b), que melhor ajusta a localização da superfície de inversão  $q = 1$  determinada experimentalmente ( $R_{ECE} \approx 0,66m$ ), representada pela curva contínua ( $\alpha_j = 2,45$ ). A faixa cinza identifica a região de integração deste canal, e foi considerado um desvio de Shafranov de  $\delta_s = 1,5cm$ , estimado a partir dos parâmetros do plasma com um código de equilíbrio [93].



**Fig 6.13:** Detalhe de quatro sinais do ECE próximos à superfície de inversão das oscilações SWT (a), e o melhor perfil de  $q(r)$  encontrado (b) a partir da localização da superfície  $q = 1$  ( $R_{ECE} \approx 0,66m$ ).

Como vemos, as oscilações SWT no centro do plasma ( $R = 0,635\text{m}$ ) sobem lentamente e caem rapidamente, confirmando um crescimento gradativo da temperatura central do plasma por alguns instantes e posterior relaxação rápida, característica desse fenômeno. Em  $R = 0,651\text{m}$ , as oscilações têm menor amplitude do que no centro do plasma, e em  $R = 0,661\text{m}$  ( $x \approx 3\text{cm}$ ) elas praticamente inexistem no sinal do ECE, indicando que a superfície  $q=1$  está próxima desta posição de aquisição. Em  $R = 0,673\text{m}$  as oscilações SWT reaparecem com amplitude moderada, porém invertidas, indicando agora um aumento rápido de temperatura (proveniente da região interna à superfície  $q=1$ ) e posterior resfriamento gradativo, devido ao transporte térmico difusivo. A partir da Fig.6.13(b) vemos que, apesar dos canais do ECE possuírem grande região de integração (faixa cinza), o perfil de densidade de corrente pode ser determinado com boa precisão ( $\alpha_j = 2,45 \pm 0,05$ ), uma vez que, para que ocorra cancelamento das oscilações SWT no sinal da emissão (integrada) medida em uma região  $\Delta R$ , a superfície  $q=1$  deve estar localizada próxima ao centro desta região. Isso é exemplificado através dos perfis adicionais de  $q(r)$  representados (curvas tracejadas), correspondentes aos coeficientes  $\alpha_j = 2,35$  e  $\alpha_j = 2,60$ , para os quais o sinal medido em  $R = 0,661\text{m}$  apresentaria oscilações dente de serra de apenas um tipo. É claro que a determinação do perfil de  $q(r)$  ou  $j(r)$  também depende dos valores de  $I_p$ ,  $B_0$  e  $\delta_s$  considerados; contudo, mesmo uma incerteza da ordem de  $\sigma_\alpha \approx 0,2$  já é bastante aceitável para a utilização destes perfis nos códigos numéricos.

A Fig.6.14 mostra os sinais das temperaturas eletrônicas medidas com o ECE (com alta taxa de aquisição) em várias posições do plasma, em diversos disparos. As temperaturas foram normalizadas em relação ao seu valor médio antes do pulso RF, para facilitar a comparação entre as várias regiões do plasma e destacar as oscilações SWT. Para cada posição, também está representado um detalhe do sinal expandido no intervalo de tempo que abrange a subida de temperatura no início do pulso RF. As retas horizontais correspondem aos valores médios das temperaturas normalizadas em três intervalos de tempo de  $\Delta t = 5\text{ms}$  (antes, durante e depois do pulso RF), que foram usados para o cálculo das variações de temperatura nas diversas regiões. Os disparos foram bastante reprodutíveis, e a potência total dissipada no plasma variou entre  $P_{pla} \approx 40 - 50\text{kW}$ .



**Fig.6.14.** Temperaturas eletrônicas (normalizadas) obtidas com o ECE com alta taxa de amostragem em diversas posições radiais do plasma (cada sinal corresponde a um disparo diferente). As retas horizontais representam os valores médios de temperatura em intervalos de  $\Delta t = 5\text{ms}$ , antes, durante e depois do pulso RF.

Em concordância com os resultados obtidos com vários canais, a maior variação de temperatura ocorre na região intermediária do plasma, próximo a  $R \approx 0,7\text{m}$  (contínuo de Alfvén). Novamente é observado aquecimento na porção central do plasma ( $R = 0,627\text{m}$  e  $R = 0,635\text{m}$ ), e os canais situados entre  $R \approx 0,65\text{m}$  e  $R \approx 0,67\text{m}$  sofrem corte parcial durante o pulso RF, indicando mais uma vez que a densidade de linha no centro do plasma mal excede  $\bar{n} \approx 1,5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ . Praticamente não é observado aquecimento na posição radial  $R = 0,735\text{m}$ , porém há considerável variação de temperatura próximo à borda do plasma ( $R = 0,755\text{m}$ ), como detectado nos demais experimentos.

Na Fig. 6.15 são mostradas as variações médias da temperatura eletrônica ( $\Delta T_e$ ) em função do raio do plasma, obtidas com base nos sinais da Fig.6.14. O *inset* mostra a evolução da densidade de linha  $\bar{n}$  no centro do plasma típica desses disparos, e as curvas representam os perfis de deposição de potência teóricos para dois valores de densidade,  $\bar{n} = 1,40 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  e  $\bar{n} = 1,50 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ , calculados com o código cinético-toroidal.

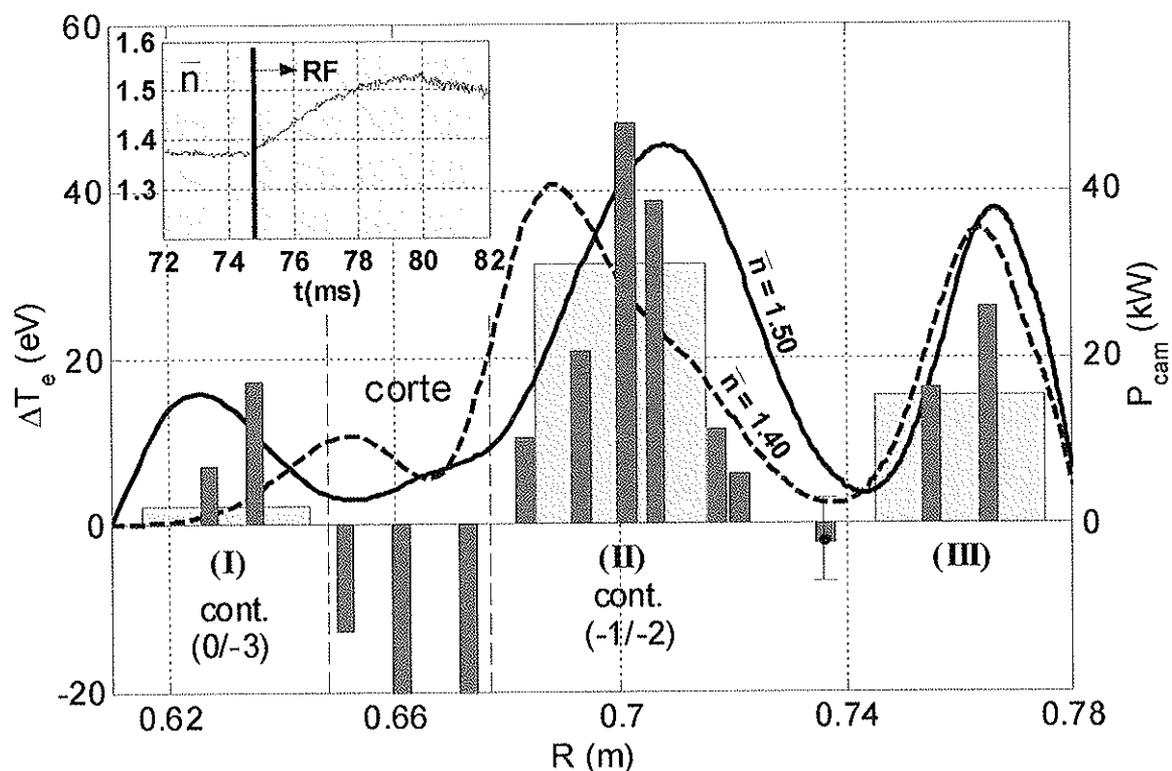


Fig.6.15: Variação média de temperatura obtida com o ECE como função do raio do plasma, juntamente com as curvas teóricas de dissipação previstas pelo código cinético para dois valores da densidade de linha:  $\bar{n} = 1,4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  e  $\bar{n} = 1,5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ . Os retângulos (cinza) representam as estimativas da potência média dissipada (em kW) em três regiões do plasma de  $\Delta R = 3\text{cm}$ , realizadas a partir das variações médias de temperatura observadas em cada região, segundo a expressão  $P_{cam} = (nV)\Delta T_e / \tau_H$ , com  $\tau_H = 200\mu\text{s}$ .

