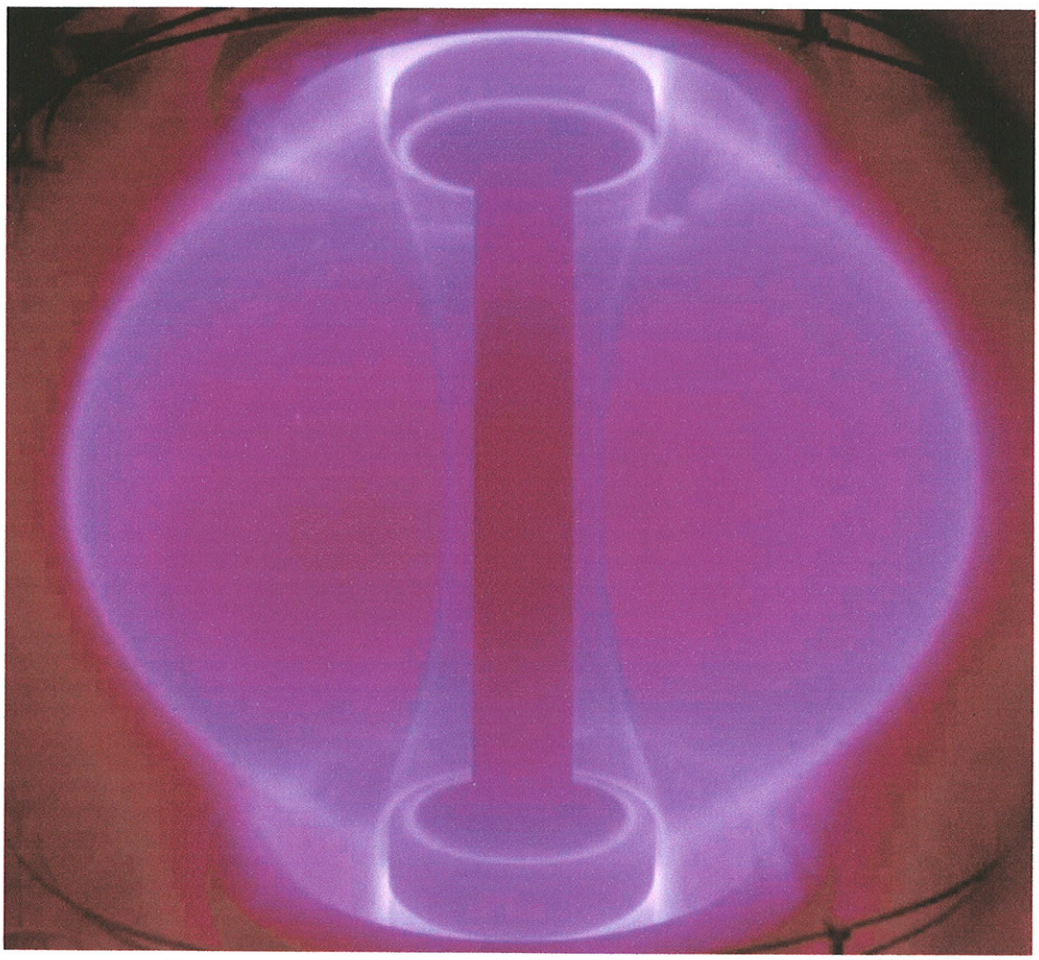
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

ESTUDO EXPERIMENTAL DOS REGIMES DE OPERAÇÃO DA DENSIDADE DO PLASMA NO TOKAMAK START E SISTEMAS DE DIAGNÓSTICOS

CELSO RIBEIRO



SÃO PAULO
2003

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

INSTITUTO DE FISICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3988 ex. 1

ESTUDO EXPERIMENTAL DOS REGIMES DE OPERAÇÃO DA DENSIDADE DO PLASMA NO TOKAMAK START E SISTEMAS DE DIAGNÓSTICOS

CELSO RIBEIRO

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão

Tese apresentada no Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Banca Examinadora
Prof. Dr. Álvaro Vanucci (IFUSP)
Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva (IFUSP)
Dr. Edson Del Bosco (INPE)
Dr. Gerson Otto Ludwig (INPE)
Prof. Dr. Roberto Antônio Clemente (UNICAMP)

SÃO PAULO
2003

SBI-IFUSP
305M810T3988

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

dd. 12/12/03

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

Ribeiro, Celso

Estudo Experimental dos Regimes de Operação da Densidade do Plasma no Tokamak START e Sistemas de Diagnósticos. São Paulo, 2004.

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 Esférico; 3. START;
4. Plasmas.

USP/IF/SBI-011/2004

Resumo

Tokamaks de baixa razão de aspecto (LART), também chamados tokamaks esféricos (ST), são dispositivos concebidos teoricamente para ter um alto fator β_T, típico de um dispositivo de efeito estrição de campo reverso (RFP) ou Spheromak ($\beta_T \rightarrow \infty$, mas com geometria similar a um ultra-LART), porém mantendo o confinamento de um tokamak convencional, adicionado às melhores propriedades de estabilidade. Aqui $\beta_T \equiv (1/V_p) \int p dV/(B_{T\circ}^2/2\mu_\circ)$, $B_{T\circ} \equiv B_T^{vac.}(R_\circ)$ e p é a pressão do plasma. START foi o primeiro LART a demonstrar essas características em temperaturas de $T_i \simeq T_e \sim 10^2\, eV$.

O trabalho descrito nesta tese teve como objetivo o desenvolvimento e a utilização de sistemas de diagnósticos para o estudo dos regimes de operação da densidade do plasma no START.

Desenvolveu-se um interferômetro de dupla-passagem de feixe ao longo do plano médio horizontal do vaso, com a finalidade de medir a densidade média de linha do plasma. Esse interferômetro era composto de um laser HCN ($337\mu m$), uma mesa óptica e detectores (díodos Schottky). Mediu-se $\overline{n}_e < 10^{18} - \gtrsim 2 \times 10^{20} m^{-3}$.

Desenvolveu-se um sistema de pré-ionização por ondas ressonantes elétron-ciclotrônicas, baseado num gerador klystron de $6GHz$ e $P_{ECR-P} \leq 3kW$, para o auxílio na ruptura elétrica do gás no regime Tokamak, reduzindo o valor do fluxo magnético necessário para romper e manter a descarga e aumentar sua reprodutibilidade. Observou-se, a pressões de preenchimento $1,1-1,5\times10^{-5} mbar$, uma maior reprodutibilidade da descarga e redução do tempo de ruptura do gás com o aumento de P_{ECR-P}.

Colocou-se também em operação um injetor de pastilhas criogênicas ($8-9K$) de deutério, D_2, com o objetivo de aumentar a densidade do plasma. Esse era do tipo canhão de gás, de uma única pastilha com valores de massa $\sim 3 \times 10^{19}$ átomos e velocidade de $50-400m/s$, propulsionadas por gás H_2 ($0-4bar$). Pastilhas foram injetadas da parte superior do START, quase verticalmente, na região de alto campo magnético do vaso, em regimes ôhmico e aquecido por feixes de partículas neutras (NBI), de alto e baixo β_T, aumentando substancialmente a densidade.

Com o uso desses diagnósticos, estudaram-se os regimes de alta e baixa densidade. Com injeção de gás, obteve-se $\overline{n}_e^{max} = 1,0\times10^{20}$ (densidade de Greenwald $N_G^{max} \simeq 0,9$) e observou-se a contração da coluna do plasma e o colapso das descargas em duas fases, semelhante ao que ocorre nos Tokamaks convencionais. Observou-se um aumento da densidade com o uso de NBI, mas não da densidade de Greenwald. Obteve-se, também, via injeção de pastilha, simultaneamente, altas densidades ($N_G \approx 1,0-1,1$), grande eficiência de reposição de partículas ($\sim 100\%$) e melhoria no confinamento em descargas de altos valores de β_T ($\sim 23-27\%$). É provável que o limite de pressão tenha sido atingido.

Elétrons energéticos ("runaways") e oscilações ($\sim 0,12MHz$) em formato de pacotes de onda de freqüência $\sim 0,9MHz$ foram observados em baixa densidade ($I_p \approx 167kA$, $\overline{n}_e \approx 0,33 \times 10^{19}m^{-3}$). A velocidade equivalente da corrente de plasma, $\approx 1,4 \times 10^6 m/s$, era próxima de $\gtrsim 1,6 \times 10^6 m/s$, que é a velocidade limite para o aparecimento da instabilidade de elétrons energéticos ("fan instability") proposta por Parail e Pogutse e baseada no mecanismo relativo ao efeito ressonante Doppler anômalo, embora, classicamente, a velocidade crítica para o aparecimento dos elétrons energéticos fosse maior, isto é, $\approx 3,6 \times 10^6 m/s$. O modelo de Moghaddan, entretanto, prevê a existência de instabilidades acionadas pelo efeito Doppler anômalo em nossa condição experimental, isto é, $E_T/E_T^c \approx 0,08$ e $\omega_{pe}/\omega_{ce} \approx 1,7$, em que E_T^c é o campo elétrico toroidal crítico e ω_{pe} e ω_{ce} são, respectivamente, as freqüências do plasma e a ciclotrônica dos elétrons.

Provou-se que um LART, como o START, operando em alto valor de β_T pode atingir altas densidades, mantendo boas propriedades de confinamento e alta retenção e eficiência de reposição de partículas, através de injeção de pastilhas criogênicas, além de manter um desempenho e fenomenologia similar aos Tokamaks convencionais de pequeno porte quanto à densidade limite superior, operando sem injeção de pastilhas. Existem também similaridades na fenomenologia a baixas densidades, mas com melhores propriedades de transporte sob instabilidades no plasma do START.

Abstract

Low Aspect Ratio Tokamaks (LARTs) or "Spherical Tokamaks" (STs) are devices theoretically conceived to have the high toroidal β_T of the Reversed-Field Pinch and Spheromak ($\beta_T \rightarrow \infty$ but similar geometry to an ultra-LART) whilst retaining the confinement of the conventional Tokamak together with improved stability. Here, $\beta_T \equiv (1/V_p) \int p dV/(B_{T\circ}^2/2\mu_\circ)$, $B_{T\circ} \equiv B_T^{vac.}(R_\circ)$, and p is the plasma pressure. START was the first LART to demonstrate these features at temperatures of $T_i \simeq T_e \sim 10^2$eV.

The work described in this thesis has aimed to develop and use diagnostics and their use for studying the density operating regimes on START.

A double-pass mid plane inteferometer was commissioned for measuring the plasma density. This system was composed by an existing HCN laser (337μ), an optical table, and detectors (Schottky diodes). Values of $\overline{n}_e < 10^{18} - \gtrsim 2 \times 10^{20} m^{-3}$ were measured.

An electron cyclotron resonance (ECR-P) pre-ionization system was also commissioned, based on a $6GHz$, $\leq 3kW$ microwave generator, for facilitating the gas eletrical breakdown in Tokamak regime, thus reduzing the needed magnetic flux for breakdown and maintaining the discharge, and increase the discharges reproducibility. On the range of $1.1-1.5\times10^{-5} mbar$, discharges reproducibility and a reduction on the breakdown time with P_{ECR-P} increase were both observed.

A cryogenic ($8-9K$) deuterium pellet injector was also commissioned, aiming to increase the plasma density. The injector was a single shot gas-gun type and the pellets contained $\sim 3\times10^{19}$ atoms, launched at velocities of $50-400m/s$, and were propelled byH_2 gas ($0-4bar$). Vertical injection at high magnetic field side (HFS) from the START top vessel was adopted. Injection in low and high β, Ohmic and NBI (neutral beam injection) heated plasmas, were explored, and substantial density increase was observed.

By using these diagnostics, the high and low density plasmas were studied. Values of $\overline{n}_e^{max} = 1.0\times10^{20}$ and Greenwald density of $N_G^{max} \simeq 0.9$ ($I_p = 177kA$, $a = 0.22m$, both by the equilibrium reconstruction code EFIT) were attained by using gas. Plasma contraction, and the discharge collapse in two phases, typical of conventional Tokamaks, were observed. The value of absolute density increased with NBI but the Greenwald scaling remained the same. High density ($N_G \approx 1.0-1.1$), fuelling efficiency ($\sim 100\%$), and confinement improvement in high β_T ($\sim 23-27\%$) discharges, were simultaneously observed. The pressure limit was possibly reached.

Runaway electrons and wave package oscillations ($\sim 0.12MHz$ and $\sim 0.9MHz$), were observed at low densities ($I_p \approx 167kA$, $\overline{n}_e \approx 0.33\times10^{19} m^{-3}$). The current velocity equivalent of $\approx 1.4\times10^6 m/s$ is close to $\gtrsim 1.6\times10^6 m/s$, the critical velocity for the onset of the fan instability proposed by Parail and Pogutse

which is based on the anomalous Doppler resonance effect. They are both below the classical velocity for the onset of the runway instablity, i.e. $\approx 3.6 \times 10^6 m/s$. However, the Moghaddan model, also based on the anomalous Doppler resonance effect, predicts the existence of this instability for our experiments, i.e. $E_T/E_T^c \approx 0.08$ and $\omega_{pe}/\omega_{ce} \approx 1.7$, where E_T^c is the critical toroidal electric field and ω_{pe} e ω_{ce} are the plasma and electron cyclotron frequencies, respectively.

It was proved that an LART like START can reach high densities whilst retaining good energy confinement and obtain high particle retainment and fuelling properties, with cryogenic pellet injection at high β_T plasmas. Similar performance and phenomenology to small conventional Tokamaks operating at the density limit, with no pellet injection, was also observed. There is also similarities on the phenomenology at low density, but with better transport properties under instabilities in START plasmas.

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão, por sua orientação, presteza, e paciência.

A todo o grupo do START de Culham Science Centre, Inglaterra, pelo espírito de equipe inigualável.

A todo o Grupo de Teoria e técnicos de Culham, sempre prestativos.

A equipe do TCABR pelo "reacolhimento".

Ao Conselho Nacional de Pesquisas (CNPq) e a Fundação de Amparo à Pesquisa pelo suporte financeiro no exterior e no Brasil, respectivamente.

A todos meus amigos espalhados pelo planeta. Se eu começasse a citar um a um e sua importância, certamente não terminaria este trabalho....

Aos meus pais e irmãos, pelo apoio transoceânico e eterno.

Índice

Resumo **5**

Abstract **7**

Agradecimentos **9**

1 Introdução **12**

1.1 Fusão Nuclear 12

1.2 Tokamaks 17

1.3 Conceito de Tokamak Esférico 19

1.4 Descrição e Objetivos desta Tese 20

2 Densidade do Plasma em Tokamaks **21**

2.1 Limite Superior de Densidade 21

2.1.1 Experimentos Antigos 22

2.1.2 Experimentos Recentes 25

2.1.3 Mecanismos Físicos e Dependência dos Parâmetros do Plasma 27

2.1.4 Teorias 29

2.2 Limite Inferior de Densidade 30

2.2.1 Teorias e Experimentos 32

2.2.2 Leis de Escala 34

3 Experimento START **35**

3.1 Concepção Básica e Funcionamento 35

3.2 Diagnósticos e Sistemas Auxiliares 38

4 Interferômetro HCN **44**

4.1 Arranjo Experimental 44

4.2 Mesa Óptica 46

4.3 Detectores 47

5 Pré-ionização por Ondas Ciclotrônicas dos Elétrons (ECR-P) **49**
5.1 Introdução 49
5.2 Sistema de ECR-P no START: Características Técnicas 50
5.3 ECR-P na Presença do Campo Magnético Toroidal 52
5.4 ECR-P em Regime Tokamak 54

6 Injeção de Pastilhas de Deutério no START **62**
6.1 Injetor e Esquema de Injeção 62
6.2 Calibração dos Diagnósticos e Testes de Bancada 63
6.2.1 Medida da Massa da Pastilha 63
6.2.2 Medida da Velocidade da Pastilha 63
6.2.3 Atraso na Injeção da Pastilha 65

7 Densidade do Plasma no START **66**
7.1 Limite Máximo 66
7.1.1 Regime de Operação sob Injeção de Gás 66
7.1.2 Regime de Operação sob Injeção de Gás e Pastilhas de Deutério 80
7.2 Limite Mínimo 87
7.3 Diagramas de Operação 97
7.3.1 Diagrama de Greenwald 97
7.3.2 Diagrama Modificado de Hugill 99

8 Conclusão **101**

Referências **107**

Capítulo 1

Introdução

1.1 Fusão Nuclear

Não obstante o esforço parcial das nações industrializadas em conservar energia, sua demanda mundial é da ordem de 10TW (Tera Watts), em virtude basicamente das nacões em desenvolvimento. Estima-se que os combustíveis fósseis se esgotem por volta da metade do século XXI, e, com exceção do carvão mineral (o qual possui limitado uso em alta escala a longo prazo, por causa da emissão de CO_2), outras fontes como a hidroelétrica, solar, geotérmica, biomassa, eólica e por ondas do mar, provavelmente não atenderam à esperada demanda, em parte por causa da ineficiência inerente ao processo de extração, tecnologia pouco desenvolvida e intrínseca escassez. Fissão e Fusão Nucleares são as únicas fontes atualmente adequadas para atender à demanda esperada [Dolan 1982, Ongena 2000].

Fusão Nuclear é o processo pelo qual núcleos de átomos se fundem vencendo a força elétrica de repulsão. As reações de fusão são geralmente exotérmicas e a energia cinética dos produtos dessas reações vem da diferença de massa entre os núcleos produtos e os reagentes. Quanto à sua ocorrência, esse processo pode ser classificado como natural (interior e exterior das estrelas novas, nebulosas, por exemplo), no qual o plasma é comprimido pela força gravitacional, ou artificial (bomba H, laboratório), no qual se empregam tanto a compressão via ondas de choque (ondas de choque numa bomba H), lasers e feixes de íons (Confinamento Inercial), como via confinamento por campos eletromagnéticos (Confinamento Magnético).