A partir dos resultados mostrados acima, a deposição de potência associada ao contínuo  $(m/n) = (-1/-2)$  de Alfvén fica confirmada de forma definitiva, como pode ser visto pela excelente concordância entre a região de maior aquecimento observada experimentalmente ( $R \approx 0,7\text{m}$ ) e as curvas teóricas de deposição de potência. Como a densidade aumenta de aproximadamente  $\bar{n} \approx 1,35 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  para  $\bar{n} \approx 1,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  durante o pulso RF (*inset*), o perfil de dissipação do modo de Alfvén se modifica continuamente, como está representado através dos dois perfis de deposição teóricos, calculados para duas densidades diferentes. Contudo, as variações médias de temperatura não são sensíveis a essa modificação, já que elas são estimadas a partir dos valores médios dos sinais em intervalos de  $\Delta t = 5\text{ms}$ , antes e durante o pulso RF (Fig.6.14).

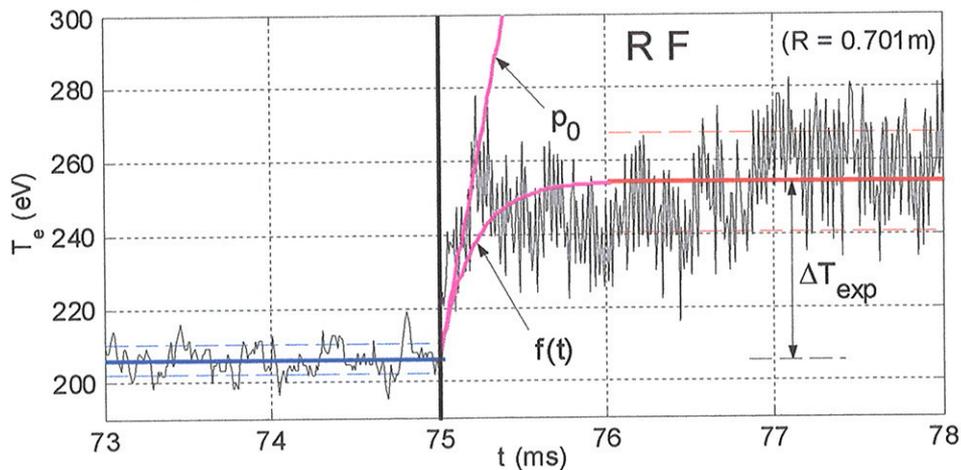
O aquecimento observado na região central do plasma está associado à dissipação do harmônico vizinho  $(m/n) = (0/-3)$ , cujo contínuo aparece a partir de  $\bar{n} \approx 1,45 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  nestas condições (Fig.4.10b). Novamente vemos um aumento considerável da temperatura próximo à periferia do plasma ( $R \approx 0,76\text{m}$ ), em aparente concordância com o esperado, apesar de neste caso não haverem sido consideradas as componentes eletrostáticas ( $m = +1$ ) no cômputo dos perfis teóricos. A variação negativa de temperatura observada em  $R = 0,735\text{m}$  está dentro do erro experimental; contudo, em nenhum disparo foi observado aquecimento nesta região do plasma.

Uma estimativa da potência média dissipada nas regiões central (I), intermediária (II) e periférica (III) do plasma está representada pelos retângulos em cinza claro, com escala em kW. A potência dissipada em cada camada de espessura  $\Delta R = 3\text{cm}$  foi calculada a partir da expressão  $P_{cam} = (nV)\Delta T / \tau_H$ , onde  $(nV)$  é o número total de partículas na cada camada considerada e  $\Delta T$  é a média das variações de temperatura observadas nos canais internos a essa camada. O tempo de confinamento de energia local foi suposto igual nas três regiões,  $\tau_H \approx 200\mu\text{s}$ . Como vemos, as estimativas da potência RF dissipada estão de acordo com os perfis teóricos, e a soma das potências encontradas nas três regiões é aproximadamente igual a potência total dissipada no plasma determinada experimentalmente ( $P_{pla} = 50\text{kW}$ ), reforçando a consistência das estimativas.

Por outro lado, a principal limitação das estimativas de dissipação de potência, baseadas nas variações médias de temperatura observadas, é a necessidade de se impor um valor (previamente desconhecido) para o tempo de confinamento de energia local ( $\tau_H$ ). Com o ECE operando com alta

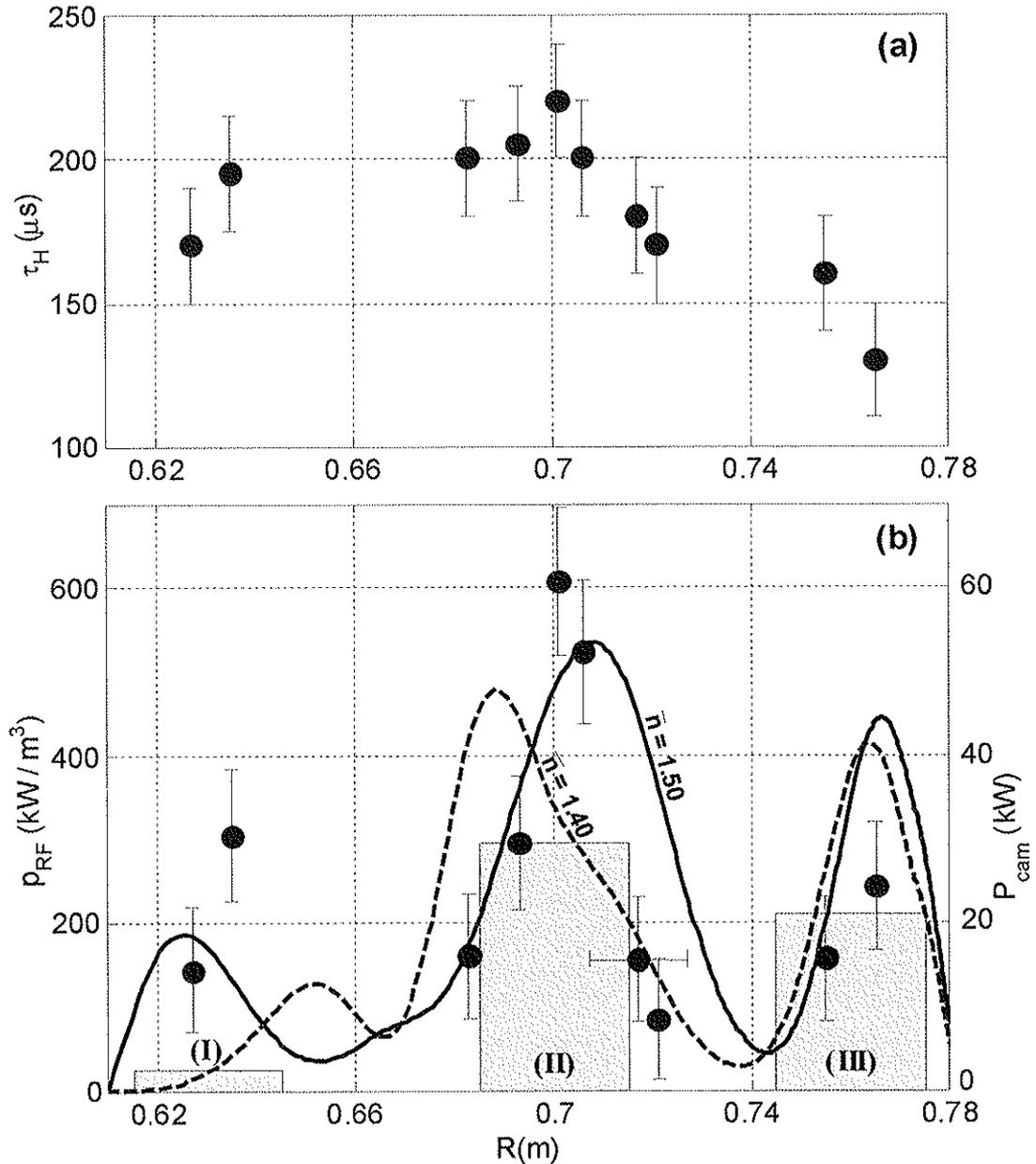
taxa de amostragem, todavia, o tempo de confinamento local ( $\tau_H$ ) e a densidade de potência RF absorvida em cada região do plasma ( $p_{RF}$ ) podem ser determinados de forma independente diretamente dos sinais experimentais, analisando-se a subida da temperatura no início do pulso RF.