Os estudos sobre Fusão Nuclear para fins energéticos dividem-se basicamente em duas áreas, que denominaremos Não-Termonuclear e Termonuclear. A primeira ocorre em temperatura ambiente e a segunda via plasma em alta temperatura. A primeria divide-se ainda em duas linhas distintas de pesquisa: a fusão conhecida como Fusão-a-Frio ("Cold Fusion") e a Fusão Catalizada por Múons ("Muon-Catalized Fusion"). Na Fusão-a-Frio, acredita-se que dêuterons se fundem quando aprisionadados na estrutura cristalina de metais, como o paládio e o titânio. A redução da distância interdeuterônica aumenta a probabilidade de fusão nuclear, em virtude do fenômeno de tunelamento quântico [Hora 1993, Jones 1989]. Esta mesma redução interdeuterônica ou, num caso mais geral, internucleônica, é também responsável pela Fusão Catalizada por Múons [Jones 1986]. Nesse processo, os múons, que têm $\sim$200 vezes a massa

dos elétrons, substituem estes últimos nos átomos de deutério e/ou trítio, reduzindo assim suas dimensões atômicas (raio de Bohr). Quando estes átomos são recombinados, eles se fundem, liberando um múon que, por sua vez, repete o processo, se não for capturado pelas partículas α ($^4_2He^{+2}$), resultante das próprias reações de fusão.

A Fusão Nuclear via plasmas de alta temperatura (Fusão Termonuclear), por outro lado, faz-se a partir da reação nuclear de átomos de baixo número atômico. As principais reações de interesse, neste contexto, são mostradas na tabela 1.1.

			Energia Liberada		
Nome	Reação de Fusão	Abreviação	MeV	Joule	
DT	$^2_1D+^3_1T \rightarrow ^4_2He^{+2}(3,52)+^1_0n(14,1)$	$T(d,n)^4He$	$17,59$	$2,82\times10^{-12}$	(1.1)
DDn	$^2_1D+^2_1D \rightarrow ^3_2He^{+2}(0,82)+^1_0n(2,45)$	$D(d,n)^3He$	$3,27$	$5,24\times10^{-13}$	(1.2)
DDp	$^2_1D+^2_1D \rightarrow ^3_1T(1,01)+^1_1p(3,02)$	$D(d,n)T$	$4,03$	$6,46\times10^{-13}$	(1.3)
TT	$^3_1T+^3_1T \rightarrow ^1_0n+^1_0n+^4_2He^{+2}$	$T(t,2n)^4He$	$11,3$	$1,21\times10^{-12}$	(1.4)
D-^3He	$^2_1D+^3_2He \rightarrow ^4_3He(3,66)+^1_1p(14,6)$	$^3He(d,p)^4He$	$18,3$	$2,93\times10^{-12}$	(1.5)
p-^6Li	$^1_1p+^6_3Li \rightarrow ^4_2He^{+2}+^3_2He$	$^6Li(p,\alpha)^3He$	$4,02$	$6,44\times10^{-13}$	(1.6)
p-^{11}B	$^1_1p+^{11}_5B \rightarrow 3^4_2He^{+2}(8,68)$	$^{11}B(p,2\alpha)^4He$	$8,68$	$1,39\times10^{-12}$	(1.7)
Reações para a produção de Trítio (lítio natural: $7,5\%$ de ^6_3Li e $92,5\%$ de ^7_3Li)					
n-^6Li	$^6_3Li+^1_0n(térmico) \rightarrow$				
	$^4_2He^{+2}(2,05)+^3_1T(2,73)$	$^6L(n,\alpha)T$	$4,78$	$7,66\times10^{-13}$	(1.8)
n-^7Li	$^7_3Li+^1_0n(não-térmico) \rightarrow$				
	$^3_1T+^4_2He+^1_0n$	$^7L(n,n',\alpha)T$	$-2,47$	$-3,96\times10^{-13}$	(1.9)

Tabela 1.1 As principais reações de interesse para a Fusão Nuclear. Os números entre parêntesis são os valores aproximados das energias produzidas pelas reações em MeV. Os valores exatos destas energias variam com o ângulo e a energia da partícula incidente. Os símbolos p, d, T e α representam, respectivamente, ^1_1H, ^2_1H, ^3_1H e $^4_2He^{+2}$. Esta tabela adaptada do livro escrito por Dolan [Dolan 1982]. .

As informações dessa tabela têm de ser complementadas com as probabilidades das reações resultantes, parâmetros estes determinados por suas taxas de reação ou reatividade $\langle\sigma v\rangle$, em que σ é a secção de choque, v é a velocidade relativa entre as partículas incidentes e $\langle ... \rangle$ representa a média sobre uma distribuição maxwelliana. Na figura 1.1, mostra-se a dependência da secção de choque com a energia, para algumas relações relevantes.

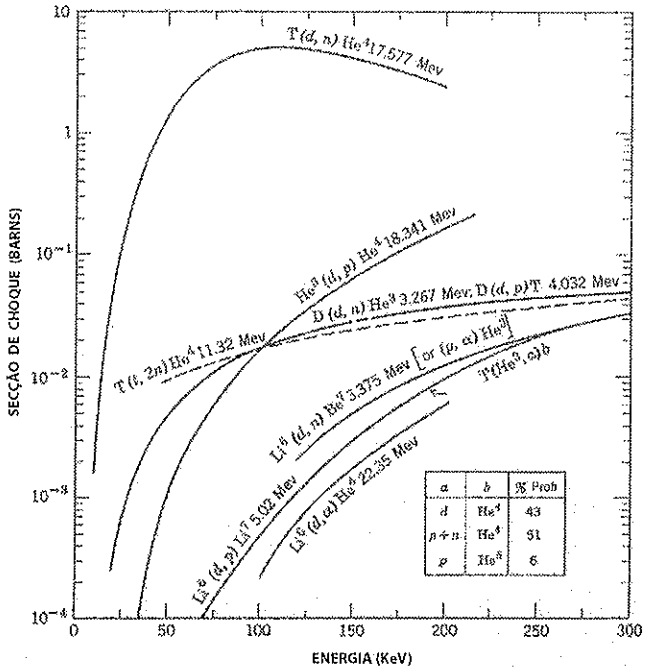


Figura 1.1: Principais secções de choque para o processo de fusão nuclear de elementos de baixo número atômico [Rose 1961].

Da tabela 1.1 e da figura 1.1, conclui-se que a reação DT é a mais provável de ocorrer a temperaturas possíveis de serem atingidas em laboratório, porque possui menor limiar e tem valor de pico a baixas energias.

As reações DDn e DDp possuem praticamente a mesma probabilidade e os subprodutos dessas reações, isto é, T e ^3He, podem reagir com o próprio D num efeito de catalisação ("catalized DD"), o que elimina a necessidade de se criar T via reação com o Li na parede de um reator via DT. Entretanto, essas reações necessitam de maior temperatura, além de produzirem menor densidade de potência que as reações do tipo DT. Os reatores baseados nas reações DD e D^3He são chamados "reatores de combustível avançado", pois necessitam de uma tecnologia de aquecimento do plasma não disponível no momento.

É interessante notar que a reação direta $D-^3He$ é complexa, uma vez que o elemento ^3He é escasso na natureza, embora possa ser obtido artificialmente em pequena escala através do decaimento do trítio. Na superfície lunar, entretanto, estima-se que He^3 possa ser encontrado em maior quantidade e extraído a preços competitivos [Wittenberg 1986].

Para fins energéticos, a reação de fusão DT tem de ser controlada, em oposição a uma bomba à fusão nuclear (bomba H)[1].

Assim, espera-se obter energia para fins comerciais aliada às esperadas vantagens da abundância e do custo do combustível (uma conseqüência parcial de sua própria abundância), visto que D pode ser

[1]Em princípio, uma pequena bomba de hidrogênio em uma grande cavidade, na qual as ondas de choque podem ser convertidas em calor e, conseqüentemente, realimentar o ciclo do combustível, é uma alternativa cientificamente possível, embora politicamente inviável.

obtido em quantidade apreciável via eletrólise da água do mar, enquanto T pode ser obtido (somente artificialmente na escala desejada) principalmente via conversão de lítio (^7_3Li), que é extremamente abundante (veja a reação $n-^7Li$ na tabela 1.1). Essa conversão ocorreria na primeira parede interna de um reator ("first-wall") quando bombardeada por nêutrons energéticos resultantes do próprio processo de fusão nuclear.

Uma outra notória vantagem do processo de fusão em um possível reator, quando comparado com um baseado no processo de fissão nuclear, é o esperado baixo impacto ambiental: os subprodutos radioativos da fusão são basicamente T_2 (produzido e reciclado da reação com ^7_3Li na parede do reator), cuja meia-vida é de 12,3 anos, e também a relativa baixa ativação radioativa dos materiais das paredes e blindagem causada pelo bombardeamento dos nêutrons. Vale notar que, em ambos os processos (fissão e fusão), o problema da radioatividade estará sempre presente em virtude da inevitável formação dos nêutrons energéticos e da conseqënte ativação neutrônica.

A Fusão Termonuclear é ainda dividida quanto ao tipo de confinamento dos núcleos, podendo ser este Inercial ou Magnético. No Confinamento Inercial, feixes de íons ou fótons, provenientes de lasers, são focalizados numa pastilha com uma mistura $D-T$, produzindo e aquecendo por compressão um plasma localizado que atinge altas densidade e temperatura [Martinez-Val 1997]. Já no Confinamento Magnético, plasmas de H, D e $D-T$ são aquecidos por efeito Joule, injeção de partículas neutras de alta energia, ou ainda por ondas eletromagnéticas, tal que a pressão do plasma possa ser pelo menos balanceada pela do campo magnético de equilíbrio, que é parte do campo total de confinamento. Analisaremos doravante somente plasmas confinados magneticamente.

Vale lembrar que, até a presente data, a pesquisa na área de Fusão Nuclear Termonuclear via Confinamento Magnético é, entre todas as outras citadas anteriormente, a mais avançada no que diz respeito à viabilização científica do processo de Fusão Nuclear Controlada, a despeito de diversas questões ainda não solucionadas. As principais estão relacionadas com questões físicas e tecnológicas, quais sejam:

1. Extração das partículas α ($^4_2He^{+2}$) resultantes das próprias reações de fusão, após estas cederem parte de sua energia ao próprio plasma ("helium ash" ou partículas α desenergizadas ou moderadas).

2. Controle de impurezas, incluindo as próprias partículas α moderadas, isto é, sua geração e transporte, dada uma configuração geométrica do plasma. Isso pode ser feito com limitadores físicos somente ou com desviadores (mais provável), em condições relevantes a um reator.

3. Densidade de potência nas placas do desviador (supondo seu uso).

4. Controle das instabilidades magnetoidrodinâmicas (MHD) e de modos próprios de Alfvén; estes últimos causados pelas partículas energéticas do plasma e que podem precocemente remover as partículas α energéticas (em contraste com as partículas α moderadas).

5. Degradação do confinamento de energia (τ_E) com a densidade volumétrica da potência externa auxiliar de aquecimento (P_{aux}). A persistir essa tendência, o tamanho do reator terá que ser aumentado para que o confinamento cresça, o que acarreta aumento de seu custo.

6. A degradação de τ_E com altas densidades com semelhantes implicações ao item anterior.

   É interessante notar, nos dois itens anteriores, que não se espera um aumento de τ_E, tanto com a potência auxiliar P_{aux} quanto com a densidade n_e, mas sim com o tamanho do dispositivo (exemplo, via o raio maior R_o), segundo algumas leis-de-escala empíricas, que predizem $\tau_E \propto R_o^{\gamma_R} n_e^{\gamma_n} P_{aux}^{\gamma_P}$, com $\gamma_R \geq 1$, $0 < \gamma_n < 1$ e $\gamma_P < 0$ [Cordey 1997]. Os valores de γ_R, γ_n e γ_P variam com o tipo de lei-de-escala adotada e também com o tipo de conceito de confinamento magnético em estudo. Em geral, entretanto, a tendência $\gamma_R \geq 1$ (ou, na pior das hipóteses, $0 < \gamma_R < 1$) e $\gamma_P < 0$ é relativamente robusta, enquanto $0 < \gamma_n < 1$ só perde a validade para relativos altos valores de n_e, isto é, próximos aos limites de densidade de operação do dispositivo. Infelizmente, os reatores devem operar nessa condição, ao menos no caso dos Tokamaks (veja comentários mais adiante), visto que a potência da reação de fusão cresce aproximadamente com $\sim n_e^2$. Conseqüentemente, para se manter um alto valor de τ_E, é necessário aumentar o tamanho (R_o) do possível reator.

7. Alimentação do combustível $D - T$.

8. Compatibilidade dos materiais sob alto fluxo neutrônico.

Mesmo que todos os problemas anteriores fossem total ou parcialmente resolvidos, não é claro que um reator baseado no dispositivo do tipo Tokamak, por exemplo, fosse nos dias de hoje comercial, por causa basicamente do relativo alto custo resultante do seu tamanho e complexidade.

Ainda no contexto de Confinamento Magnético, estuda-se também, no nível conceitual (viabilidade de um reator), a possilidade de se obter a conversão direta da energia da fusão nuclear. Nesse caso, a energia cinética dos íons (subprodutos das reações de fusão) seria transformada diretamente em energia elétrica via conversores chamados Aceleradores Inversos ("Inverse Accelerators"). Nessas reações não se espera uma produção substancial de nêutrons das reações do tipo DT [Rostoker 1997a].

Num deles (veja a reação $p - {}^{11}B$ na tabela 1.1), feixes de boro-11 (${}^{11}B$) e prótons (p) fundem-se em plasmas de hidrogênio (H), em dipositivos lineares (quanto à estrutura mecânica) de confinamento magnético de campo reverso ("FRC-Field Reversal Configuration") [Rostoker 1997b]. No outro, são os íons energéticos de D e ${}^3He$ que se fundem (veja a reação $D - {}^3He$ na tabela 1.1). Propostas de reatores baseados tanto nos FRC (de maneira similar ao reator $p - B^{11}$) [Rostoker 1997a] quanto no conceito do chamado Dipolo Magnético [Hasegawa 1990], já estão sendo estudadas.

A vantagen esperada dos reatores baseados nas reações p–${}^{11}B$ e D–${}^3He$, em relacão ao de D–T (fusão convencional), é uma maior eficiência de conversão de energia: 90% é o valor projetado para um conversor do tipo "gyrotron" [Yoshikawa 1991] com relação à estimativa de 40% decorrentes da conversão da energia cinética dos nêutrons em energia térmica, troca de calor, turbinas, respectivamente. Outras vantagens esperadas são a maior estabilidade do plasma e uma manutenção mais simples (são dispositivos lineares ao invés de toroidais como num Tokamak). Como desvantagens, há perdas maiores por radiação de "Bremsstrahlung" e menor reatividade das reações de fusão à mesma temperatura do plasma. Ademais, no conceito $D - He^3$ existe ainda uma pequena fração de nêutrons via reações secundárias $D - D$, e, portanto, o problema da ativação neutrônica não pode ser totalmente evitado.

Quanto aos dispositivos de Confinamento Magnético, o Tokamak é o mais sério candidato, até a presente data, a ser um reator em virtude, basicamente, do relativo alto tempo de confinamento de energia (τ_E) obtido em relativas altas densidades e temperaturas e do concentrado esforço em pesquisa nesse dispositivo nos últimos 30 anos. Isso tem sido feito em escalas e sofisticação cada vez maiores, em detrimento de outros conceitos (o Stellarator, como um exemplo típico).

A questão a ser repondida sobre Tokamaks é, então, como tornar esse conceito mais atraente sob o ponto de vista econômico e, como uma conseqüência disso, como reduzir o tempo esperado para a construção de um Reator de Fusão Nuclear com um valor politicamente mais aceitável. Urge enfatizar também a importância de se ter a curto e médio prazos um dispositivo que sirva como fonte apreciável de nêutrons para testar os materiais dos possíveis reatores de fusão (Tokamaks ou não). Tal dispositivo pode ainda ser utilizado em outros campos de pesquisa em Física como, por exemplo, a de Estado Sólido (pesquisa de novos materiais) etc.

É neste contexto que surge o conceito dos Tokamaks Esféricos ("ST-Spherical Tokamak" ou "LART-Low Aspect Ratio Tokamak"), isto é, Tokamaks de baixa razão de aspecto ($R_o/a < 2$) que, teoricamente, além de esperados benefícios quanto à estabilidade MHD, podem atingem valores limites de β superiores aos modernos Tokamaks convencionais de alta razão de aspecto ($R_o/a \gtrsim 2,5$). Aqui R_o e a são, respectivamente, os raios maior e menor da coluna toroidal de plasma. Já existem inclusive propostas de LART como uma compacta fonte de nêutrons [Hender 1999] e também como um reator [Wilson 2003].

Para finalizar este tópico, estudos recentes concluem que a única alternativa de se ter um reator econômico com um baixo nível de produção de nêutrons simultaneamente com baixas perdas de radiação "Bremsstrahlung" é por via da reação $D-^3He$, auto-suprida com uso exclusivo de D (como mencionado anteriormente), em que altos valores de β encontrados em STs desempenhem um papel fundamental [Koubiti 2002].

1.2 Tokamaks

Tokamak[2] é um dispositivo toroidal fechado de confinamento magnético de plasma, da classe dos "toroidal pinches", que, topologicamente, possui simetria axial em torno do eixo geométrico do toróide. Uma configuração básica desse dispositivo é mostrada na figura 1.2.

Inicialmente um campo magnético toroidal é produzido pela corrente fluindo nas bobinas poloidais (bobinas do campo toroidal), externas à câmara do vácuo.

O confinamento de partículas eletricamente carregadas ou até mesmo de um plasma inicial dentro da câmara de vácuo, entretanto, não pode ocorrer somente pelo campo magnético toroidal externo, em virtude do aparecimento das velocidades de deriva ("drift velocities"), causadas pela não-homogeneidade radial do campo magnético toroidal externo e pela curvatura toroidal. Essas velocidades provocam o deslocamento da órbita ciclotrônica das partículas numa direção perpendicular às linhas de campo, fazendo com que os elétrons e íons se desloquem em direções opostas. O campo elétrico resultante dessa

[2]Tokamak é uma sigla proveniente do nome russo *T*oroidalyana *ka*mera *ma*gnitnaya (Câmara Toroidal com Campo Magnético).