Em uma primeira aproximação, vamos considerar que a condutividade térmica do plasma e a temperatura eletrônica são homogêneas em uma pequena região  $\Delta r$  do plasma, de forma que a evolução da temperatura local possa ser descrita através da equação de difusão de calor simplificada  $dT_e/dt = p_0 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \chi_e \partial T_e / \partial r) \approx p_0 + T_e(t) / \tau_H$ , onde  $\tau_H = \Delta r^2 / \chi_e$  é o tempo de confinamento de energia local na camada  $\Delta r$  considerada, e  $p_0$  é a potência por partícula dissipada nessa camada, suposta constante e homogênea. Essa equação possui soluções do tipo  $f(t) = T_0 + \Delta T_{exp} (1 - e^{-t/\tau_H})$ , onde  $T_0$  é a temperatura eletrônica antes da aplicação da potência externa e  $\Delta T_{exp} = p_0 \tau_H$  é a variação média de temperatura, atingida após estabilização do sinal ( $t \gg \tau_H$ ). Como o parâmetro  $\Delta T_{exp}$  é conhecido (definido pelos valores médios dos sinais nos intervalos de tempo escolhidos), podemos determinar qual o valor de  $\tau_H$  que melhor ajusta a função  $f(t)$  aos sinais do ECE no início do pulso RF e então calcular a potência absorvida por partícula  $p_0 = \Delta T_{exp} / \tau_H$ , que na realidade corresponde a taxa de crescimento inicial da temperatura ( $dT/dt = p_0$ ,  $t \ll \tau_H$ ), onde os efeitos de difusão ainda podem ser desprezados. Um exemplo dessa análise é mostrado na Fig. 6.16 para o pulso #10001. As retas horizontais representam os valores médios da temperatura antes (—) e durante (—) o pulso RF (e seus respectivos desvios), enquanto a curva contínua (—) corresponde à função  $f(t)$ , com  $\tau_H = 220\mu s$  e  $p_0 = 218 keV/s$ .



**Fig.6.16:** Análise da subida de temperatura em um sinal do ECE com alta taxa de amostragem. As retas horizontais correspondem aos valores médios da temperatura antes e durante o pulso RF, e a curva representa a função  $f(t) = T_0 + p_0 \tau_H (1 - e^{-t/\tau_H})$ , onde  $T_0 = 206 eV$ ,  $\tau_H = 220 \mu s$  e  $p_0 = 218 keV/s$ .

Esse procedimento foi aplicado para os disparos apresentados na Fig.6.15, e os valores do tempo  $\tau_H$  e da densidade de potência dissipada  $p_{RF} = p_0 \cdot n(r)$  são mostrados nas Figs.6.17 (a) e (b), respectivamente, onde a densidade local  $n(r)$  em cada região foi estimada segundo o perfil tradicional de densidade do TCABR. As curvas teóricas de dissipação de potência representadas em (b) foram normalizadas em relação à potência RF dissipada no plasma ( $P_{pla} \approx 50\text{kW}$ ).



**Fig.6.17:** Tempo de confinamento de energia local  $\tau_H$  (a) e densidade de potência dissipada  $p_{RF} = p_0 \cdot n(r)$  (b) como função do raio do plasma, obtidos através da análise dos sinais do ECE com alta taxa de aquisição de dados. Os retângulos representam as potências dissipadas nas regiões (I), (II) e (III), com escala à direita, calculadas através dos valores médios de  $p_{RF}$  obtidos em cada camada  $P_{cam} = \bar{p}_{RF} \cdot V_{cam}$ .

Na Fig. 6.17 (a) vemos que o tempo de confinamento de energia local encontrado não varia muito com o raio do plasma, sendo da ordem de  $\tau_H \approx 200\mu\text{s}$  em boa parte da coluna ( $R < 0,72\text{m}$ ), em concordância com as estimativas realizadas anteriormente (Fig.6.11). Esse valor, apesar de parecer pequeno, é da ordem do valor esperado a partir da relação  $\tau_H / \Delta R^2 \approx \tau_E / a^2$ , onde  $\tau_E$  é o tempo de confinamento de energia global do plasma, que é de aproximadamente  $\tau_E \approx 4\text{ms}$  para as condições do TCABR [22,88].

As densidades de potência locais encontradas (b) também estão em razoável concordância com os perfis teóricos, apesar da dissipação na região do contínuo parecer mais localizada do que o previsto. Os valores de  $p_{RF}$  obtidos próximo à periferia do plasma são um pouco menores do que o esperado, mesmo sem terem sido incluídas as contribuições dos modos eletrostáticos ( $M = +1$ ) nas curvas teóricas. Uma possível explicação para esses baixos valores encontrados vem do fato de não terem sido consideradas variações de densidade nos cálculos de  $p_{RF} = p_0 \cdot n(r)$ , as quais são maiores nas regiões mais externas do plasma, como foi verificado experimentalmente. Próximo a  $R \approx 0,72\text{m}$ , os valores experimentais de  $p_{RF}$  também são menores do que o esperado a partir das previsões teóricas. Contudo, é importante lembrar que uma pequena alteração no campo magnético entre os disparos considerados ( $\Delta B_0 \approx 0,01\text{T}$ ) pode deslocar a posição de medida do ECE significativamente, como está representado pela barra de erro horizontal em  $R = 0,717\text{m}$ . Além disso, devemos levar em conta que o aumento de densidade durante o pulso RF pode ter sido um pouco menor nesses disparos, de modo que seus resultados correspondam melhor a curva de deposição de potência calculada para  $\bar{n} \approx 1,4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .