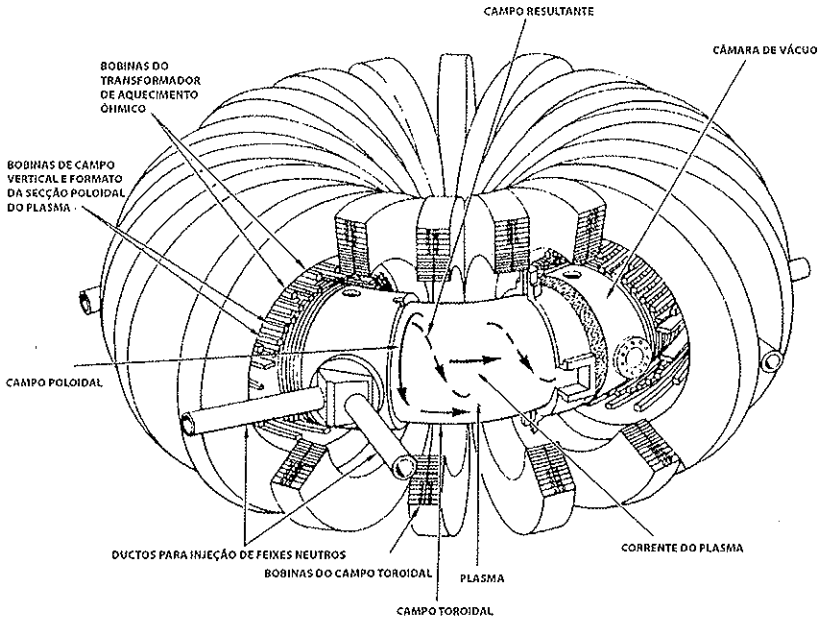


Figura 1.2: Configuração básica de um Tokamak, adaptada do livro escrito por Dolan [Dolan 1982].

separação causa uma outra velocidade de deriva, que impele elétrons e íons na direção radial, lançando o plasma contra a parede da câmara de vácuo.

Para evitar a separação vertical das partículas e a conseqënte perda do plasma, aplica-se um campo magnético poloidal, de forma que tanto os elétrons quanto os íons se movam helicoidalmente, dispersando o acúmulo local de cargas. Esse campo poloidal é o resultado da corrente toroidal gerada no próprio plasma, chamada corrente do plasma. Essa corrente é criada por um campo elétrico induzido pela variação de fluxo magnético no interior de um conjunto de bobinas toroidais que geram um campo magnético poloidal (bobinas do campo magnético poloidal) na forma de um solenóide localizado no centro geométrico do vaso toroidal, as quais são chamadas bobinas do transformador de aquecimento ôhmico.

O confinamento do plasma é realizado pela força magnética local por unidade de área (força de Lorentz), $\vec{J}(r)\times\vec{B}_\theta(r,\theta)$, que causa o chamado efeito de estrição ("pinch effect"), que comprime o plasma radialmente. Aqui $\vec{J}(r)$ é a densidade de corrente de plasma toroidal e $\vec{B}_\theta(r,\theta)$ é o campo magnético poloidal gerado por essa mesma distribuição de corrente.

Em virtude da curvatura toroidal da coluna de plasma, $B_\theta(r,\theta)$ é maior na região mais interna do toróide que na externa, o que gera uma diferença de pressão magnética que não equilibra a pressão cinética do plasma, pois esta é constante numa superfície magnética. Assim, para que o equilíbrio magnetoidrodinâmico (MHD) ocorra, existe a necessidade da adição de um campo magnético vertical externo ao plasma, a fim de que ocorra um aumento de $B_\theta(r,\theta)$ no lado externo do toróide e uma redução no interno, contrabalançando a expansão radial da coluna do plasma. Esse campo vertical é

gerado por um conjunto de pares de bobinas toroidais (bobinas do campo magnético vertical) simétricas ao plano médio do vaso. Essa configuração também gera um campo magnético radial que, combinado à corrente de plasma, gera uma força magnética vertical que tem um papel importante em restaurar a posicão da coluna do plasma, caso haja algum movimento vertical. É comum que existam vários pares destas bobinas com diferentes raios e posições verticais (em relação ao plano médio do vaso) com a finalidade de se obter em combinações adequadas de campo magnético vertical, radial e de controle do formato da secção poloidal do plasma.

O campo magnético toroidal externo, B_T^{ext}, tem também a função de estabilização da descarga contra instabilidades MHD.

Um bom texto sobre Tokamaks foi escrito Wesson e colaboradores [Wesson 1997].

1.3 Conceito de Tokamak Esférico

O conceito de Tokamaks esféricos (ST-"Spherical Tokamaks"), também chamados Tokamaks de baixa razão de aspecto (LART- "Low Aspect Ratio Tokamaks"), foi proposto inicialmente por Jassby [Jassby 1978] e quase simultaneamente por Peng e Dory [Peng 1978], mas formalizado, quanto às reais propriedades e vantagens, por Peng [Peng 1985] e Strikler [Peng 1986].

O objetivo dos LARTs é tentar conciliar as vantagens do relativo longo tempo de confinamento de energia τ_E, observado em Tokamaks convencionais de alta razão de aspecto ($A \equiv R_o/a$), com a esperada economia de energia elétrica para criação e manutenção do plasma de secção em formato-D ("D-shape"), mais compacto (menor A), que requer um conjunto de bobinas poloidais mais simples e gera menor corrente.

Por causa do baixo valor de A, o plasma de um LART possui alto valor do fator de segurança ("safety factor") na borda do plasma, que representaremos aqui como $q(a)$. Baixos valores de A produzem também plasmas *naturalmente* elongados que, por sua vez, aumentam ainda mais o valor de $q(a)$. Assim, valores mais altos da corrente de plasma I_p podem ser obtidos em comparação a um Tokamak convencional, dado um determindo campo magnético toroidal externo, sem que ocorram instabilidades MHD do modo de dobra ("kink modes"). Teoricamente, existe a possibilidade de se obterem altos valores de temperaturas por causa de I_p (via relação da resistividade) e, conseqüentemente, altos valores relativos da razão entre a energia cinética confinada e a energia magnética armazenada pelo campo magnético toroidal externo B_T^{ext}. Essa razão é comumente definida pelo parâmetro β toroidal, ou seja, β_T.

É interessante notar também que, em virtude dos baixos valores de B_T^{ext}, relativos a B_θ, espera-se um alto paramagnetismo do plasma por causa da alta helicidade local do campo magnético total, sobretudo na região da borda exterior do plasma ("low field side-LFS").

Como conseqüência do cenário acima, espera-se atingir as condições necessárias para um reator de fusão com uma maior economia em relação aos Tokamaks convencionais, por causa do menor tamanho, da simplicidade do dispositivo e de menor energia magnética armazenada para a manutenção do plasma.

É importante notar, entretanto, que baixos valores de A por si só não conduzem necessariamente aos benefícios dos LARTs citados acima. Por exemplo, um LART operando a altos valores relativos de

B_T por corrente do plasma produzirá uma configuração magnética mais semelhante a de um Tokamak convencional e, assim, o alto paramagnetismo esperado será reduzido.

Quanto aos potenciais problemas dos LARTs, destacam-se o alto fluxo de nêutrons que incidem no núcleo central da câmara de vácuo, a alta densidade de potência depositada no desviador, caso essa configuração seja adotada, e também a dificuldade de geração e manutenção indutiva de corrente. Esses problemas são intrínsecos à geometria compacta dos LARTs.

1.4 Descrição e Objetivos desta Tese

O trabalho descrito nesta tese tem como objetivo o desenvolvimento e a utilização de sistemas de diagnósticos e sua posterior utilização para o estudo dos regimes de operação da densidade do plasma do START ("Small Tight Aspect Ratio Tokamak"). Esse Tokamak operou de dezembro de 1990 a março de 1998 no Culham Laboratory, localizado na Inglaterra.

Após a revisão do LART no contexto da Fusão Nuclear, feita anteriormente, abordam-se, nos capítulos que se seguem, os seguintes tópicos:

No Capítulo 2, discute-se brevemente o regime de operação da densidade do plasma em Tokamaks convencionais.

A seguir, no Capítulo 3, descreve-se o Tokamak START, sua concepção básica e seu funcionamento, e também os diagnósticos e sistemas auxiliares utilizados.

No Capítulo 4, após uma breve introdução teórica, descreve-se em detalhe o interferômetro HCN colocado em operação, seu arranjo experimental, mesa óptica e detectores.

No Capítulo 5 faz-se uma breve introdução sobre os experimentos com pré-ionização por ondas ressonantes ciclotrônicas dos elétrons (ECR-P) em Tokamaks convencionais e depois se descrevem o sistema ECR-P desenvolvido e operado, os testes em bancada e os em regime Tokamak.

Já no Capítulo 6, faz-se uma introdução teórica e experimental sobre o uso de pastilhas criogênicas em Tokamaks convencionais e depois se descrevem o sistema de injeção de pastilhas de deutério colocado em operação e os testes de bancada realizados.

Para finalizar, descreve-se, no Capítulo 7, a fenomenologia dos regimes de operação do START quanto ao limite de densidade superior (com ou sem o uso de pastilhas criogênicas), ao limite inferior e também aos diagramas de operação. Freqüentemente a fenomenologia desses regimes é comparada com as previsões teóricas e observações experimentais descritas no Capítulo 2 e com outros trabalhos.

Capítulo 2

Densidade do Plasma em Tokamaks

Os Tokamaks podem operar numa gama flexível de correntes e densidades, que são interdependentes principalmente quanto aos seus limites superiores, que são, freqüentemente, determinados experimentalmente.

Para valores fixos da corrente do plasma, as descargas em Tokamaks situam-se numa faixa determinada de densidade, em geral $\sim 10^{18} < \overline{n}_e(m^{-3}) \lesssim 10^{21}$.

A um certo valor relativamente baixo de densidade, o limite superior de corrente é determinado pela estabilidade MHD a modos de dobra ("kink instabilities"). Classicamente, esse limite é expresso através do parâmetro adimensional denominado fator de segurança na borda do plasma $q(a)$. Esse parâmetro é utilizado para a normalização dessa corrente, dada uma geometria fixa e campo magnético externo constante no tempo. Quanto mais alto o valor de $q(a)$, mais estável é o plasma em relação às instabilidades MHD.

Em modernos Tokamaks, um limite operacional relativamente robusto é $q(a) \approx 2$. Entretanto, operações no intervalo $1.3 < q(a) < 2$ também são possíveis (Tokamak DIVA), caso uma camada condutora seja introduzida entre a parede do vaso e o plasma ("close shell"), juntamente com um extensivo condicionamento dessas paredes do vaso [DIVA 1980]. Operações com $q(a) < 1$ são reportadas no Tokamak SINP, violando, aparentemente, o critério teórico de Kruskal-Shafranov [Shafranov 1956]. Nesse dispositivo, não se fez uso nem da camada condutora nem do extensivo condicionamento do vaso, mais sim do aumento rápido da corrente do plasma, tal que o tempo de difusão resistivo do plasma se torne mais longo que o tempo para que o plasma ultrapasse $q(a) = m/n = 1/1$ [Lahiri 1996].

2.1 Limite Superior de Densidade

Além dos limites de operação impostos pelas instabilidades MHD relativos à corrente do plasma (limite em $q(a)$) e à pressão do plasma, existe um limite, aparentemente independente, relativo à densidade superior [Greenwald 2002]. O limite inferior da densidade é descrito na seção 2.2.

O limite superior é importante, pois, teoricamente, se espera que a taxa de reações de fusão num reator aumente com n_e^2. A uma pressão constante, as reações de fusão são maximizadas em temperaturas

da ordem de $15keV$ [Wesson 1997], o que significa que a pressão do plasma não pode ser repartida arbitrariamente entre a temperatura e a densidade, sem que haja perda de eficiência. Assim, haverá uma densidade otimizada máxima que será limitada somente pela capacidade do dispositivo em confinar certa pressão. É importante notar que mesmo densidades abaixo deste valor ainda permitem a um reator ignizar-se, mas sem que este produza a máxima quantidade de reações de fusão permitida, pois a pressão máxima não é atingida.

Operação em altas densidades também são importantes, pois reduzem o livre caminho médio de impurezas que penetram no plasma, além de proporcionarem, em teoria, uma termalização mais rápida das partículas alfas energéticas no plasma, antes que sejam extraídas do plasma.

2.1.1 Experimentos Antigos

Em altas densidades, vários fenômenos de perda de energia podem ocorrer, em virtude sobretudo de processos atômicos na borda do plasma, como radiação, troca-de-cargas, ionização etc., e, conseqüentemente, causar a contração da seção da coluna de plasma. Isso torna a coluna do plasma suscetível às instabilidades de dobra, dependendo do valor da corrente do plasma e da densidade.

É razoável, pois, conceber a idéia de um diagrama de operação de Tokamaks no espaço de corrente em função da densidade.

O primeiro diagrama de operação de Tokamaks foi proposto por Artsimovich [Artsimovich 1972], no qual era mostrado o comportamento qualitativo das possíveis regiões de operação, baseado nos experimentos de até então. Esse diagrama mostrava a corrente contra a pressão de preeenchimento do gás. Bandas discretas de correntes e densidades associadas a valores inteiros de $q(a)$ definiam as diversas regiões de operação.

Posteriormente, Kadomtsev [Kadomtsev 1973], usando resultados do Tokamak T-3, definiu o primeiro diagrama de operação envolvendo corrente em função da densidade, no qual observava-se claramente bandas de corrente e densidade definidas por valores fixos de $q(a)$. Nesse diagrama, o limite de densidade máxima era dependente da corrente, isto é, $\overline{n}_e^{max} \propto \sqrt{I_p B_T(R_o)}$. Não é clara, entretanto, a existência de um limite máximo absoluto de densidade em função da corrente e de $q(a)$.

Entre 1972 e 1975, observou-se em vários Tokamaks, individualmente, que a densidade máxima era aproximadamente proporcional à corrente de plasma, isto é, $\overline{n}_e^{max} \propto I_p$ [Strelkov 1972, Kadomtsev 1973, Murakami 1974, Lyon 1975]. Em 1976, Murakami fez a primeira compilação, em 12 Tokamaks, dos máximos valores de $\overline{n}_e$ antecedidos da disrupção da descarga. Nessa copilação foram incluídos os resultados de experimentos dedicados no Tokamak ORMAK [Murakami 1976], nos quais foram usados valores constantes de injeção de gás e $q(a)=5$, o que significa mudanças em I_p e $B_T(R_o)$ somente. Dessa compilação, Murakami inferiu

$$\overline{n}_e^{max} \propto B_T(R_o)/R_o \,, \tag{2.1}$$

o que o levou a postular que

$$\overline{n}_e^{max} \propto B_T(R_o)/R_o \propto J(R_o)q(R_o) = \langle J \rangle q(a)\,, \tag{2.2}$$

em que $\langle J \rangle$ é a média da densidade de corrente do plasma, $\overline{n}_e^{max}$ é a densidade máxima em $10^{20} m^{-3}$, $B_T(R_o)$ é medido em Tesla (T) e R_o em m.

Murakami interpretou o caráter disruptivo da densidade limite como sendo provocado pela contração da seção poloidal da coluna do plasma. Essa contração, por sua vez, provém do esfriamento do plasma da borda, por causa do aumento do fluxo de partículas neutras e radiação nessa região. Ele também postula que um aumento da potência injetada poderia contrabalançar parte dessas perdas e, assim, o plasma atingiria um novo nível de equilíbrio térmico, aumentando o valor da densidade limite. Essa hipótese baseia-se no fato de que a densidade limite aumenta com a corrente do plasma e, portanto, com a potência ôhmica, o que foi observado no Tokamak ORMAK em regime ôhmico a valores de $q(a)$ constantes, adicionado a evidências de que a densidade limite também aumenta com o aquecimento adicional por NBI.

Assim, pode-se interpretar o limite de Murakami como sendo o limite de densidade absoluta para um plasma ôhmico produzido através de injeção de gás, com um conteúdo relativo de impurezas constante. Desse cenário, mais a hipótese de desbalanceamento de potência proposta por Murakami, conclui-se que esse limite deve depender indiretamente da corrente do plasma (considerando a tensão de enlace constante) e também do condicionamento das paredes do vaso.

Para efeito de comparação de densidade, é de uso corrente também o número de Murakami, M, ("Murakami number"), definido por

$$M \equiv \frac{\overline{n}_e R_o}{B_T(R_o)} \tag{2.3}$$

É interessante notar que, para o valor máximo de densidade, o valor de M deve ser constante e máximo.

Embora os mecanismos físicos propostos por Murakami para a explicação da densidade limite disruptiva sejam bastante difundidos na literatura, existem algumas falhas e arbitrariedades na obtenção da lei de escala por ele inferida, conforme é discutido a seguir.

Valores de $\overline{n}_e^{max}$ duas vezes maior que o limite de Murakami foram obtidos nos Tokamaks Alcator e Pulsator, via substancial injeção pulsada de gás neutro. Não é claro, entretanto, se essa injeção conduziu ou não à subseqüente disrupção das descargas, embora seja muito provável. Esse resultado mostra que a lei empírica proposta por Murakami não conduz a um limite de densidade absoluta, pois depende, pelo menos, do tipo de injeção de gás, isto é, de modo contínuo e moderado, ou adicionado a um pulso de gás curto mas intenso.

Ainda sobre a injeção pulsada, pode-se propor um "Gedankenexperiment", no qual um grande número de pulsos extremamente curtos de injeção de gás conduziria, em princípio, a um limite quiescente de densidade, superior aos valores obtidos em experimentos usando injeção contínua e moderada de gás, sem que se pudesse distinguir o modo de injeção pulsada do modo contínuo. Ver-se-á mais adiante que a inadequada reposição de partículas do plasma em virtude, principalmente, do método utilizado, é uma

das questões chave na obtenção da densidade limite. Um exemplo que corrobora por completo essa hipótese é a obtenção de valores limites de densidades muito maiores via injeção de pastilhas criogênicas de hidrogênio, cujo assunto é discutido nos artigos de revisão sobre a densidade limite [Greenwald 1988, Greenwald 2002].

Outro problema com a interpretação da base de dados de Murakami está no fato que os valores de $q(a)$ não são constantes e próximos a $q(a) = 5$, em todos os Tokamaks, como Murakami reportou; eles variam de $2,6$ a $6,3$ e, assim, a dependência de $\overline{n}_e^{max}$ com $\langle J \rangle$ (equação 2.2) só é válida no Tokamak ORMAK.

Um reexame da compilação feita por Murakami conduz a uma lei de escala substancialmente diferente da apresentada pela equação 2.1 e, conseqüentemente, em 2.2[1].

A conclusão é que a lei proposta por Murakami não é totalmente correta, embora os mecanismos físicos por ele propostos sejam certamente relevantes.

Posteriormente, uma nova escala empírica sobre o limite corrente-densidade foi proposta para o Tokamak DITE, expressa como uma parte de um diagrama de operação denominado diagrama DITE ou de Hugill [Fielding 1977].

Na figura 2.1 é mostrado um diagrama qualitativo, experimental, desse tipo. Nesse diagrama são mostrados os limites inferior (ou de elétrons de alta energia ou "runaways") e absoluto (Murakami) de densidade, o limite superior de corrente (baixos $q(a)$) e também o limite corrente-densidade, isto é, $\overline{n}_e^{max} \propto I_p$ proposto por Hugill e Greenwald (este será discutivo mais adiante). Aqui a ordenada e a abcissa representam, respectivamente, uma tentativa de normalização de corrente ($1/q(a) \propto I_p$) e da densidade ($\overline{n}_e \propto B_T(R_o)/R_o$).

A linha de operação denominada "limite de baixos $q(a)$" significa que um valor máximo de corrente nunca será excedido independentemente da densidade de operação, pois ocorrerá o aparecimento das instabilidades MHD dos modos de dobra.

A normalização da corrente é definida por $q(a)$ através da seguinte equação:

$$q(a) \gtrsim q_c \equiv \frac{5B_T(T)a^2}{I_p(MA)R_o(m)} \tag{2.6}$$

Aqui, $q(a)$ corresponde aproximadamente ao valor do fator de segurança real $q_\psi(a)$, o que é uma aproximação relativamente boa para Tokamaks antigos, em virtude de suas altas razões de aspecto e também por possuírem secções poloidais circulares da coluna de plasma. Definir-se-á daqui em diante,

[1] Obtém-se:

$$\overline{n}_e^{max}(10^{20}m^{-3}) \approx 3 - 1,3B_T(R_o)/R_o + [B_T(R_o)/R_o]^2 \tag{2.4}$$

se todos os valores forem incluídos, principalmente os dos Tokamaks Alcator e Pulsator, nos quais o método de injeção pulsado de gás foi usado. Mesmo que os dados desses dois Tokamaks fossem excluídos, o resultado seria diferente da lei proposta por Murakami, isto é,

$$\overline{n}_e^{max}(10^{20}m^{-3}) \approx 0,9 + 0,8B_T(R_o)/R_o \tag{2.5}$$

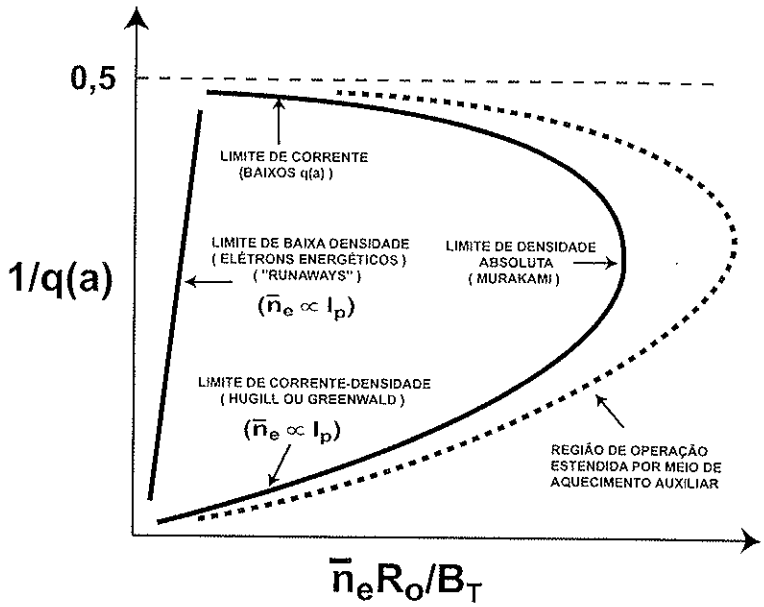


Figura 2.1: Diagrama qualitativo de operação típica de um Tokamak denominado diagrama DITE ou de Hugill.

por simplicidade, $q_\psi(a) \equiv q_\psi$.

A normalização da densidade utiliza o número de Murakami definido pela equação 2.3. É interessante observar que, se o limite de Murakami fosse totalmente independente da corrente do plasma, haveria uma linha vertical para um certo dado valor de M, e não um valor quase que único de $1/q(a)$ que o maximiza, como é visto à direita do diagrama de Hugill. Em direção às altas correntes, é esperada a redução dos valores de M (a partir do valor $1/q(a)$ que o otimiza), pois existirão pelo menos dois fenômenos combinados para a desestabilização do plasma.

Embora esse diagrama descreva qualitativamente as possíveis regiões de operação de um Tokamak, existe um outro limite físico de operação que não é descrito explicitamente por ele, qual seja, o limite de pressão do plasma [Kadomtsev 1992]. Entretanto, pode-se imaginar que a região de alta pressão deva estar próxima à região de altos valores simultâneos de M e $1/q(a)$.

O limite inferior de densidade imposto pelo aparecimento dos elétrons energéticos, causado pelas altas correntes ($1/q(a)$) e baixas densidades (M), será explicado em detalhe mais adiante.

2.1.2 Experimentos Recentes

Uma alternativa menos usual para representar o limite corrente-densidade, mas que ainda mantém parte das observações relativas a $\overline{n}_e^{max} \propto I_p$, é a notação $I_p \propto N$, na qual

$$N \equiv \overline{n}_e \times A_p \approx \overline{n}_e(\pi k a^2) \tag{2.7}$$

e A_p é a área de secção poloidal do plasma e k é a elongação vertical do plasma.

Fisicamente, essa relação I_p/N é interessante, pois está relacionada com a velocidade média de deriva dos elétrons ("mean electron drift velocity"), v_e^d, ou seja,

$$\frac{I_p}{N} \approx 1,6 \times 10^{-19} v_e^d(m/s) \ (A.m) \tag{2.8}$$

Essa notação foi utilizada inicialmente em análises da densidade limite máxima em dispositivos de campo reverso (RFP) e Tokamaks [Ortolani 1980]. Uma compilação feita por Robinson e Todd [Robinson 1982], incluindo dispositivos RFP e Tokamaks até 1982, mostrou que valores de

$$\frac{I_p}{N} \approx 1 \tag{2.9}$$

limitavam suas operações[2]. Aqui I_p é medido em MA e N em $10^{20}m^{-1}$.

Posteriormente, Greenwald mostrou que o uso de $1/q_\psi$ e M não conduzia a uma normalização correta dos regimes de operação de alguns Tokamaks mais modernos, isto é, daqueles com desviadores e dos que confinavam plasmas com secção diferente das circulares, não só quanto à região do limite de corrente-densidade proposto por Hugill, ou seja $\overline{n}_e^{max} = R_o/B_T q(a)$, mas também quanto aos valores limites de q_ψ.

Baseado nessa observação, Greenwald propôs empiricamente que o limite densidade-corrente poderia ser mais bem representado pela seguinte relação:

$$\overline{n}_e^{max} = k\langle J \rangle \equiv \overline{n}_{eG} \tag{2.10}$$

em que $\overline{n}_e^{max}$ é medido em $10^{20}m^{-3}$ e $\langle J \rangle$ é medido em $MA.m^{-2}$.

Desse limite é definido o número de Greenwald ("Greenwald number"), qual seja:

$$N_G \equiv \frac{\overline{n}_e}{\overline{n}_{eG}} \tag{2.11}$$

É interessante notar que o limite proposto por Greenwald preserva $\overline{n}_e^{max} \propto I_p$, mas ainda mantém inevitavelmente a arbitrariedade da escolha de $\overline{n}_e$ como a medida da densidade do plasma.

Pode-se também interpretar a lei de Greenwald como sendo uma extensão conveniente da equação 2.9, através da simples tranformação

$$\frac{I_p}{N} \rightarrow \frac{kI_p}{N} \approx 1 \tag{2.12}$$

É claro também que o limite de Greenwald não é absoluto, como é comentado pelo próprio autor [Greenwald 1988], pois já era ultrapassado em muitos Tokamaks através da técnica de injeção de pastilhas criogênicas de hidrogênio e, mais recentemente, via pura injeção de gás [Greenwald 2002]. Esse limite é, entretanto, um guia robusto sobre a capacidade de se atingirem altas densidades em Tokamaks modernos.

[2] Originalmente o valor citado era de $I_p/N \approx 10^{-14}$ $(A.m)$ [Robinson 1982].

2.1.3 Mecanismos Físicos e Dependência dos Parâmetros do Plasma

O limite superior da densidade do plasma é ainda um tema bastante discutido sob o ponto de vista teórico e experimental, não só porque define diretamente a quantidade de reações de fusão nuclear, mas também porque envolve uma gama extremamente ampla de física de plasma.

Embora parte dos mecanismos físicos já tenham sido apresentados, à medida em que os limites empíricos de densidade foram introduzidos, existem muitos outros fenômenos relacionados à densidade limite, relevantes ao presente trabalho, que são dependentes de fatores como a potência injetada, o nível de impurezas, o tipo de isótopos do hidrogênio usado, o condicionamento do vaso, o tipo de reposição de partículas e, bem como, a interpretação da densidade média.

Esses tópicos serão discutidos brevemente nesta seção. Parte deles, porém, esta relacionada com teorias que serão discutidas na seção posterior. Os mecanismos físicos mais relevantes da densidade limite são:

1. As perdas de energia por radiação. Em geral essas perdas ocorrem por radiação de transição de diferentes níveis energéticos (radiação de linha) dos diversos elementos atômicos, por causa da redução de temperatura na borda do plasma ocasionada pelo aumento de sua densidade local. O esfriamento progressivo da borda e a conseqüente contração da secção efetiva do plasma o desestabilizam o plasma, principalmente quando desencadeiam o crescimento das amplitudes dos modos MHD resistivos (ilhas magnéticas), notadamente o $m/n = 2/1$.

2. A perda de energia por radiação na região central do plasma. Essa radiação pode ser por linha ou por "Bremsstrahlung".

3. Deterioração do confinamento de partículas e da energia do plasma em sua região central.

4. Transição do modo de operação de alta para o de baixa energia, isto é, do modo-H para o modo-L.

5. O aparecimento freqüente de MARFES ("multifaceted asymmetric radiation from edge"), que é uma região de alta radiação com simetria toroidal, mas bem localizada poloidalmente. MARFES são freqüentemente observadas na região de alto campo magnético (HFS) ou na do desviador.

6. O desprendimento térmico do plasma ("detachment") do desviador ou dos limitadores poloidais (dependendo da configuração magnética intrínseca), por causa da interface altamente radiativa de borda ou na região da sombra do limitador SOL ("Scrape-Off-Layer").

Nem todas as observações mencionadas ocorrem simultaneamente ou em seqüência temporal bem definida, tampouco as densidades críticas podem ser bem determinadas quando vários Tokamaks são comparados entre si. Um quadro quantitativo de parte dessa complexa diversidade pode ser visto na tabela 1 do artigo de revisão por Greenwald [Greenwald 2002].

Dependência da Potência

Em geral, a densidade do plasma aumenta com a potência auxiliar injetada, embora seu limite normalizado varie pouco. Uma das maiores dependências entre a densidade máxima e a potência total, de $\sim P^{0,25}$, foi observada no ASDEX-Ugrade, em regimes de operação com valores relativamente baixos do fator de segurança, isto é, $q_\psi \approx 2,9$. No DIII-D, observou-se $\overline{n}_e^{max} \sim P^{0,1}$ em operações com altos valores de q_ψ [Greenwald 2002].

Essa fraca dependência da densidade em relação à potência total tem um impacto positivo num reator, pois tanto a potência de fusão quanto a por perda de radiação (causada pelas impurezas) aumentam com n_e^2, e, assim, não se espera que mecanismos de perdas baseados exclusivamente em impurezas imponham qualquer limite de densidade [Greenwald 2002].

Dependência das Impurezas, Isótopos do Hidrogênio e Condicionamento

Observa-se experimentalmente um aumento da densidade limite com a redução das impurezas do plasma. Entretanto, resultados nos Tokamaks Alcator C-mod e ASDEX mostram que esse benefício ocorre somente para valores de $Z_{eff} < 2,5$. Exemplo: $\overline{n}_e^{max} \rightarrow 1,15\,\overline{n}_e^{max}$ para $Z_{eff} = 2,5 \rightarrow \approx 1$.

Baseando-se em observações no JET e TEXTOR [Greenwald 2002], verifica-se que o uso das técnicas de condicionamento do vaso por absorção de impurezas via evaporação de titânio ("Ti-gettering") [Winter 1990] e boronização [Buzhinskij 1997] conduz sempre a valores maiores da densidade, ao mesmo tempo em que se observa pouca influência do isótopo do hidrogênio nessa grandeza.

Influência da Taxa de Reposição de Partículas

A maioria dos estudos envolvendo a dependência da densidade limite com a potência é feita em descargas sob NBI. Nesses casos, a influência da reposição de partículas no centro do plasma é um fator importante [Greenwald 2002]. Embora o número de partículas do feixe do NBI seja em geral pequeno em relação à quantidade de partículas do plasma e também em relação à quantidade de partículas do gás que chega externamente à borda do plasma, não é correto supor que ele não seja relevante ao balanço total de partículas no plasma. Isso ocorre porque a reposição do hidrogênio atômico, proveniente de sua dissociação molecular, não penetra profundamente no plasma, ionizando-se próximo da região da SOL e, por vezes, não é confinado pelo plasma. Tipicamente, a eficiência do gás injetado é de 10-30 vezes menor que via NBI, e essa diferença pode tornar-se ainda maior à medida que a densidade na região da SOL e borda aumenta, pois o livre caminho médio dos átomos de hidrogênio (λ_n) se torna cada vez menor quando a temperatura eletrônica nessa região se reduz. Valores abaixo de $\sim 10eV$ ocasionam uma dependência do tipo $\lambda_n \sim 1/n_e$.

A saturação da densidade máxima é observada em muitos Tokamaks com injeção de gás somente. O uso do NBI e principalmente da injeção de pastilhas criogênicas altera substancialmente a deposição local de partículas, pois estas penetram tipicamente além da borda do plasma onde o tranporte é menor [Greenwald 2002]. O fato de a densidade limite ser medida como uma média de linha acrescenta uma

dificuldade maior no estudo comparativo das diferentes fontes de reposição, em virtude de sua forte dependência com o perfil da densidade.

Embora pareça trivial, é importante observar que a inadequada ou a insuficiente reposição de partículas do plasma pode acarretar redução da densidade limite. Para um dado sistema complexo de reposição de partículas envolvendo injeção de gás, NBI e pastilhas criogênicas, existe a possibilidade de que tal sistema não compense, numa escala de tempo comparada à descarga do plasma, a absorção de partículas pelas paredes do vaso e pelas perdas por bombeamento (via bombas turbomoleculares e criogênicas, por exemplo). É interessante notar ainda que as técnicas de limpeza e condicionamento do vaso, entre descargas consecutivas ou não, certamente podem influenciar ainda mais esse complexo cenário.

Interpretação da Densidade Média e Contração da Coluna do Plasma

Uma das grandes dificuldades na interpretação da densidade limite, quer em experimentos antigos quer em modernos, está relacionada à maneira pela qual a densidade é medida, isto é, pelo uso arbitrário de $\overline{n}_e$. A escolha de $\overline{n}_e$ é óbvia, pois é uma medida padrão em qualquer Tokamak. Entretanto, já se sabia desde os experimentos mais antigos que efeitos de borda, por causa do aumento da densidade local, conduziam à contração da coluna de plasma, com ou sem o surgimento da instabilidades térmica, que podem conduzir à disrupção da descarga. É claro que esse aumento local de densidade na borda não afeta de maneira linear os valores de $\overline{n}_e$, para perfis típicos da densidade em Tokamaks que variam entre parabólico e uniforme. O uso de outras médias, tal como a volumétrica, não elimina a arbitrariedade, pois os valores $n_e dV$, sobretudo na região externa do plasma (de baixo campo magnético-LFS), são determinantes nessa média.

Um outro fator agravante na interpretação da média da densidade está relacionado à dificuldade em definir precisamente a geometria do plasma, notadamente a secção poloidal da coluna do plasma. Isso ocorre em virtude da contração efetiva dessa secção à medida que a densidade cresce, em decorrência do esfriamento da borda do plasma, o que ocasiona, por sua vez, a redução acentuada da corrente de plasma local $J(a)$. Assim, por exemplo, o raio menor efetivo do plasma torna-se menor que o raio geométrico a, e, conseqüentemente, as grandezas que dependam desse parâmetro, como, por exemplo, $\overline{n}_e$ e $q(a)$, estarão superestimadas, dado que $\overline{n}_e \propto a$ e $q(a) \propto a^2$, quando R_o e B_T forem mantidos fixos.

2.1.4 Teorias

Quanto às teorias já propostas sobre o limite superior de densidade, existem basicamente dois grupos para serem usados no estudo da densidade limite [Connor 2002]. O primeiro baseia-se no aparecimento da instabilidade térmica por causa da perda de energia na borda do plasma por radiação. O segundo baseia-se no aumento do transporte em virtude do aparecimento de turbulências na borda do plasma.

No primeiro grupo, existem basicamente dois tipos de teorias propostas para a explicação de parte desses mecanismos físicos. Em escala cronológica, o primeiro está ligado ao aparecimento da instabilidade térmica na borda do plasma, com simetria poloidal ou não (MARFES), por causa das mudancas no perfil radial de temperatura, ocasionado pelas perdas por radiação na borda [Gibson 1976, Ohyabu 1979,

Ashby 1981]. É interessante notar que, mesmo antes da instabilidade térmica se estabelecer, a disrupção do plasma pode ocorrer em virtude da operação com baixos valores de $q(a)$. A segunda prediz que a densidade limite do centro do plasma ocorre em função de se atingir um limite de densidade na região imediatamente posterior à última superfície magnética fechada, decorrente do aparecimento de uma instabilidade térmica na SOL ou no desviador [Lackner 1984, Borass 1991].

No segundo grupo, isto é, o das teorias relacionadas ao aumento do transporte, podem-se destacar duas propostas distintas. A primeira prediz que, a partir de certa densidade, os modos de pressão resistivos de deriva ("drift resistive balloning modes") podem ser excitados na borda do plasma, ocasionando a turbulência e, conseqüentemente, o aumento do transporte [Xu 2003]. A segunda advoca a existência de estruturas coerentes no espaço, na forma de um filamento ("blob"), com simetria toroidal contendo densidade relativamente alta ($\sim 10^{19}$–$10^{20} m^{-3}$), que se movem com a velocidade de deriva de polarização $\mathbf{V_{E\times B}}$. Esta velocidade é originada por outra velocidade de deriva em virtude da não-homogeneidade de B_T (∇B_T) [D'Ippolito 2002, Krasheninnikov 2001]. O mecanismo de criação desses filamentos pode estar relacionado à turbulência na freqüência de deriva dos elétrons, isto é, $1-10kHz$ (Wesson 1997). O aumento do transporte ocorre então por convecção, ao invés da difusão.

Um novo modelo teórico analítico que associa o transporte anômalo à perda de radiação foi proposto recentemente. Nele, o transporte anômalo também provém da instabilidade dos modos de pressão resistivos de deriva. Essa instabilidade é estabelecida a partir de uma densidade crítica local relacionada à redução da temperatura na borda do plasma, causada pela perda do equilíbrio térmico em decorrência do aumento da radiação [Tokar 2003].