Novamente foram estimadas as potências dissipadas nas três regiões do plasma ( I, II e III), agora a partir dos valores médios das densidades de potência encontradas em cada camada ( $P_{cam} = \bar{p}_{RF} \cdot V_{cam}$ ). Os resultados estão representados pelos retângulos em cinza na Fig.6.17(b), com escala à direita. Se compararmos esses valores com as estimativas anteriores, realizadas a partir das variações médias de temperatura (Fig.6.15), veremos que tanto no centro do plasma (I) como na região do contínuo de Alfvén (II), os valores são muito semelhantes. A potência dissipada na região (III), no entanto, é cerca de 25% maior do que o valor previamente encontrado. Essa diferença ocorre porque nas estimativas anteriores o tempo de confinamento de energia foi considerado igual

em todas as regiões do plasma,  $\tau_H \approx 200\mu s$ , valor que é aproximadamente válido para as regiões (I) e (II), mas não para região (III), como pode ser visto na Fig.6.17(a).

De qualquer modo, os resultados apresentados neste capítulo são bastante originais, pois confirmam, pela primeira vez, a deposição de energia bastante localizada das ondas de Alfvén no plasma, através da medida direta das temperaturas eletrônicas locais. Eles também mostram que o código cinético-toroidal descreve, com razoável precisão, a distribuição radial da potência RF dissipada no interior da coluna de plasma.

## 7. Conclusões e perspectivas futuras

Com base no que foi mostrado nesse trabalho, pode-se concluir que as investigações de aquecimento por ondas de Alfvén no TCABR foram realizadas com razoável êxito. Foi observado aumento significativo na temperatura média do plasma sob diversas condições com os dois tipos de antena utilizados, mesmo para valores relativamente modestos da potência dissipada no plasma ( $P_{pla} \approx 50\text{kW}$ ). Em alguns casos, foi verificada uma pequena queda na tensão de enlace durante o pulso RF ( $\sim 10\%$ ), que, na maioria das vezes, estava relacionada à queda da resistividade elétrica devido ao aquecimento do plasma, e não à geração não-indutiva de corrente. Em praticamente todos os experimentos, entretanto, houve indício de fortes modificações nos perfis de equilíbrio do plasma, como confirmam as alterações observadas no espectro das oscilações MHD e nas flutuações eletrostáticas durante a excitação das ondas de Alfvén.

Foi mostrado que o código cilíndrico é apropriado para a obtenção da curva de impedância de acoplamento do plasma, fornecendo um valor de  $Z_p$  semelhante ao encontrado pelo código cinético-toroidal, mas a distribuição radial de potência RF dissipada não é descrita corretamente, já que o primeiro não considera os harmônicos vizinhos gerados pelo plasma que depositam energia fora da região de dissipação do modo principal de Alfvén. A principal vantagem do código de fluidos em relação ao código cinético é a possibilidade de se incluir o espectro real gerado no vácuo diretamente como condição de contorno na superfície da antena, além de sua maior velocidade.

As modificações realizadas nas antenas de ondas de Alfvén alcançaram os objetivos propostos: a tensão de polarização dinâmica foi reduzida e o coeficiente de acoplamento antena-plasma aumentou. Entretanto, o acoplamento parasítico com a borda do plasma cresceu, devido à maior excitação de modos eletrostáticos ( $M = +1$ ), como mostrou a curva de impedância  $Z_p \times n$  determinada experimentalmente. Como consequência, houve maior injeção/ionização de impurezas próximo à periferia do plasma, o que foi confirmado por medidas bolométricas e de espectroscopia. Foi mostrado que, mesmo com um modelo bastante simples, os sinais da potência total irradiada e da emissão de raios-X moles podem ser usados para se calcular as evoluções temporais da temperatura média e da densidade do plasma com relativa precisão, assim como para estimar as variações de  $Z_{eff}$  durante o pulso RF. Com um modelo que considera as diversas componentes de

potência (perdida e/ou absorvida) no plasma, foi verificado que ocorre uma redução considerável no transporte térmico do plasma logo após a aplicação das ondas de Alfvén.

As medidas com o radiômetro ECE permitiram a determinação experimental (inédita) do perfil radial de deposição de potência das ondas de Alfvén no plasma, que mostrou boa concordância com o esperado pela teoria [68]. Através da análise dos sinais do ECE com alta taxa de amostragem, foi possível determinar o tempo de confinamento de energia local ( $\tau_H$ ) e a potência dissipada por partícula ( $p_0$ ) de forma independente. Os valores das densidades de potência locais ( $p_{RF} = p_0 \cdot n$ ) obtidas em diversas regiões do plasma estão de acordo com a potência total dissipada no plasma  $P_{pla}$ , fornecida pelo diagnóstico de potências.

Considerando-se a colaboração desse documento para o entendimento mais abrangente dos processos relacionados à propagação das ondas de Alfvén em tokamaks, fica reforçada a possibilidade de se utilizar sistemas baseados nestas ondas para o aquecimento auxiliar e controle dos perfis do plasma, em futuros reatores de fusão. Apesar de ainda não haver sido demonstrado aquecimento do plasma em condições relevantes à fusão no TCABR, ficou confirmada a deposição de potência bastante localizada dos modos de Alfvén, realçando sua utilidade para se alterar os perfis de equilíbrio do plasma (localmente), de modo a permitir o controle do fluxo cizalhado e viabilizar a criação de barreiras de transporte. Como esperado, ficou comprovada a necessidade de se excitar um espectro de ondas de Alfvén bastante selecionado para se evitar a deposição de energia próximo à borda do plasma, o que eleva a taxa de impurezas e causa aumento do transporte nesta região, com conseqüente deterioração do plasma periférico.

No sentido de se conseguir um espectro RF mais puro e de se aprimorar os experimentos com ondas de Alfvén no TCABR, as primeiras providências a serem tomadas são a re-implantação das quatro fases do gerador RF de potência e a instalação dos módulos adicionais de antenas. Nessas condições, o acoplamento parasítico com o plasma deve diminuir consideravelmente, de forma que aumento de densidade observado durante o pulso RF possa ser reduzido (ou até mesmo evitado). Ademais, já estão previstos experimentos com maior frequência de excitação RF, possibilitando a análise da deposição radial de potência fora da região de corte do ECE, e o estudo de modos com maior número de onda toroidal ( $N = -3$ ).

## 8. Referências

- [1] D.V.BARTLETT, R.J.BICKERTON, M.BRUSATI et al., *Nucl. Fusion*, **28-1**, 73 (1988);
- [2] G.T.A.HUYSMANS, W.KERNER, D.BORBA et al., *Phys. Plasmas*, **2(5)**, 1605 (1995);
- [3] C.E.THOMAS Jr., J.H.HARRIS, G.R.HASTE et al., *Fusion Technology*, **30**, 1 (1996);
- [4] G.TARDINI, A.G.PEETERS, G.V.PEREVERZEV et al, *Nucl. Fusion*, **42**, 258 (2002);
- [5] R.KOCH, *Transactions of Fusion Technology*, **33**, 209 (1998);
- [6] A.G.ELFIMOV, A.G.KIROV, V.P.SIDOROV, *High Frequency Plasma Heating*, Transl. series, AIP, New York (1992);
- [7] D.W.ROSS, G.L.CHEN, S.M.MAHAJAN, *Phys.Fluids*, **25**, 652 (1982);
- [8] T.H.STIX, *Waves in Plasmas*, AIP, New York (1992);
- [9] W.GROSSMAN and J.TATARONIS, *Z.Phys.* **261**, 217 (1973);
- [10] J.A.TATARONIS and W.GROSSMAN, *Nucl. Fusion*, **16**, 667 (1976);
- [11] A.HASEGAWA and L.CHEN, *Phys.Rev.Lett.* **32**, 454 (1974);
- [12] L.CHEN and A.HASEGAWA, *Phys.Fluids* **17**,1399 (1974);
- [13] A.HASEGAWA and L.CHEN, *Phys.Rev.Lett.* **35**, 370 (1975);
- [14] A.HASEGAWA and L.CHEN, *Phys.Fluids* **19**, 1924 (1976);
- [15] R.A.DEMIRKHANOV, A.G.KIROV, L.F.RUCHKO, A.V.SUKACHEV, *Soviet Phys. JET Letters*, **33**, 28 (1981);
- [16] A.G.KIROV, L.F.RUCHKO, *Controlled Fusion and Plasma Physics*, Oxford, **1**, 18 (1981);
- [17] S.N.GOLOVATO and J.L.SHOHETT, *Phys. Fluids*, **21**, 1421 (1978);

- [18] T.OBIKI, T.MUTOH, S.ADACHI, A.SAZAKI, A.IIYOSHY and K.UO, *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 812 (1977);
- [19] R. V. NIEUWENHOVE, R.KOCH, G.V.OOST, T.DELVIGNE, F.DUODIE, P.LAMALLE, R.LENERS, A.M.MESSIAEN, JONGENA, G.TELESKA, P.E.VANDENPLAS, G.V.WASSENHOVE and R.R.WEYNANTS, *Nucl.Fusion*, **31**, 1770 (1991);
- [20] W.D.BOOTH, M.E.OAKES and P.M.VALANJU, *Phys. Fluids*, 9-B2, 2024 (1990);
- [21] T.INTRATOR, P.PROBERT, S.WUKITCH et al., *Phys. Plasmas*, **2**, 2263 (1995);
- [22] A. de CHAMBRIER, G.A.COLLINS, Ch. HOLENSTEIN, B.JOYE, J.B.LISTER, J.M.MORET, S.NOWAK, A.POCHELON and W.SIMM, *Target Plasma Conditions in TCA*, CRPP Report, LRP 241/84 (1984);
- [23] R.MAJESKI, P.H.PROBERT, T.TANAKA et al.; *Fusion Eng. and Des.* **24**, 159 (1994);
- [24] R.MAJESKI, P.PROBERT, P.MOROZ et al., *Phys. Fluids* **B5**, 2506 (1993);
- [25] S.WUKITCH, C.LITWIN, M.HARPER, R.PARKER and M.HERSHKOWITZ, *Phys. Rev. Lett.*, 77-2, 294 (1996);
- [26] K. APPERT, R.GRUBER, and J.VACLAVIK, *Plasma Phys.* **24**, 1147(1992) ;
- [27] K.APPERT and J.VACLAVIK, *Plasma Phys.*, **25**, 551 (1983);
- [28] K.APPERT, J.VACLAVIK and L.VILLARD, *Phys. Fluids* **27(2)**, 432 (1984);
- [29] K. APPERT, B.BALET and J.VACLAVIK, *Phys. Lett.* **A87**, 233 (1982);
- [30] A.CHAMBRIER, A.CHEETHAM, A.HEYM et al, *Alfvén Waves Absorption Studies in TCA Tokamak*, CRPP Report, LRP 214/84 (1984);
- [31] A.CHAMBRIER, A.HEYM, F.HOFMANN et al, *Plasma Physics*,**25-9**, 1021 (1983);
- [32] B.JOYE, A.LIETTI, J.B.LISETR, V.M.MORET and W.SIMM, *Phys. Rev. Lett*, 56(23), 2481 (1986);

- [33] G.A.COLLINS, F.HOFMANN, B.JOYE et al., *Phys.Fluids* **29**, 2260 (1986);
- [34] H.WEISEN, K.APPERT, G.G.BORG et al., *Phys. Lett.* **63**, 2476 (1989);
- [35] G.G.BORG and B.JOYE, *Nuclear Fusion* **32**, 801 (1992);
- [36] G.G.BORG, J.B.BLISTER, S.DALLA PIAZZA et al., *Nuclear Fusion* **33**, 841 (1993);
- [37] I.NASCIMENTO, R.GALVÃO, A.TUSZEL, F.DEGASPERI and L.RUCHKO; *Project TCABR: A Middle Size Tokamak in Brazil*, ICPP94 (F. Iguaçu - BR), **v.1**, p.69 (1994);
- [38] A.G.ELFIMOV, R.M.O.GALVÃO, I.C.NASCIMENTO and G.AMARANTE-SEGUNDO, *Plasma Phys. Cont. Fusion*, **39**, 1551 (1997);
- [39] R.M.O.GALVÃO, A.G.ELFIMOV, G.AMARANTE-SEGUNDO, V.S.TSYPIN, L.F.RUCHKO, I.C.NASCIMENTO and M.TENDLER, *Plasma Phys. Cont. Fusion*, **41**, A487 (1999);
- [40] A.G.ELFIMOV, R.M.O.GALVÃO, I.C.NASCIMENTO and G.AMARANTE-SEGUNDO, *Plasma Phys. Cont. Fusion*, **40**, 451 (1998);
- [41] G.AMARANTE-SEGUNDO, A.G.ELFIMOV, D.W.ROSS, R.M.O.GALVÃO, *Phys. Plasmas*, **6**, 2437 (1999);
- [42] G.AMARANTE-SEGUNDO and R.M.O.GALVÃO, *Comments on Plasma Phys. Cont. Fusion*, **18-5**, 335 (1998);
- [43] G.AMARANTE-SEGUNDO, *Análise Numérica do Aquecimento de Plasma, Geração de Corrente e Fluxo por Ondas de Alfvén no Tokamak TCABR*, Tese de Doutorado, IFUSP (2000);
- [44] L.RUCHKO, M.ANDRADE and R.GALVÃO, *Nucl. Fusion* **36**, p.503 (1996);
- [45] RUCHKO, L. F.; GALVÃO, R. M. O.; NASCIMENTO, I. C.; OZONO, E.; DESGAPERI, F. T.; LERCHE, E. A., *Fusion Technology*, **24**, p.581, Netherlands (1996).

- [46] RUCHKO, L. F.; OZONO, E.; GALVÃO, R. M. O.; NASCIMENTO, I. C.; DESGAPERI, F. T.; LERCHE, E. A.; *Fusion Engineering And Design*, v.43, p.15-28, Netherlands (1998);
- [47] RUCHKO, L. F.; LERCHE, E. A.; GALVÃO, R. M. O.; OZONO, E.; FAGUNDES, A.; NASCIMENTO, I. C.; *Alfvén Wave Spectrum Control in Heating and Current Drive Experiments*, Proc.of XX-SOFT98 , Marseille, **1**, 291 (1998);
- [48] LERCHE, E. A.; RUCHKO, L. F.; OZONO, E.; GALVÃO, R. M. O.; DEGASPERI, F. T.; NASCIMENTO, I.C.; *Preliminary Experimental Study of the Antenna Module for Alfvén Wave Excitation in TCABR Tokamak*, Proc.of LAWPP98 (Tandil), v.1, p.II4.1-II4.5 (1998);
- [49] OZONO, E.; RUCHKO, L. F.; LERCHE, E. A.; GALVÃO, R. M. O.; NASCIMENTO, I. C.; DEGASPERI, F.T.; *Development of Alfvén Wave Antenna System for TCABR Tokamak*, Proc.of LAWPP98 (Tandil), v.1, p.II3.1-II3.7 (1998);
- [50] OZONO, E. M.; BAGNATO, O. R.; TAKAHASHI, J.; RUCHKO, L. F.; GALVAO, R. M. O.; LERCHE, E. A.; DEGASPERI, F. T.; NASCIMENTO, I. C.; *Revista Brasileira de Aplicações de Vácuo*, v.19, p.24, Brasil (2000);
- [51] RUCHKO, L. F.; OZONO, E.; LERCHE, E. A.; GALVÃO, R. M. O.; ELFIMOV, A. G.; KUSNETSOV, Y. K.; NASCIMENTO, I. C.; FAGUNDES, A. N.; SÁ, W. P.; SANADA, E.; ELIZONDO, J. I.; CAMPOS, D. O.; VALENCIA, R.; VANNUCCI, A.; HELLER, M. V. P.; CALDAS, I. L.; TSYPIN, V. S.; FERREIRA, A. A.; SAETTONE, E. A. S.; SEVERO, J. H. F.; BELLINTANI, V.; *Experimental Study of Plasma Heating and Non-Inductive Current Drive in the TCABR Tokamak by New Alfvén Wave Antenna System*, Proc.of ICPP2000 (Quebec), v.3, p.824-827 (2000);
- [52] LERCHE, E. A.; OZONO, E. M.; RUCHKO, L. F.; GALVAO, R. M. O.; ELFIMOV, A. G.; TSYPIN, V.; SANADA, E.; SÁ, W. P.; NASCIMENTO, I. C.; KUZNETSOV, Y. K.; FAGUNDES, A. N.; VANNUCCI, A.; CAMPOS, D.; ELIZONDO, J. I.; SEVERO, J. H. F.; SAETTONE, E. A. S.; BELLINTANI, V.; FERREIRA, A.A.; *Preliminary Results on Alfvén Wave Heating in the TCABR Tokamak*, AIP Conf. Proc., **563**, 191 (2001);