Finalizando, em virtude da complexidade da física relacionada à densidade limite, a qual pode envolver simultaneamente fenômenos de transporte, processos atômicos, teoria de estabilidade MHD, etc., esse assunto é ainda muito discutido sob o ponto de vista teórico e, inevitavelmente, a maioria das previsões da densidade limite é ainda empírica e, entre elas, a lei proposta por Greenwald [Greenwald 1988] é ainda a mais usada.

2.2 Limite Inferior de Densidade

O limite inferior de densidade em Tokamaks é um tema menos estudado que o limite superior. As instabilidades esperadas nesse regime não conduzem, necessariamente, à perda da descarga, e, portanto, não é claro definir um limite de operação. O estudo desse limite, entretanto, é extremamente importante, pois o entendimento dos processos físicos relacionados à geração de partículas altamente energéticas, esperadas nesse regime, notadamente os elétrons, é relevante, por exemplo, para o estudo de suas fortes interações com as paredes do vaso de grandes dispositivos após o fenômeno de disrupção da descarga.

Elétrons em Tokamaks são acelerados pelo campo elétrico toroidal (E_T). Esse campo é produzido *externamente*, pela variação do fluxo magnético no interior do solenóide posicionado no centro geométrico desse dispositivo ou, *internamente*, através da variação do fluxo por causa da disrupção da descarga. Simultaneamente, os elétrons são desacelerados pela força de fricção com os íons e outros elétrons em

virtude das colisões coulombianas. Em regime de baixas velocidades, relativamente à velocidade térmica dos elétrons, as forças dominantes são causadas, predominantemente, pelas colisões elétrons-íons. Em altas velocidades, as colisões elétron-elétron são o processo dominante.

Quando a energia desses elétrons ultrapassar um valor crítico, $W_e \gtrsim W_e^c$ (ou uma velocidade crítica $v_e > v_e^c$, com $v_e \propto \sqrt{W_e}$), definido como o ponto a partir do qual a força de fricção não consiga mais equilibrar a força de aceleração causada por E_T ($E_T > E_T^c$, em que E_T^c é o valor crítico), tais elétrons são acelerados continuamente. A partir dessa situação, a interação colisional com as outras partículas do plasma se reduz em conseq'uência da redução da secção de choque coulombiana com a velocidade. Esses elétrons são chamados elétrons "fugitivos" ("runaways") ou energéticos, termo que será adotado daqui em diante.

Os elétrons energéticos podem ser gerados num Tokamak na fase de iniciação (ruptura elétrica do gás e crescimento da corrente do plasma), durante a platô da corrente de um plasma de baixa densidade e, por fim, durante a disrupção da descarga. Os elétrons gerados pela disrupção são os únicos que até o presente não podem ser evitados. Os produzidos nas outras fases citadas são evitados via, respectivamente: (1) alimentação apropriada do gás juntamente com a redução da tensão de enlace V_l necessária à ruptura elétrica do gás (através de pré-ionização por ECR, por exemplo) e (2) operação em densidades relativamente médias ou altas.

Quando $W_e \gtrsim W_e^c$ é atingido, as órbitas desses elétrons começam a afastar-se das surperfícies magnéticas do plasma[3]. O tempo de confinamento desses elétrons energéticos, nesse estágio, é da ordem do tempo de confinamento dos elétrons térmicos do plasma. Com a continuidade do processo de aceleração, a energia dos elétrons torna-se suficientemente alta ($W_e \gtrsim 1MeV \gg W_e^c$), o que pode causar colisões com a parede e outros componentes internos da câmara de vácuo.

Assim, para $E_T > E_T^c$, os elétrons térmicos tornam-se energéticos, enquanto para $E_T < E_T^c$ somente os elétrons situados no extremo da função de distribuição de energia (alta energia) é que são acelerados.

O interesse aqui é sobre os elétrons energéticos produzidos pela operação em baixas densidades no regime próximo ao platô da corrente do plasma. Os melhores artigos de revisão introdutória sobre o assunto foram escritos por Helander e colaboradores [Helander 2002] e Knoepfel e Spong [Knoepfel 1979].

[3]Em baixas densidades e correntes relativamente altas, os elétrons podem ser acelerados sem que haja praticamente colisões com o restante do plasma. Essa população de elétrons energéticos desloca-se inicialmente na direção vertical, em virtude, predominantemente, da velocidade de deriva de curvatura ($v_{e\parallel} \gg v_{e\perp}$). Posteriormente, por causa da esperada separação de carga entre os elétrons e íons energéticos (embora bem menos que os elétrons, dada a grande diferença de massa), ambos movem-se radialmente para fora do plasma por causa da velocidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. Dessa maneira, espera-se que as órbitas definidas por essas partículas energéticas estejam deslocadas radialmente das superfícies magnéticas, definidas pelo plasma térmico remanescente. Esse deslocamento pode terminar no próprio limitador poloidal e/ou nas paredes do vaso. Essa última ocorre, pois, com o deslocamento das órbitas, as partículas podem ser aprisionadas na não-homogeneidade do campo magnético toroidal ("ripple") ou perdidas diretamente por causa da irregularidade desse campo, decorrente do desalinhamento das bobinas que o produz. No caso do aprisionamento, a perda ocorre em virtude das velocidades de deriva que não podem ser compensadas durante a excursão das partículas energéticas no poço do "ripple" do campo toroidal.

2.2.1 Teorias e Experimentos

A determinação de uma expressão analítica para a descrição da taxa de criação dos elétrons energéticos em um plasma colisional, sob um campo elétrico relativamente fraco, isto é, ($E_T \ll E_c$), é um problema estudado sistematicamente desde 1960, com a publicação dos artigos seminais feito por Dreicer [Dreicer 1959, 1960].

Dreicer, assim como todos os autores subseqüentes, usou a equação de Fokker-Planck para a determinação da porção de alta energia da função de distribuição dos elétrons, além da adoção da condição necessária $E_T \ll E_c$. Além dessa condição, a maioria dos trabalhos subseqüentes pressupõe o plasma como sendo um meio infinito, homogêneo, em estado quiescente, com função de distribuição de velocidades próxima da maxwelliana e com correções relativísticas desprezíveis. Posteriormente, correções relativísticas [Connor 1975] e de campo magnético com geometria toroidal [Gurevich 1978] foram também propostas. Seguidamente, um novo mecanismo de produção de elétrons energéticos foi proposto por Sokolov [Sokolov 1979], através do qual é possível uma substancial transferência de energia de um elétron acelerado a um térmico ($\Delta W > W_c$) por causa das colisões de curto alcance ("short range collision"). Com a esperada manutenção da energia do primeiro elétron acima do limite energético crítico, cria-se, então, uma espécie de "multiplicação" de elétrons energéticos, os quais também são denominados "secundários", ou elétrons energéticos que surgem por efeito "avalanche". O tratamento matemático mais completo sobre esse novo tipo de mecanismo foi proposto por Rosenbluth and Putvinski, o qual faz uso da média sobre a órbita numa equação de deriva-cinética relativística [Rosenbluth 1997]. Comparado com os modelos clássicos, esse modelo prediz um aumento da taxa de elétrons energéticos e valores menores de E_c. Existe também evidência experimental da existência de elétrons energéticos por efeito de avalanche em regime Tokamaks em baixa densidade e durante disrupções [Helander 2002], além da descoberta no Tokamak TCABR de um novo regime Tokamak de alta população de elétrons energéticos intitulado RATS ("runaway-triggered spikes"), no qual a existência do mecanismo de avalanche é aparentemente fundamental [Galvão 2001].

Limitar-se-á aqui à descrição dos parâmetros básicos necessários para a classificação do regime de elétrons energéticos. Inicialmente, define-se o parâmetro de feixe eletrônico ("streaming parameter"), que é uma medida relativa envolvendo a velocidade dos elétrons e a velocidade mais provável de uma distribuição maxwelliana dos elétrons,[4] v_e^{mp}, isto é,

$$\xi_e \equiv \frac{v_e}{v_e^{mp}}, \tag{2.13}$$

em que

$$v_e^{mp} = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}} \tag{2.14}$$

[4] É interessante notar que alguns autores fazem uso da velocidade mais provável dos elétrons de uma distribuição maxwelliana, isto é, $\sqrt{2kT_e/m_e}$ ao invés da velocidade térmica $v_e^{th} = \sqrt{kT_e/m_e}$. Consequetemente, é comum se encontrarem na literatura expressões que contenham um fator 2 ou $\sqrt{2}$. Um caso clássico é o critério de Dreicer [Dreicer 1960].

A velocidade crítica, corrigida para um plasma de múltiplas partículas, pode ser obtida através de [Knoepfel 1979]

$$v_e^c = \sqrt{\frac{A_e n_e (2 + Z_{eff})}{e m_e E_T}}, \tag{2.15}$$

em que

$$A_e = \frac{e^4 ln\Lambda}{4\pi\epsilon_o^2} = 6,69 \times 10^{-55} ln\Lambda \tag{2.16}$$

e

$$ln\Lambda = 31,3 - \frac{1}{2} lnn_e + lnT_e \tag{2.17}$$

Essa última equação foi obtida da tabela 2E1, página 40, do livro escrito por Dolan [Dolan 1980]). Aqui Z_{eff} é a carga iônica efetiva do plasma.

A energia crítica é calculada através de 2.15 por

$$W_e^c = \frac{1}{2} m_e v_e^{c\,2} = \frac{A_e n_e (2 + Z_{eff})}{2eE_T} \tag{2.18}$$

Finalmente, a expressão para E_T^c é obtida impondo-se $v_e^c / v_e^{mp} = 1$ e também $T_e \simeq T_i$ [Knoepfel 1979]:

$$E_T^c = \frac{A_e n_e (2 + Z_{eff})}{2e^2 T_e(eV)} \tag{2.19}$$

Através da equação 2.19, é fácil perceber que os elétrons podem tornar-se energéticos mais facilmente em baixas densidades e altas temperaturas eletrônicas. A influência de Z_{eff} é menor, embora tenda a aumentar com a redução da densidade e com o aumento da temperatura eletrônica, dada uma quantidade fixa de impurezas.

Assim, é razoável imaginar que não haja diferença substancial entre um LART e um Tokamak convencional quanto à geração dos elétrons energéticos, pois a região do centro ($r \to 0$), onde se espera sua maior concentração inicial, é sempre de baixa razão de aspecto (r/R_o).

Um tratamento adequado da dinâmica dos elétrons e íons energéticos é complexo, pois envolve o uso da teoria cinética, na qual as reais funções de distribuição das velocidades das partículas do plasma não são conhecidas "a priori", além da complexidade causada pelo uso da geometria toroidal. Um dos aspectos mais relevantes dessa dinâmica, entretanto, são o aparecimento de instabilidades cinéticas em virtude da existência dos elétrons energéticos e o fenômeno de interação ressonante onda-partícula. A desestabilização provém, provavelmente, da anisotropia crescente entre as velocidades paralela e perpendicular.

Vários autores, em particular Parail e Pogutse [Parail 1986], fazem uso de tal mecanismo, mas particularizando o processo de excitação das ondas por ressonância Doppler anômala e seu término por causa da instabilidade por efeito de ressonância Čerenkov (amortecimento de Landau). Esse modelo cria naturalmente um processo periódico, que visa a explicar qualitativamente o que os autores definem como instabilidade dos elétrons de alta energia ou "fan instability", cuja manifestação experimental é o

surgimento de surtos de raios-X de alta energia com periodicidade de $0,2-10ms$ e de duração $0,1-5ms$, observados em muitos Tokamaks antigos. O uso desse modelo apresentou resultados satisfatórios quando aplicado a descargas extremamente bem diagnosticadas do Tokamak RTP [Schokker 1996].

Parail e Pogutse propuseram um critério simples para a existência desse tipo de instabilidade cinética. Esse critério é:

$$v_e^b \gtrsim 3(\frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}})^{\frac{3}{2}} v_e^c, \tag{2.20}$$

em que v_e^b é a velocidade do feixe de elétrons energéticos.

Um dos critérios mais recentes para a determinação da existência das instabilidades cinéticas excitadas por elétrons energéticos foi proposto por Moghaddam e co-autores, através de um modelo cinético bidimensional aplicado à cauda da função de distribuição de velocidades. O resultado é um prático diagrama ω_{pe}/ω_{ce} em função de E_T/E_T^c, no qual se mostram as regiões de estabilidade e seus limites [Moghaddan 1985].

2.2.2 Leis de Escala

Sob o ponto de vista experimental, é comum se analisarem os efeitos dos elétrons energéticos em Tokamaks através de leis de escala empíricas, baseadas em parâmetros experimentais do plasma. Um aspecto importante é saber em que regime de correntes e densidades do plasma a instabilidade dos elétrons energéticos ocorre. Um resumo desse regime, coletado entre alguns Tokamaks antigos, é descrito por Knoepfel [Knoepfel 1979].

Nessa referência, entretanto, incluíram-se incorretamente resultados do Tokamak T-10, que, na verdade, eram apenas uma extrapolação do que poderia ser esperado nesse Tokamak [Alikaev 1975]. Infelizmente, com esse dado espúrio, um ajuste linear dos resultados produz a bem conhecidada relação

$$\frac{I_p}{N} \equiv \frac{J_p}{\overline{n}_e} = 15 \times 10^{-14}(A.m), \tag{2.21}$$

quando na verdade ela deveria ser lida como

$$\frac{I_p}{N} \equiv \frac{J_p}{\overline{n}_e} = 12 \times 10^{-14}(A.m) \tag{2.22}$$

Assim, para a mesma densidade de linha dos elétrons $\overline{n}_e$, a relação 2.22 sugere que instabilidades envolvendo elétrons energéticos podem ocorrer com valores de densidade média da corrente do plasma $\approx 20\%$ mais baixos do que se previa (relação 2.21). Aqui N é definido pela equação 2.7.

É claro que os poucos resultados copilados por Knoepfel não permitem fazer uma análise estatística mais aprimorada para a obtenção de uma lei empírica sobre o fenômeno. Não é possível, também, elucidar a influência de outros importantes parâmetros de operação preditos pela teoria, como, por exemplo, Z_{eff} (um parâmetro cujo perfil espacial é ainda hoje difícil de ser aferido, mesmo em Tokamaks mais modernos).

Assim, baseando-se nessa relação empírica, é difícil fazer qualquer extrapolação sobre o aparecimento dos elétrons energéticos em LARTs.

Capítulo 3

Experimento START

3.1 Concepção Básica e Funcionamento

O dispositivo START foi o primeiro Tokamak de baixa razão de aspecto (LART), $A \equiv R_o/a < 2$, construído especificamente para explorar a física de plasma de Tokamaks nessa nova geometria. Antes do START, dois outros experimentos operaram na configuração Tokamak com baixa razão de aspecto ($A \approx 1,1$). O primeiro foi o Spheromak HSE ("Heidelberg Spheromak Experiment") [Bruhns 1987] e, quase simultaneamente, o Rotamak [Collins 1998], em Lucas Heights Research. Em ambos se introduziu um condutor no eixo axial dos dispositivos, o qual conduzia uma fração substancial do valor da corrente do plasma, qual seja, $I_p/I_{B_T} \sim 3$, em que I_{B_T} é a corrente total que cria o campo magnético toroidal. Ambos reportam melhoria nas propriedades de estabilidade. Os valores das temperaturas eletrônicas atingidas, entretanto, eram relativamente baixos: $T_e(0) \sim 12eV$ no Rotamak e $\sim 15-20eV$ no HSE.

Existem atualmente vários LARTs em operação no mundo todo, incluindo MAST (Inglaterra), NSXT, PEGASUS, HIT-II (EUA), ETE (Brasil), Globus-M (Rússia), SUNIST (China), TS-4, TST-2 (Japão). Existem, também, projetos em desenvolvimento, como o PROTO-SPHERA (Itália) e JUST (Rússia). Artigos de revisão que se complementam, incluindo experimentos já desativados, são encontrados na literatura [STW 2003, Gusev 2001, Sykes 1994].

O START foi o primeiro LART a atingir temperaturas de $T_i \simeq T_e \sim 10^2$eV e foi operado de 1990 a 1998. Suas características básicas e de desempenho máximo eram:

- Plasma de baixo A com alta corrente de plasma [$I_p \leq 300kA$], utilizando-se baixo campo magnético aplicado [$B_\phi \geq 0,1T$, $I_p/I_{B_T} \leq 1,2$];
- Volumes compactos, isto é, $R_o \leq 0,34m$, $a \leq 0,27m$, $A \geq 1.23$, elongação $k \simeq 1,2 - 3,0$ e triangularidade $\delta \leq 1,0$;
- Aquecimento ôhmico e por feixes de partículas neutras (NBI: 0,85MW, 30keV, isótopos H/D, $2,5 \times 10^{20}$ partículas/segundo, Co-injeção);
- Altos tempos de confinamento de energia e operação no modo-H (alta energia cinética do plasma). Por exemplo: no modo-L (baixa energia cinética do plasma) e regime ôhmico: $\tau_E \approx 4ms$ ($\tau_E \sim$

$2 \times \tau_{ITER93-H}$) [Ribeiro 1998], $\tau_E \approx 1,8ms$ ($\tau_E \approx 0,84 \times \tau_{ITER97elmy}$) [Sykes 2000]. No modo-H com NBI, obteve-se: $\tau_E \approx 4,1ms$ ($\tau_E \approx 1,3 \times \tau_{ITER97elmy}$) [Sykes 2000];

- Altas temperaturas. Por exemplo: $T_{eo}^{max} \lesssim 1keV$ em regime ôhmico, ou $T_i \approx T_e = 220-330eV$ em regime NBI típicos [Roach 2001];

- Parâmetro β bastante alto [Gryaznevich 1998a/b]. Por exemplo, com NBI se obtiveram: $\beta_T(0) \approx 100\%$ no eixo magnético, $\beta_T \approx 40\%$, $\beta_N \approx 5,5$ (ambos recordes mundiais). Em regimes ôhmicos, obteve-se: $\beta_T \approx 24\%$, $\beta_N \approx 3,3$. Aqui, $\beta_T(0) \equiv p(R_{mag})/(B_{T\,mag}^2/2\mu_o)$ $\beta_T \equiv (1/V_p)\int pdV/(B_{To}^2/2\mu_o)$, $B_{To} \equiv B_T^{vac.}(R_o)$, $\beta_N \equiv \beta_T/(I_p/aB_{To})$ (%, MA, m, T), p é a pressão do plasma e R_{mag} é a posição radial do eixo magnético no plano médio do plasma;

- Configurações magnéticas diversas, isto é, do tipo limitador natural (NED), desviador com um (SND-raramente utilizado) ou duplo (DND) ponto de campo magnético poloidal nulo;

- Eficiente condicionamento de vácuo através de boronização regular do vaso e dos componentes internos utilizando-se boro tri-metil deuterado ("deuterated tri-methyl boron") em descargas luminescentes de hélio. Usaram-se freqüentemente, nos últimos anos, descargas luminescentes em hélio entre descargas consecutivas, além do uso da técnica de condicionamento do vaso por absorção de impurezas via evaporação de titânio ("Ti-gettering") e também do uso de uma bomba criogênica de vácuo mantida em operação permanente.