- [53] GALVÃO, R. M. O.; BELLINTANI JR, V.; BENGSTON, R. D.; ELFIMOV, A. G.; ELIZONDO, J. I.; FAGUNDES, A. N.; FERREIRA, A. A.; FONSECA, A. M. M.; KUZNETSOV, Y. K.; LERCHE, E. A.; NASCIMENTO, I. C.; RUCHKO, L. F.; SÁ, W. P.; SAETTONE, E. A.; SANADA, E.; SEVERO, J. H. F.; SILVA, R. P.; TSYPIN, V. S.; USURIAGA, O. C.; VANNUCCI, A.; *Plasma Physics And Controlled Fusion*, **43**, p.A299-A312 (2001).
- [54] RUCHKO, L. F.; LERCHE, E. A.; GALVÃO, R. M. O.; ELFIMOV, A. G.; NASCIMENTO, I. C.; SÁ, W. P.; SANADA, E.; ELIZONDO, J. I.; FERREIRA, A. A.; SAETTONE, E. A.; SEVERO, J. H. F.; BELLINTANI JR,V.; USURIAGA, O. C.; *Brazilian Journal of Physics*, **1** p.57-64, Brazil (2002).
- [55] LERCHE, E. A.; OZONO, E. M.; RUCHKO, L. F.; GALVAO, R. M. O.; ELFIMOV, A.G.; *Recent Results of Alfvén Wave Studies in TCABR*, AIP Conf. Proc., **669**, p.195, (2003);
- [56] E.OZONO, *Desenvolvimento de Sistema de Excitação de Ondas de Alfvén no TCABR*, Tese de Doutorado, IFUSP (2000);
- [57] E.A.LERCHE, *Desenvolvimento e Caracterização dos Sistemas de Alimentação e Diagnóstico para a Excitação de Ondas de Alfvén no Tokamak TCABR*, Dissertação de Mestrado, IFUSP (1998);
- [58] V.BELLINTANI Jr., R.M.O.GALVÃO, A.VANNUCCI, J.H.VUOLO, L.RUCHKO, I.C.NASCIMENTO, J.I.ELIZONDO, L.LIN, M.JUNI, P.F.TAVARES and R.L.CALLEJAS, *Bolometric Calibration for TCABR Performed with a Synchrotron Light Source*, AIP Conf. Proc., **563**, 161 (2001);
- [59] V.BELLINTANI Jr. and R.M.O.GALVÃO, *Measurements of Radiated Power on TCABR*, Proc. of VI EBF - Campos do Jordão, (2001);
- [60] J.H.F.SEVERO, *Estudo da Rotação de Plasma no TCABR*, Tese de Doutorado, IFUSP (2003);
- [61] J.H.F.SEVERO, I.C.NASCIMENTO, V.TSYPIN and R.M.O.GALVÃO, *Plasma Residual Rotation in TCABR Tokamak*, a ser publicado em Nucl. Fusion (2003);

- [62] E.A.SAETTONNE and A.VANNUCCI, *Mirnov Oscillations in the TCABR Tokamak*, AIP Conf. Proc., **563**, 185 (2001);
- [63] E.A.SAETTONNE, A.VANNUCCI, F.T.DEGASPERI, R.M.O.GALVÃO, Yu.KUZNETSOV, E.K.SANADA and I.C.NASCIMENTO, *Brazilian Journal of Physics*, **32-1**, 30 (2002);
- [64] A.A.FERREIRA, M.V.A.HELLER and I.L.CALDAS, *Electric Probe Measurements in the TCABR tokamak*, Proc. of **V EBFP** – Águas de Lindóia, **1**, 56 (1998);
- [65] A.A.FERREIRA, M.V.A.HELLER and I.L.CALDAS, *Physics of Plasmas*, **7**, 3567 (2000);
- [66] M.V.A.HELLER, A.A.FERREIRA, I.L.CALDAS, M.S.BAPTISTA, E.A.LERCHE, L.F.RUCHKO, *Plasma Turbulence at the TCABR Tokamak Scrape-off Layer*, submetido a *Physics of Plasmas* (2003);
- [67] R.P. da SILVA and A.M.M.FONSECA, *ECE Emission in Thermal and Non-thermal discharges in TCABR Tokamak*, Proc. of 30th EPS, St. Petersburg, (2003);
- [68] E.A.LERCHE, A.M.M.FONSECA, L.F.RUCHKO, A.G.ELFIMOV, R.M.O.GALVÃO, V.BELLINTANI Jr., J.I.ELIZONDO, A.N.FAGUNDES, Yu.K.KUZNETSOV, I.C.NASCIMENTO, E.M.OZONO, W.P.de SÁ, E.A.O.SAETTONNE, E.K.SANADA, J.H.F.SEVERO, R.P.da SILVA, O.C.USURIAGA and A.VANNUCCI, *Evidence of Localized Alfvén Wave Heating in TCABR*, submetido a *Phys. Rev. Lett* (2003);
- [69] HANNES ALFVÉN, *Nature*, **150**, 450 (1942);
- [70] R.CROSS, *An Introduction to Alfvén Waves*, Ed. Adam Hilger, Philadelphia (1987);
- [71] A.HASEGAWA and C.UBEROI, *The Alfvén Wave*, U.S.Dep. of Energy (1982)
- [72] K. APPERT, J.VACLAVIK and L.VILLARD, *Introduction to the Theory of Alfvén Wave Heating*, CRPP Report, LRP 238/84 (1984);
- [73] N.KRALL and A.TRIVELPIECE, *Principles of Plasma Physics*, Ed. San Francisco, San Francisco (1986);