Uma visão geral do START, mais sistemas auxiliares e equipe (no mezanino) podem ser observados na figura 3.1.

A secção do vaso do START é mostrada na figura 3.2. A câmara de vácuo do START foi herdada do experimento TORSO e é basicamente um cilindro de alumínio de raio $1.000mm$, altura de $2.000mm$, espessura $38mm$, fechado por tampas circulares de aço. Existiam janelas para diagnósticos na superfície lateral e nas tampas. Em cada tampa havia 2 janelas para injeção de gás via válvulas piezoelétricas.

As bobinas de campo toroidal consistiam em 8 espiras feitas de cobre com secção retangular ($25mm \times 100mm$), refrigeradas a água através de um orifício no centro dessa secção. A corrente nas espiras provinha do secundário (uma espira de cobre de $3mm$ de espessura) de um transformador de pulso situado na base inferior da máquina. O enrolamento primário desse transformador era ligado a um banco de capacitores. A corrente total máxima equivalente de todas as espiras era de $I_{B_T} \approx 500kA$.

Existiam 4 pares de bobinas de campo magnético poloidal (PF) mais o solenóide no interior da câmara de vácuo.

Em ordem crescente de raio, o solenóide, em sua última versão, media $1,74m$ de comprimento, 1.000 espiras, indutância de $3.389\mu H$, com capacidade de fluxo de $\approx 77mV.s$ [Sykes 1997c]. Esse enrolava-se ao condutor central de cobre (que conduzia a corrente total do campo toroidal) e revestia-se de placas de aço acopladas a placas cilíndricas de grafite de raio externo $65mm$, as quais desempenhavam a função de limitador interno do plasma.

O primeiro par de bobinas PF era o do desviador. O segundo, o das bobinas de indução do aquecimento ôhmico (OHT), que continham 8 espiras. O terceira era a do campo vertical (BV), composta de 8 espiras.

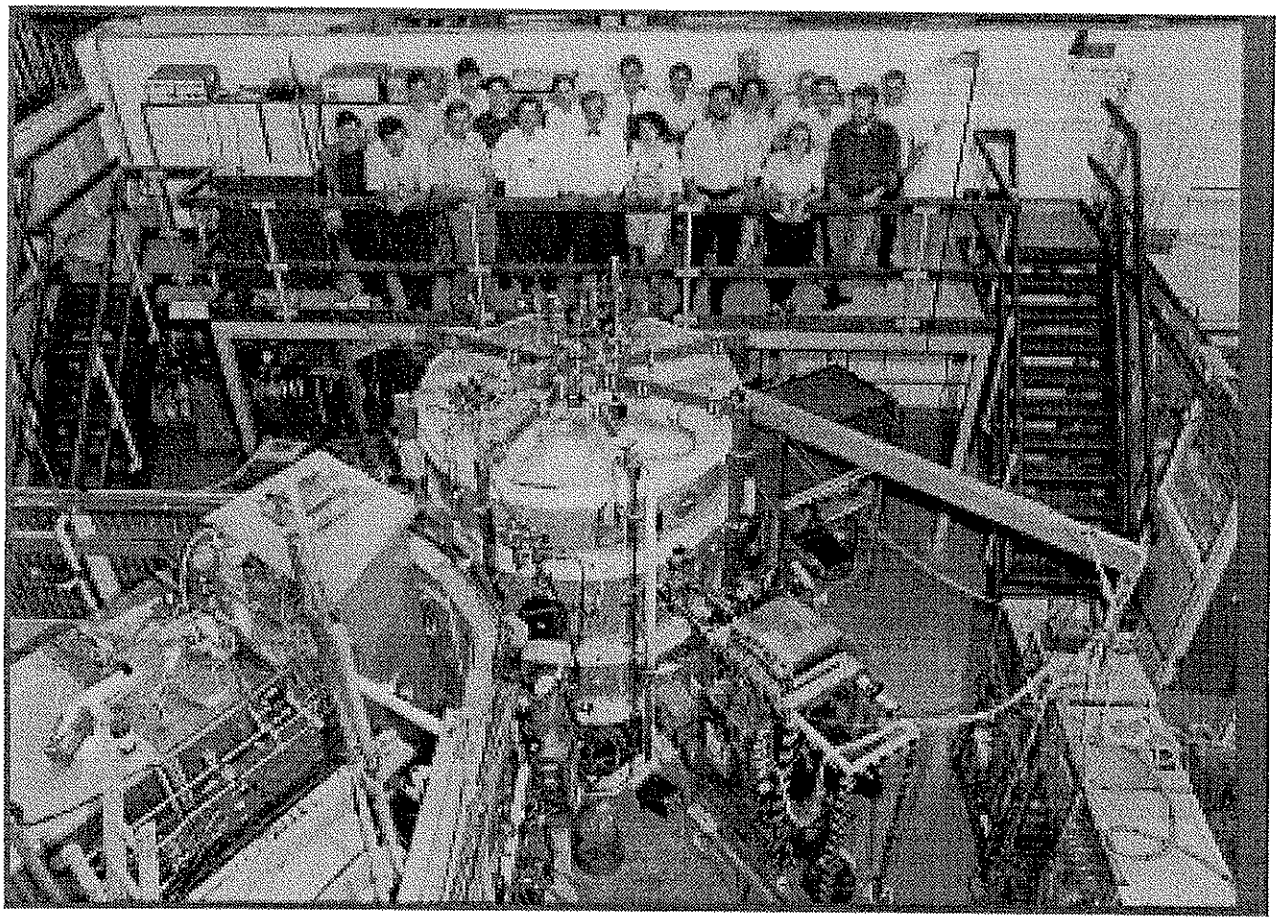


Figura 3.1: Visão panorâmica do START, sistemas auxiliares e equipe. O injetor de pastilhas foi adicionado posteriormente, aproximadamente no meio do mezanino.

Acopladas a ela, havia 3 bobinas de fluxo para prover dados ao código de reconstrução do equilíbrio EFIT (veja comentários mais adiante). O quarto par era também do campo vertical composta de 4 espiras, mas que tinham um raio maior que o par anterior.

O princípio de funcionamento do START é sumariamente descrito a seguir. O campo magnético toroidal é criado via corrente nas bobinas de campo toroidal. Injeta-se gás na câmara próximo das bobinas OHT, e depois uma corrente variável no tempo com um perfil de rampa decrescente é circulada nessas bobinas. Um campo elétrico tipicamente de $\sim 50V/m$ produz $\sim 100V$ de tensão de enlace sob essa bobina, o que produz com facilidade a ruptura local do gás (embora a ruptura ocorra acima de $30V$) e a formação de dois anéis de plasma toroidais simétricos ao plano médio do vaso (quadrupolo), a partir dos quais também se obtém um ponto de campo poloidal nulo. Revertem-se, então, as correntes nos pares de bobinas OHT de forma a se repelirem as correntes de plasmas acopladas a elas, ao mesmo tempo em que se aplica um pequeno campo vertical. Com esse procedimento, os anéis de corrente aproximam-se um do outro ao mesmo tempo em que são comprimidos para o centro da câmara com um tempo característico de $\sim 1ms$. O campo vertical é então ajustado de forma a controlar o processo de compressão e o formato da secção do plasma. Durante o processo de compressão, a corrente de plasma praticamente dobra de

valor. Esse é o chamado método de indução-compressão [Sykes 1992]. Após essa fase, o plasma decai resistivamente, caso não se acione o solenóide. Com este, entretanto, a corrente é mantida por mais tempo ($\sim 40ms$) próxima a um valor de platô.

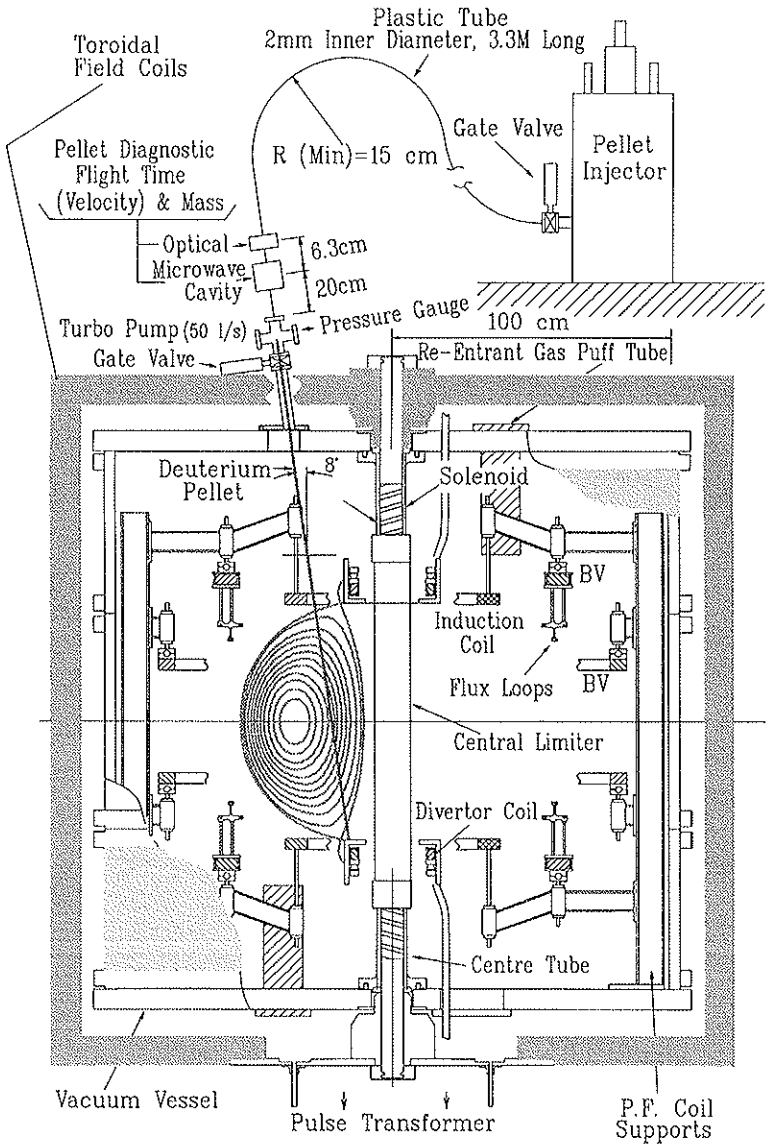


Figura 3.2: Secção do vaso do START [Ribeiro 2003].

3.2 Diagnósticos e Sistemas Auxiliares

Os sistemas de diagnósticos do START desenvolveram-se substancialmente em número e qualidade durante seus 8 anos de funcionamento. Na figura 3.3 são mostrados quase todos os diagnósticos, o sistema de aquecimento auxiliar por NBI, bem como os sistemas de pré-ionização por ondas ressonantes ciclotrônicas dos elétrons (ECR-P) e de injeção de pastilhas criogências. É necessário enfatizar novamente que nem todos foram implementados simultaneamente.

A seguir, faz-se uma descrição sucinta de alguns desses diagnósticos usados nesta tese, exceto os

especificamente construídos e colocados em operação para este trabalho, quais sejam, o interferômetro HCN e os sistemas ECR-P e de injeção de pastilhas. Esses sistemas são descritos detalhadamente nos capítulos 4, 5 e 6, respectivamente.

Sistema de Espalhamento Thomson

Inicialmente o sistema de espalhamento Thomson no START era de apenas um ponto temporal e espacial. Ao longo do tempo, entretanto, esse sistema foi expandido para 30 pontos espaciais (radialmente ao longo do plano mediano da máquina). O sistema final incorporou um sistema óptico de baixa divergência, um laser de rubi de $10-15J$ e um intensificador de imagens de GaAs acoplado a um sistema de CCD. Tipicamente, esse sistema possibilita medidas de temperaturas de elétrons entre $25eV \lesssim T_e \lesssim 4keV$ e densidades $n_e > 3 \times 10^{18} m^{-3}$, ambas com alta precisão ($\approx 3\%$ de erro instrumental) [Walsh 1999]. Valores menores de temperatura podem ser obtidos, mas com redução na precisão [Walsh 2003]. A resolução dos perfis espaciais é bastante alta , ou seja, a incerteza na posição é menor que $2mm$. Como exemplo, o uso desse diagnóstico possibilitou obter $2a/30 \approx 1,4cm$ de resolução máxima (para o típico valor $a \approx 0,21m$), válida para a região de HFS do plasma. Por causa das correções ópticas, esse valor aumenta de $1,4cm \rightarrow \lesssim 2$ na região da LFS do plasma.

Câmeras Fotográficas CCD

Câmeras fotográficas baseadas em sensores do tipo CCD ("Charge Coupled Devices"), ou simplesmente câmeras CCD, foram extensivamente usadas no START. Fotos completas da secção do plasma podiam ser obtidas pelo fato de o plasma ser muito menor que o vaso que o continha. Através delas, podiam-se estudar a dinâmica da formação do plasma, as características da borda e da sombra do limitador (SOL), a emissividade e concentração espacial da radiação, além de obterem-se os parâmetros geométricos da secção do plasma.

Nos primeiros anos, obtinha-se uma foto por descarga, com tempo de exposição entre $\approx 0,1-0,6ms$. As fotos eram coloridas, destacando-se a linha D_α ($6.561\AA$) do espectro de radiação, que naturalmente é uma das radiações dominantes na borda do plasma em regime quase estacionário.

Para evitar superexposição, usou-se sistematicamente um filtro D_α, embora sem calibração absoluta da intensidade. Tentativas de se usar um filtro no comprimento de onda da radiação de linha do CIII melhoraram a concentração espacial da radiação da borda do plasma, embora não tenham sido realizados estudos sistemáticos desse possível benefício.

As primeiras análises dos regimes de operação do START faziam, pois, uso da geometria inferida por essas fotos. As câmeras eram sincronizadas empiricamente em intervalos de tempos próximos ao final da descarga por disrupção, a fim de que se pudessem obter, posteriormente, parâmetros físicos relativos ao limite da descarga.

Um exemplo de como os parâmetros geométricos do plasma eram inferidos das fotos CCD pode ser visto na figura 3.4.

Entre muitas limitações na obtenção da geometria do plasma inferida pelas fotos CCD, estão as

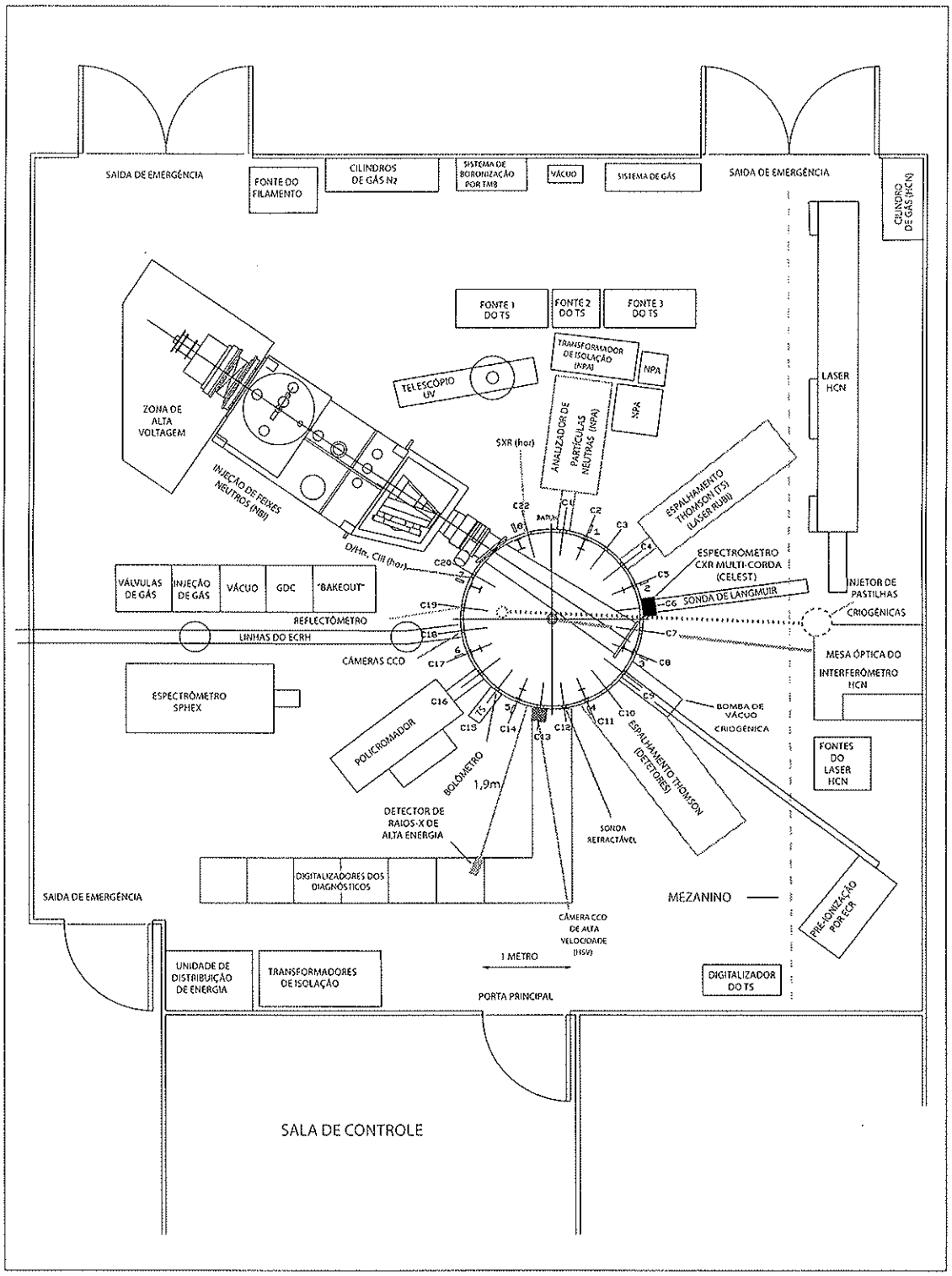


Figura 3.3: Visão em planta do experimento START, seu sistema de aquecimento auxiliar por NBI, principais sistemas de diagnósticos, com destaque para aqueles construídos e colocados em operação para este trabalho, quais sejam, o interferômetro HCN, os sistemas de pré-ionização por ondas ressonantes ciclotrônicas dos elétrons (ECR-P) e de injeção de pastilhas criogênicas (veja mais detalhes desse último na figura 3.2).

distorções da linha de visão da borda do plasma, pois raramente nas descargas antigas, isto é, com o desviador natural do plasma, havia uma definição espacial da região de emissão de D_α melhor que 5-10% do raio menor do plasma a. Combinado a isso, havia também a coleta de radiação por reflexão nas paredes e componentes internos do vaso [Duck 1994]. O uso do desviador DND ("double null desviador") melhorou substancialmente a concentração daquela emissão em virtude das mudanças nos perfis locais de densidade e temperatura que se reduziam mais abruptamente na borda de plasma. As distorções da linha de visão são também corrigidas usando-se uma correção geométrica descrita em detalhe num dos relatórios internos do START [Martin 1994].

Quase simultaneamente à inclusão do desviador DND, uma câmera CCD de multifotos P&B (HSV) entrou também em operação, o que possibilitou um estudo mais detalhado da dinâmica temporal da descarga. Invariavelmente essa câmera era ajustada para um tempo de exposição e intervalo entre fotos consecutivas de $222\mu s$, embora não apresentasse grande resolução espacial. Nesse período, entretanto, o código de reconstrução do equilíbrio do plasma EFIT já estava praticamente implementado e, desde então, foi usado sistematicamente. A partir desse período, as fotos CCD serviam então como um diagnóstico de dupla correlação para ratificar sobretudo os parâmetros geométricos desse código. Esse código é descrito a seguir.

Sistema de Reconstrução do Equilíbrio do Plasma (EFIT)

O código de reconstrução do equilíbrio EFIT foi adaptado com sucesso no START. Diferentemente dos Tokamaks convencionais, o processo de reconstrução do equilíbrio no START é muito mais complexo em virtude da existência das bobinas poloidais usadas no sistema de indução e compressão, da ausência de bobinas magnéticas na região da borda exterior do plasma (LFS) e também da presença do vaso condutor de alta, mas finita, condutividade. A consideração desse efeito é essencial para a determinação precisa dos parâmetros globais do plasma. Mais detalhes sobre o uso e implementação do EFIT no START foram relatados por Appel e colaboradores [Appel 2001].

Detector de Raios-X de Alta Energia

O detector de raios-X de alta energia foi usado no START, mais como um monitor do que propriamente como um diagnóstico regular. Ele é basicamente composto de um cristal de iodeto de sódio NaI ("sodium-iodide crystal") de $\approx 1cm$ de diâmetro e comprimento característico de $1cm$ (distância entre a superfície da blindagem de Al até o cristal detector). Com esse valor de comprimento, e levando-se em conta a espessura de $38mm$ do vaso de Al do START, obtivemos uma banda útil de fótons produzidos pelos raios-X de altas energias entre aproximadamente $50keV - 1MeV$.

Exposto aos raios-X, nessa faixa de energia, esse cristal emite radiação no comprimento de onda visível de aproximadamente 4.000Å, que é convertido diretamente em diferença de potencial elétrico por um fotodíodo acoplado ao cristal. Essa diferença de potencial é integrada e amplificada eletronicamente antes de ser digitalizada. A constante de tempo do integrador é relativamente longa, isto é, $\approx 10ms$. Assim, esse circuito conta pulsos referentes aos fótons de raios-X de alta energia ("pile up detector").

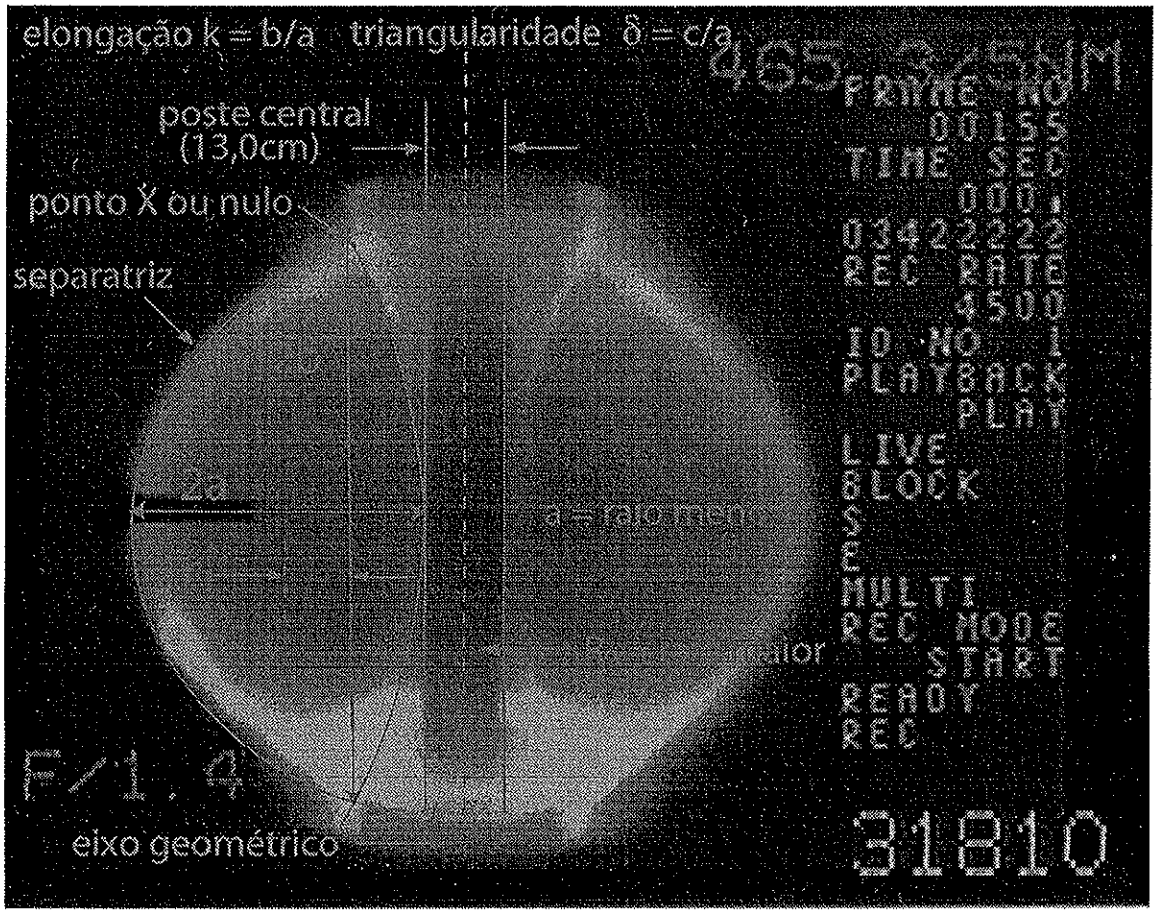


Figura 3.4: Exemplo de uma foto CCD e os parâmetros geométricos da secção do plasma dela inferidos.

A localização desse detector em relação à posição do START pode ser vista na figura 3.3. O detector tem uma linha de visão ampla, cobrindo todo o vaso.

Sistema de Detecção de Raios-X de Baixa Energia

O sistema de detecção de raios-X de baixa energia no START era constituído de 3 câmeras do tipo "pin-hole"; duas verticais e uma horizontal. As verticais apresentavam no total 20 cordas, cobrindo raios de $120 \leq R(mm) \leq 570$ no plano médio do vaso ($Z = 0$). A horizontal tinha 18 cordas, cobrindo $-204 \leq Z(mm) \leq 204$ no raio $R = 30cm$. Todas tinham $24mm$ de resolução. O elemento detector era um conjunto de 35 fotodíodos (Centronics LD35-5T) mais um filtro de berílio [Martin 1996].

Bolômetro

O bolômetro no START era composto de um único elemento detector feito de uma membrana de ouro. Esse detector estava localizado no raio de $1,05m$ no plano médio equatorial do vaso (janela C15b) e tinha um ângulo sólido que cobria totalmente o plasma, incluindo o desviador. Esse diagnóstico foi calibrado "in situ" e o nível de incerteza na medida era da ordem de 30%.

Perfis mais realísticos da emissividade local foram incluídos no modelamento dos sinais.

Efeitos do transporte de impurezas foram também incluídos nesse modelamento, já que se esperava que os tempos de confinamento de energia típicos do START fossem menores que o tempo que esses íons requereriam para atingir o equilíbrio corona [Field 1997].

Monitores das Radiações D_α e $C\,III$

Os monitores da radiação de linha D_α, isto é, espectro Balmer do deutério ($\lambda \simeq 6.561\AA$) e $C\,III$ ($4.647\AA$), eram constituídos por um sistema de lentes convergentes cujos focos eram posicionados no centro de fibras ópticas, as quais eram conectadas remotamente a um conjunto de fotomultiplicadoras e filtros apropriados. Os sinais eram digitalizados a uma freqüência de amostragem padrão de $1MHz$. Os detectores D_α eram divididos em duas categorias: um posicionado no plano médio do vaso com uma linha de visão radial, a qual chamamos D_α^{hor}, e um localizado na parte superior do vaso, com linha de visão abrangendo o desviador de baixo, o qual denominamos D_α^{div}. O detector $C\,III$ situava-se na mesma posição e linha de visão que o D_α^{hor}. A figura 3.3 mostra o posicionamento desses detectores.

Capítulo 4

Interferômetro HCN

Um interferômetro é um diagnóstico usado para a medir o índice de refração de um meio. Mais especificamente, no caso de um plasma, esse diagnóstico mede a defasagem entre dois sinais eletromagnéticos monocromáticos, isto é, um sinal de referência e um de teste. Essa defasagem ocorre em virtude da presença de um meio no caminho óptico do sinal de teste, e é quantificada por um número de franjas, N_f, definido como $\varphi/(2\pi)$, em que φ é a diferença de fase, em radianos, entre os dois sinais. Se a densidade do plasma for muito menor que a densidade de corte do signal de teste, isto é, $n_e \ll n_e^c$, uma simples relação entre N_f e n_e pode ser obtida [Hutchinson 1987]:

$$N_f = \frac{\lambda e^2}{4\pi c^2 \epsilon_o m_e} \int_{l1}^{l2} n_e dl \tag{4.1}$$

em que λ é o comprimento de onda da radiação eletromagnética. Medindo-se φ e o comprimento do plasma ao longo da direção de propagação do sinal de teste, L, deduz-se o valor médio da integral de linha da densidade eletrônica, $\overline{n}_e$, ou seja,

$$\overline{n}_e = \frac{4\pi c^2 \epsilon_o m_e}{\lambda e^2} \times \frac{N_f}{L} \tag{4.2}$$

Após esta breve introdução, discute-se a seguir o interferômetro do START, cujo diagrama esquemático completo (versão final) é mostrado na figura 4.1 (na figura 3.3 o interferômetro é mostrado no contexto dos outros diagnósticos e do START).

4.1 Arranjo Experimental

No interferômetro do START utilizou-se um feixe de laser HCN, cuja freqüência fundamental de operação era $891GHz$ ($\lambda = 337\mu m$). A ação laser foi obtida por meio de uma descarga elétrica numa mistura de gases composto por metano (CH_3), hélio (He) e nitrogênio (N_2). A potência nominal desse laser era de $\sim 150mW$. Grande parte desse aparato foi construído em Fontenay-aux-Roses, França [Veron 1979]. A densidade limite ("cut-off density") do plasma para esse comprimeto de onda é[1] $n_e^c \simeq 0,98 \times 10^{22} m^{-3}$.

[1] A densidade limite do plasma, para um dado comprimento de onda, é calculada igualando-se a freqüência dessa onda, ω, à freqüência do plasma, ω_{pe}. Por meio da relação de dispersão num plasma, isto é, $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2k^2$, em que $w_{pe}^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_o m_e}$,

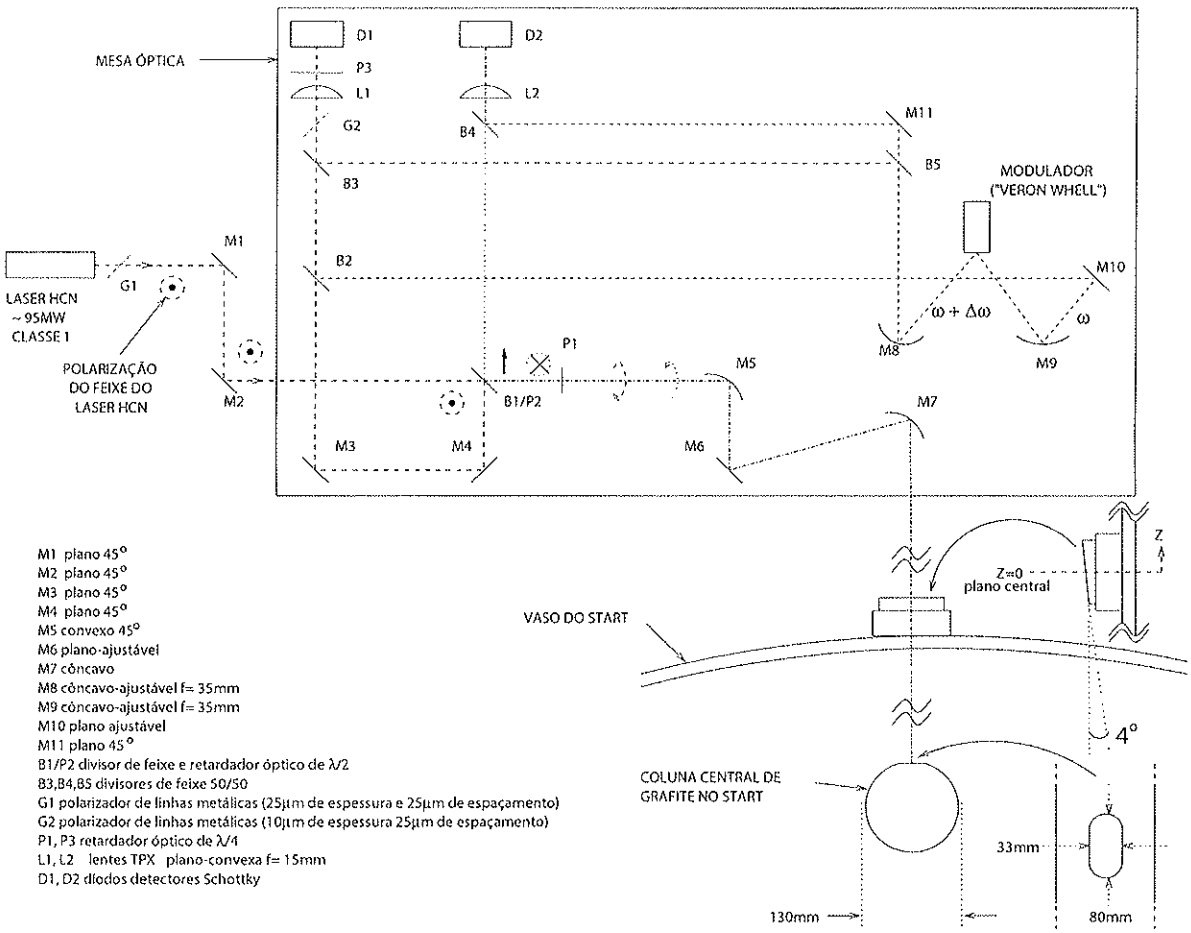


Figura 4.1: Diagrama esquemático completo da versão final do interferômetro HCN utilizado no START.

O uso desse interferômetro no START sucedeu a de um outro, operado na faixa de microondas de $\lambda = 2mm$ ($n_e^c \simeq 2,8 \times 10^{20} m^{-3}$), o qual freqüentemente se mostrava inadequado para medidas de alta densidade, comumente obtidas nessa máquina, pois $n_e^{max} \simeq n_e(0) \sim n_e^c$.

Na versão final do interferômetro HCN do START, o feixe de laser era posicionado no plano equatorial da máquina, atravessando o plasma, e era refletido na coluna central do Tokamak, retornando paralelamente na mesma direção. Desta maneira, pôde-se, em princípio, evitar *um* dos efeitos do fenômeno de refração do plasma, que é o desvio da direção do sinal de teste quando ∇n_e não for paralelo à sua direção

vê-se que a densidade limite corresponde à condição de reflexão da onda, isto é $k \to 0$. Essa relação provém da solução das equações de Maxwell para uma onda eletromagnética monocromática que se propaga através do plasma não magnetizado ($\vec{B}_0 = 0$) ou até magnetizado ($|\vec{B}_0| \neq 0$), desde que nesse último caso a onda esteja polarizada no modo ordinário $\vec{E}_1 \parallel \vec{B}_0$, em que $\vec{E}_1$ é o campo elétrico da onda.

de propagação, o que ocorreria caso o sinal de teste atravessasse o plasma ao longo de uma corda que não estivesse situada exatamente no plano médio horizontal da câmara de vácuo. É interessante mencionar que esse desvio era considerado, até então, a principal causa do insucesso desse diagnóstico no START.

Conceitualmente o novo esquema do interferômetro equivale ao do tipo Michelson ou de dupla-passagem ("double-pass"), enquanto que o esquema anterior era do tipo Mach-Zehnder, que é um esquema mais comum em outras máquinas, no qual o feixe cruza, verticalmente, numa única passagem, a secção do vaso.

O presente esquema utilizou a coluna central da máquina como um refletor do sinal de teste. Essa coluna era revestida por placas de grafite de $\approx 1cm$ de espessura.

Para a criação desse refletor, foi projetada uma estrutura mecânica acoplada à janela do vaso, por intermédio do qual foi possível polir uma pequena área de uma das placas de grafite, removendo-se uma camada de $\approx 3mm$ de espessura, formando assim uma suferfície relativamente plana (veja detalhes na figura 4.1). A rugosidade relativa ao comprimento de onda do laser foi de $d/\lambda \simeq 0,08$, em que $d \approx 27\mu m$. Essa superfície funcionou satisfatoriamente como um reflector plano; a perda de intensidade após a reflexão era de $\approx 30\%$.

Eram esperadas perdas na contagem das franjas em virtude da possível vibração mecânica da coluna central do vaso. Observou-se, entretanto, que o tempo característico relativo à freqüência de vibração do conjunto coluna central e vaso era de $\sim 30ms$, ou seja da ordem da duração da descarga, o que, conseqüentemente, não provocou problemas na contagem das franjas.