- [74] A.ALEXANDROV, L.BOGDANKEVICH and A.RUCHADZE, *Principles of Plasma Electrodynamics*, Ed. Springer, Berlin (1984);
- [75] J.A.BITTENCOURT, *Fundamentals of Plasma Physics*, Pergamon Press, Oxford (1986);
- [76] MICHELIS.C et al, *Nucl. Fusion*, **21**, 677 (1981);
- [77] A.G.ELFIMOV, J.A.TATARONIS and N.HERSHKOWITZ, *Phys. Plasmas*, **1**, 2637 (1994);
- [78] T.INTRATOR, M.VUKOVIC, A.ELFIMOV, P.H.PROBERT and G.WINZ et al., *Phys. Plasmas*, **3**, 1054 (1996);
- [79] T.INTRATOR, P.H.PROBERT, M.VUKOVIC et al, *Phys. Plasmas*, **3**, p.1331 (1996);
- [80] GALVAO, R. M. O.; KUSNETSOV, Y. K.; NASCIMENTO, I. C.; SANADA, E.; CAMPOS, D. O.; ELFIMOV, A. G.; ELIZONDO, J. I.; FAGUNDES, A. N.; FERREIRA, A. A.; FONSECA, A. M. M.; LERCHE, E. A.; LOPEZ, R.; RUCHKO, L. F.; SÁ, W. P.; SAETTONE, E. A.; SEVERO, J. H. F.; SILVA, R. P.; TSYPIN, V.S.; VALENCIA, R.; VANNUCCI, A.; *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **43**, p.1181-1190, (2001);
- [81] A.VANNUCCI et al., *Impurity Pellet Injector for the TCABR Tokamak*, a ser apresentado no X-LAWPP – Campos do Jordão (2003);
- [82] A.VANNUCCI et al., *Soft X-ray Detection in TCABR Tokamak*, relatório interno LFP-IFUSP, (2003);
- [83] A.N.FAGUNDES, W.P. de SÁ, P.M.S.A.COELHO, *TCABR Data Acquisition System*, *Fus. Eng. Design*, **48**, 213 (2000);
- [84] J.JACKSON, *Classical Electrodynamics*, Ed. John Wiley & Sons, New York (1975);
- [85] CHUI, C.K. , *Wavelets: a tutorial in theory and applications*, Academic Press, New York (1992);
- [86] G.Y.ANTAR, P.DEVYNCK, X.GARBET et al., *Phys. Plasmas*, **8(5)**, p.1612 (2001);

- [87] A.P.VASILIEV, G.G.DOLGOV-SAVELIEN, V.I.KOGAN, *Impurity Radiation*, **3**, 655 (1963);
- [88] S.NOWAK, *Bolometrische Messungen des Strahlungsverlustes am Tokamak TCA*, Dissertação de Mestrado, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (1986);
- [89] M.BONATICI et al., *Nucl. Fusion*, **23(9)**, 1153 (1983);
- [90] D.CHEENA REDDY and T.EDLINGTON, *Rev. Sci. Instrum*, **67(2)**, 462 (1996);
- [91] H.KNOEPFEL and D.A.SPONG, *Nucl. Fusion*, **19**, 785 (1979);
- [92] F. Engelmann and M. Curatolo, *Cyclotron Radiation from a Rarefied Inhomogeneous Magnetoplasma*, *Nucl. Fusion*, **13**, 497 (1973);
- [93] W.P. de SÁ, *Reconstrução de Equilíbrio no Tokamak TCABR*, Tese de Doutorado, IFUSP (1996);

## APÊNDICE A: Estimativa de $T_e$ e $Z_{\text{eff}}$ a partir dos diagnósticos básicos

### 1. Perfis e valores médios

#### a) Perfis radiais adotados

- Densidade :  $n(r) = n_0 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{\alpha_n}$ ,
- Temperatura :  $T(r) = T_0 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{\alpha_T}$
- Densidade de corrente :  $j(r) = j_0 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{\alpha_j}$

#### b) Valores médios

- Densidade média :  $\bar{n} = \frac{2}{a^2} \int_0^a n(r) r dr \xrightarrow{\text{perfil}} \bar{n} = \frac{n_0}{1 + \alpha_n}$
- Temperatura média :  $\bar{T}_n = \frac{1}{\bar{n}} \frac{2}{a^2} \int_0^a n(r) T(r) r dr \xrightarrow{\text{perfil}} \bar{T}_n = \frac{T_0 (1 + \alpha_n)}{1 + \alpha_n + \alpha_T}$
- Densidade de corrente média  $\bar{j} = \frac{2}{a^2} \int_0^a j(r) r dr \xrightarrow{\text{perfil}} \bar{j} = \frac{j_0}{1 + \alpha_j}$

onde o índice '0' indica os respectivos valores no centro da coluna de plasma.

### 2. Diagnósticos utilizados

- Tensão de enlace :  $V_{\text{loop}} [V]$
- Corrente de plasma :  $I_p [A]$
- Beta diamagnético :  $\beta_d = \beta_\theta$
- Densidade de linha na corda ( $x_c = -1\text{cm}$ ) :  $\boxed{\bar{n}_{\text{linha}} \approx \frac{2}{3} n_0} \quad [10^{19} / m^3]$

### 3. Grandezas estimadas

a) Pressão cinética média ( $\bar{P}_{cin}$ )

$$\text{Temos } \beta_0 = \frac{\bar{P}_{cin}}{\bar{P}_{mag}} \approx \frac{\langle nk_B T_e \rangle}{B_0^2(a)/2\mu_0}, \text{ onde } B_0(a) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a}.$$

$$\text{Portanto } \bar{P}_{cin} = \frac{\mu_0}{8\pi^2 a^2} \beta_d I_p^2 \longrightarrow \boxed{\bar{P}_{cin} \approx 4,9 \cdot 10^{-7} \beta_d I_p^2} \quad (\text{A3.0})$$

b) Resistividade paralela ( $\eta_{||}$ )

$$\text{Temos } \eta_{||}(r) = \frac{E_{||}}{j_{||}(r)} \approx \frac{V_{loop}}{2\pi R_0} \frac{1}{j_z(r)}$$

Então a resistividade paralela no centro do plasma é dada por

$$\eta_{||}^{(0)} = \frac{V_{loop}}{2\pi R_0} \frac{1}{j_0} \approx \boxed{\frac{0,2a^2 V_{loop}}{R_0 I_p}}, \quad (\text{A3.1})$$

$$\text{onde } I_p = 2\pi \int_0^a j(r)rdr = \frac{j_0}{1+\alpha_j} \pi a^2, \quad \alpha_j = 2.5.$$

c) Temperatura eletrônica média ( $\bar{T}_n$ )

$$\text{Temos } \bar{T}_n = \frac{\langle nT_e \rangle}{\langle n \rangle} \approx \frac{\bar{P}_{cin}/k_B}{\langle n \rangle} \xrightarrow{\text{perfil}} \boxed{\bar{T}_n = \frac{3}{2} \frac{\bar{P}_{cin}}{k_B n_0}}, \quad (\text{A3.2})$$

onde desprezamos a contribuição iônica ( $T_i \ll T_e$ )

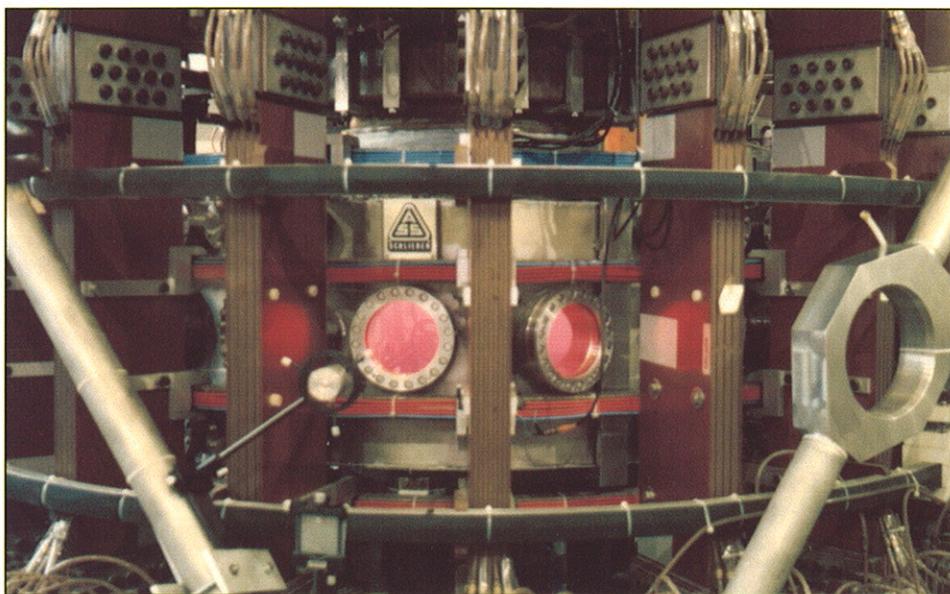
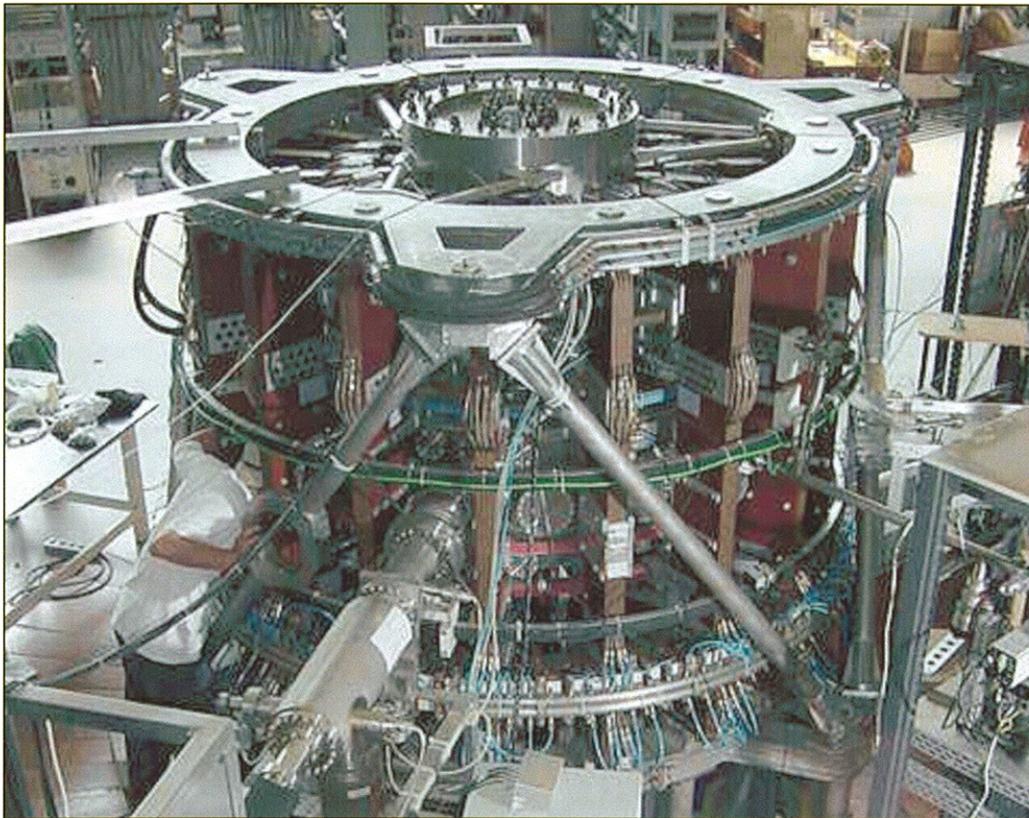
d) Carga efetiva ( $Z_{eff}$ )

$$\text{Fórmula de Spitzer (clássica): } \eta_{||}(T_e) = 1,32 \cdot 10^{-4} Z_{eff} \alpha(Z_{eff}) \frac{\ln \Lambda_{ei}}{T_e^{3/2}},$$

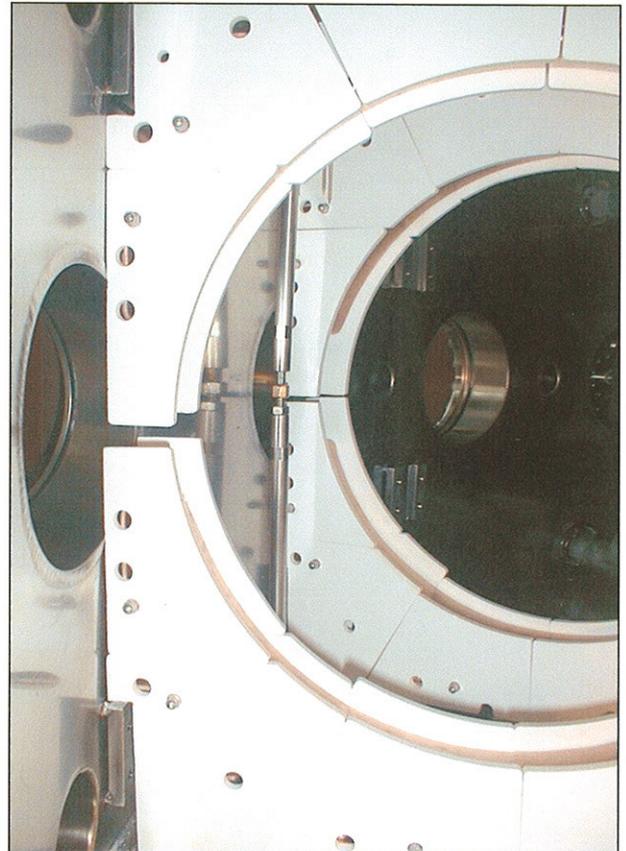
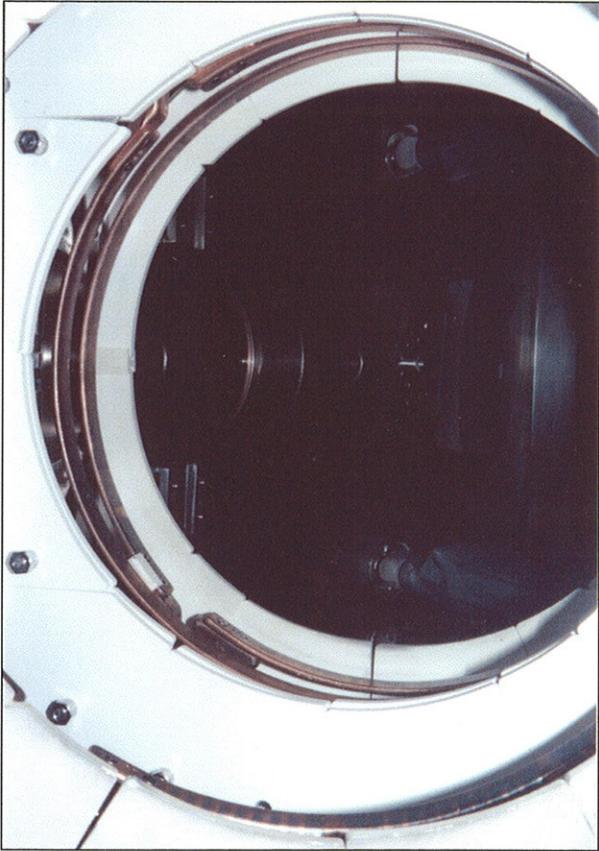
$$\text{onde } \alpha(Z_{eff}) = \frac{2.67 + Z_{eff}}{3.4(1.13 + Z_{eff})} \approx 0,4 \quad \text{e } \ln \Lambda_{ei} \approx 16 \quad \text{é o logaritmo de Coulomb.}$$

$$\text{Portanto } \boxed{Z_{eff} \approx 1180 \cdot \eta_{||}(\bar{T}_n) \cdot \bar{T}_n^{3/2}} \quad (\text{A3.3})$$

## APÊNDICE 2: Fotografias



**O Tokamak TCABR**



**(Tipo I)**

**(Tipo II)**

## **As Antenas de Ondas de Alfvén**