Esse esquema, assim como os resultados dos cálculos do posicionamento dos elementos ópticos, isto é, os espelhos, lentes, separadores de feixe ("beam-splitters") etc., foram baseados na aproximação gaussiana para a dispersão do feixe, e foram relatados no relatório interno OPS.Note 93.60 [Walsh and Ribeiro 1993].

Dada a geometria acima, isto é $L \equiv 2 \times 2a$ (dupla passagem do feixe) e $\lambda = 337\mu m$, tem-se, por meio da equação 4.2, a seguinte expressão para a densidade média de linha:

$$\overline{n}_e(m^{-3}) = 6,62 \times 10^{18} \frac{N_f}{2 \times 2a} \tag{4.3}$$

4.2 Mesa Óptica

Descreve-se a seguir a mesa óptica e a função dos vários dispositivos ópticos nela contidos, tendo como referência a figura 4.1.

Primeiramente, o feixe do laser passa por um polarizador de linhas metálicas ("mesh") G1 ($25\mu m$ de espessura por $25\mu m$ de espaçamento entre os fios condutores), que possui orientação de forma a permitir que toda a radiação com polarização $\vec{E}$ passasse com um mínimo de perdas, isto é, os fios condutores de tal dispositivo foram posicionados perpendicularmente à direção de $\vec{E}$. A orientação em 45° previne que a radiação espúria que retorna da mesa óptica não volte para o laser. O feixe de laser passa então pelos espelhos M1 e M2, que têm a única função de posicionar o plano desse feixe para o plano da mesa óptica. De M2 o feixe chega até B1/P2, dispositivo que incorpora tanto um espelho semirefletor ("beam splitter"), com um fator de divisão de intensidade de 50% (comumente encontrado na literatura como

50/50) como, também, em nosso caso particular, um disco retardador[2] de $\lambda/2$ (que será explicado a seguir). Parte desse feixe é desviado até o espelho semirefletor B2 (50/50), via espelhos M4 e M3, que por sua vez, o divide novamente. Uma parte do feixe é modulado com uma freqüência intermediária de $IF \simeq 800kHz$ pelo disco de Veron ("Veron's wheel") via M10 e M9, e enviado ao detector D1 por meio de B5 e B3 passando pela lente L1 e, também, até D2 por intermédio de M11 e B4 passando pela lente L2. A outra parte do feixe passa totalmente por B3 e também chega a D1, combinando-se com o feixe anterior para produzir o que se chama de *sinal de referência*. G2 tem a mesma função de G1, e L1 e L2 são lentes TPX.

Retornando à segunda parte do feixe dividida por B1, vemos que esse feixe é girado de $\lambda/2$ pelo retardador óptico P2, o que vale dizer que $\vec{E}$ passa de perpendicular a paralelo em relação à mesa óptica. O feixe segue por um disco retardador, P1, de espessura $\lambda/4$, o qual produz um feixe com polarização circular. Os espelhos M5, M6 e M7 conduzem posteriormente esse feixe ao plano horizontal mediano do vaso do START, o qual se reflete parcialmente na surperfície de grafite que cobre sua coluna central, e retorna à mesa óptica com mudança de polarização; de circular no sentido horário para circular no sentido anti-horário. Assim, a parte desse feixe de retorno que ultrapassar B1/P2 possuirá uma polarização ortogonal à produzida originalmente pelo laser e, assim, sendo será defletida em G1, não retornando conseqüentemente à mesa óptica. Ao conjunto dos retardadores de $\lambda/2$ mais o de $\lambda/4$ dá-se o nome de isolador óptico. Sem esse isolador, observava-se uma extra modulação em amplitude nos detectores, por causa da realimentação óptica via B1/P2. Com o isolador óptico esse problema foi solucionado.

4.3 Detectores

Os primeiros detectores usados no interferômetro HCN do START pertenciam à classe dos "thermal heterodyne mixer bolometer" [Blaney 1980], e eram do tipo piroelétrico cujo elemento termocondutor era o LATGS ("Lanthaum Triglycine Sulfate"). Esses detectores foram produzidos pelo Instituto de Física de Plasma de Heifei, China. Suas principais características são:

- Sensibilidade, $S \simeq 1,2V/mW$;
- "Noise Equivalent Power", $NEP \simeq 10^{-8}W/Hz^{1/2}$;
- Resposta em freqüência, $REF(-3dB) \lesssim 4kHz$;
- Temperatura de operação, $TOP \simeq 300K$ (temperatura ambiente);
- Típica banda de operação, $BOP \lesssim 10^3\mu m$.

[2]Um disco retardador ("retardation plate") é um disco fabricado de um cristal transparente birefrigente ("birefrigent" ou "double-refracting"), que nada mais é que um meio com propriedades anisotrópicas relativas à passagem de ondas eletromagnéticas. Assim, esse disco tem a propriedade de separar uma onda linearmente polarizada e perpendicular ao plano que contém o eixo óptico, em ondas ordinárias e extraordinárias perpendiculares umas as outras, que por sua vez possuem diferentes velocidades de propagação no meio, produzindo, assim, uma diferença relativa de fase que depende da espessura e do material constituinte desse cristal. Diferenças de fase de $\lambda/2$ e $\lambda/4$ são os valores mais utilizados.

Embora tenha boa sensibilidade, robustez, baixo custo, e seja de simples utilização, esse tipo de detector possui um baixo valor de relação sinal/ruído e baixa resposta em freqüência (modernos detectores piroelétricos podem operar em $\sim 1MHz$). O alto nível de ruído, peculiar de qualquer ambiente onde existem fortes campos eletromagnéticos, como é o caso dos Tokamaks e também a baixa resposta em freqüência desse detector ($\simeq 4kHz$), os tornaram inadequados, pois "saltos" freqüentes eram produzidos na contagem das franjas, mesmo durante a operação normal do interferômetro e, certamente, quando ocorriam fenômenos rápidos, como as IREs ("Internal Reconnection Events"), cujo tempo característico é de $\sim 10\mu s$.

Para contornar o problema acima, utilizou-se os sofisticados detectores criogênicos ($\sim 4K$) a base de InSb ("indium antimonide") como elemento fotocondutor, pois já estavam disponíveis em nosso Laboratório. Esses detectores estão na categoria de "hot-electron fotoconductor heterodyne mixer" e foram fabricados pela QMC Instruments. As principais características desses detectores são: $S > 2V/mW$, $NEP \simeq 10^{-12}W/Hz^{1/2}$, $REF(-3dB) \lesssim 750kHz$, $TOP \leq 4.2K$ (hélio líquido) e $BOP \sim 100-5000\mu m$. Desta maneira, obteve-se uma melhoria considerável da relação sinal/ruído (maior NEP), da sensibilidade (maior S) e da resolução temporal da medida (maior REF). Aumentou-se na ocasião a freqüência intermediária (IF), por intermédio do aumento da rotação do modulador até $\sim 80kHz$, o que equivale a $13\mu s$ de resolução temporal.

Esses detectores, entretanto, exigiam o preeenchimento periódico de suas câmaras de vácuo com nitrogênio (N_2) e hélio (He), ambos, líquidos, com temperaturas de $\sim 77K$ e $\sim 4K$, a intervalos máximos de 24 e 80 horas, respectivamente.

Essa tarefa exigiu um treinamento especial por parte do fabricante QMC Instruments. Assim, os detectores não eram viáveis sob o ponto de vista operacional e de custo (N_2, He e homem/hora) para o caso particular do START.

Com o objetivo de tornar o interferômetro mais operacional e menos custoso, adquiriu-se um par de díodos misturadores (díodos retificadores Schottky) como os elementos detectores, produzidos por Farran Technology. As principais características desses detectores são: $S \simeq 0.05V/mW$, típico $NEP \simeq 3 \times 10^{-9}W/Hz^{1/2}$ (em 100Hz), $REF(-3dB) \lesssim 10GHz$, $BOP \sim 300 - 375\mu m$, $TOP \simeq 300K$ (temperatura ambiente). Comparado aos detectores criogênicos, entretanto, houve uma redução substancial na sensibilidade, S (40 vezes menor) e, também, na relação sinal/ruído por meio do parâmetro NEP.

Os detectores Schottky em questão foram utilizados desde então, com um alto grau de confiabilidade e um mínimo de manutenção quanto ao realininhamento.

Capítulo 5

Pré-ionização por Ondas Ciclotrônicas dos Elétrons (ECR-P)

5.1 Introdução

Existem muitas vantagens no uso eficiente de um sistema de pré-ionização nos dispositivos de confinamento magnético de plasma para fusão, em particular tokamaks.

Com seu uso, por exemplo, existe a redução da tensão de enlace mínima para a ruptura elétrica do gás, que por sua vez elimina a necessidade do uso das paredes relativamente finas na região interior do vaso, as quais são incompatíveis com um Tokamak para reator, tendo em vista que a parede interior deve acomodar a camada de moderação de nêutrons ("blanket"$\sim 1m$) e a blindagem ("shield" $\sim 1m$) e ainda proteger mecanicamente componentes como as antenas do sistemas de aquecimento dos efeitos das disrupções da corrente de plasma.

O uso de eficiente de um sistema de pré-ionização permite ainda que o armazenamento e transmissão da energia, incluindo geradores e sistemas de chaveamento, sejam significativamente simplificados, em virtude da redução da alta potência dissipada ($\sim 10^1 GW$) em algumas frações de segundo ($\sim 10^{-1} s$).

Neste cenário, a pré-ionização por meio de ondas ressonantes na freqüência ciclotrônica dos elétrons (ECR-P) tem demonstrado ser o método mais efetivo no intuito de se reduzir a tensão de ruptura do gás na fase de pré-ionização.

Os trabalhos de Lloyd e colaboradores [Lloyd 1991] e Whaley e colaboradores [Whaley 1992] merecem destaque sobre o assunto ECR-P. Outras referências relevantes, incluindo trabalhos clássicos, com ou sem o uso de ECR-P, são citadas nesses dois trabalhos.

A redução de consumo do fluxo magnético do transformador de aquecimento ôhmico (OHT) nos estágios preliminares da descarga é, sem dúvida, importante para os Tokamaks convencionais (alta razão de aspecto, isto é $R_o/a > 2$) e vital para os LARTs ($R_o/a < 2$). Nestes, o fluxo armazenado é relativamente reduzido por causa do pequeno espaço disponível para a inserção do solenóide principal de indução.

Os benefícios observados decorrentes do uso de ECR-P são vários:

1. A redução do fluxo ôhmico indutivo na fase preliminar da descarga, o que permite a extensão da descarga nas fases posteriores.

2. O aumento da reprodutibilidade das descargas em virtude do controle da posição inicial da formação do plasma durante a ruptura elétrica do gás.

3. Do item acima decorre a redução da interação plasma-parede do vaso, o que reduz o nível de impurezas e, conseqëntemente, a radiação delas proveniente.

4. A redução da densidade de elétrons de alta energia ("runaways"), por causa do menor campo elétrico de ruptura necessário para um plasma inicial de relativa alta densidade ($\sim 10^{18} m^{-3}$) produzido por potências $P_{ECR-P} \sim 10^1 - 10^2 kW$.

5. A compensação das perdas de partículas ionizadas provenientes dos processos de difusão, recombinação e, sobretudo, das várias velocidades de deriva relativas à curvatura de B_T, ao campo magnético espúrio, e ao campo vertical inicial (esses dois últimos são extremamente relevantes).

Neste capítulo discutiremos o sistema ECR-P construído, testado e usado no START.

5.2 Sistema de ECR-P no START: Características Técnicas

O sistema ECR-P no START produziu uma potência de $P_{ECR-P} \approx 3kW$ na freqüência de $f \approx 6GHz$.

As ondas foram injetadas da região de baixo campo magnético (LFS) com polarização X ou O (modo-X ou modo-O), ou seja, com $\vec{E}_1 \perp \vec{B}_T$ ou $\vec{E}_1 \parallel \vec{B}_T$, em que $\vec{E}_1$ é o campo elétrico da onda e $\vec{B}_T$ é o campo magnético toroidal.

O arranjo experimental utilizava um sistema comercial da empresa Marconi, que era operado em modo contínuo (CW), em comunicação via satélite, pela companhia de telecomunicação British Telecom (BT).

Foram realizadas inúmeras modificações neste sistema de forma a se adequar ao nosso propósito, basicamente relacionadas ao oscilador externo, ao sistema de refrigeração, aos circuitos auxiliares de controle e proteção, à linha de transmissão, à inserção e calibração dos detectores de microondas etc. Um diagrama simplificado desse novo sistema pode ser visto na figura 5.1

As principais características de sistema ECR-P usado START eram:

1. Descrição geral: $1,6m$ de altura, $0,83m$ de largura e $1,37m$ de comprimento; sistema bem protegido (detectores de arcos elétricos-"arc-detector", "interlocks', superaquecimento etc) e bem documentado.

2. Fonte de microndas: klystron de $6,1GHz$, $3kW$ (Varian modelo VA-936G-6 ou Thomson-CSF modelo TH2416A).

3. Oscilador externo: tipo ressonador dielétrico da Wessex Electronics: $6,10495 \pm 0,060GHz$, $28,94dBm$, VSWR de $1,12:1$.

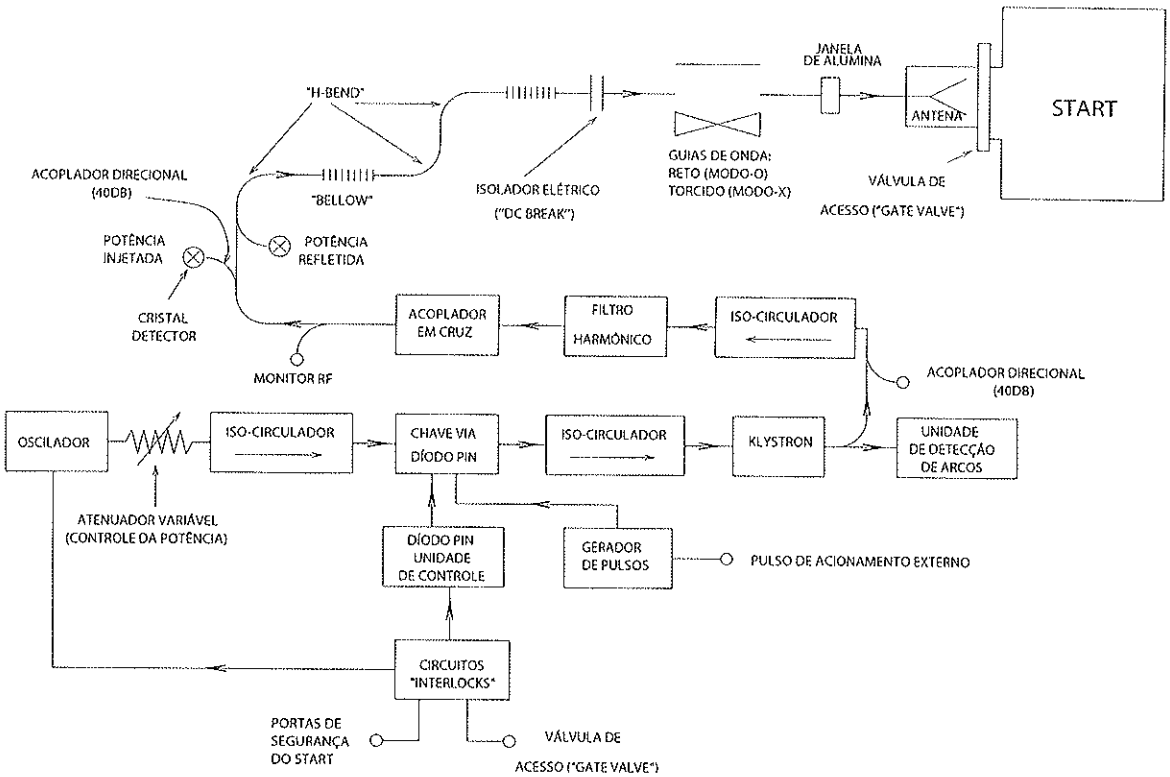


Figura 5.1: Diagrama simplificado do sistema de pré-ionização por ondas ressonantes ciclotrônicas dos elétrons (ECR-P) utilizado no START.

4. Fonte de alimentação (HV-PSU): $10kA$, $1,5A$, fonte chaveada de estado-sólido.

5. Operação: automática após um minuto do acionamento da HV-PSU. O controle da potência era feito manualmente por meio de um atenuador passivo calibrado. A largura e instante de acionamento do pulso P_{ECR-P} foram feitos por intermdio do sistema de sincronismo geral do START.

6. Isolador de vácuo de alumina (Al_2O_3) de 8,34mm de espessura com transmissividade (medida) de 99,7%.

7. Interruptor CC ("DC-break"): $0,775mm$ do isolante PTFE com 97% de transmissividade (medida).

8. Ano de fabricação: 1986.

9. Custo: equipamento (praticamente zero), mais homems-hora, guias de ondas e componentes afins,

oscilador, sistemas de "interlocks", janelas ("flanges"), válvula de acesso ("gate valve"), sistema de refrigeração, detectores, etc. Total $\lesssim$ \$15.000.

5.3 ECR-P na Presença do Campo Magnético Toroidal

Os primeiros resultados do ECR-P no START foram realizados com o auxílio de uma carga de RF ("RF load") conectada no final da linha de transmissão, ao invéz da antena (veja a figura 5.1). Posteriormente, $1,7kW$ foram lançados no vaso. Após os ajustes necessários na klystron quanto ao perfeito casamento cavidade-oscilador (ressonância através da optimização do parâmetro de mérito da cavidade), obteveu-se o esperado $3,2kW$, previstos pelo fabricante. Com esta otimização, reduziu-se também a corrente entre o cátodo e o corpo da klystron ("body current"). Sem este procedimento, a vida útil e a eficiência deste dispositivo seriam reduzidos. Há de fato um sistema de proteção no sistema de controle que desliga toda a unidade caso esta corrente exceda $\sim 20mA$.

Na figura 5.2 é mostrado o resultado da aplicação de $P_{ECR-P} = 1,7kW$ no vaso do START, só na presença do campo magnético toroidal. Os sinais dessa figura são: a corrente do campo toroidal, I_{B_T} e as potências transmitida e refletida, P_T e P_R, respectivamente. Utilizou-se o modo-O e o gás D_2, que foi injetado entre os instantes 17 e $21ms$. A absorção de microondas é evidenciada através da redução abrupta de P_R, o que ocorre quase imediatamente $(21,1ms)$ após a aplicação de P_T $(21,0ms)$.

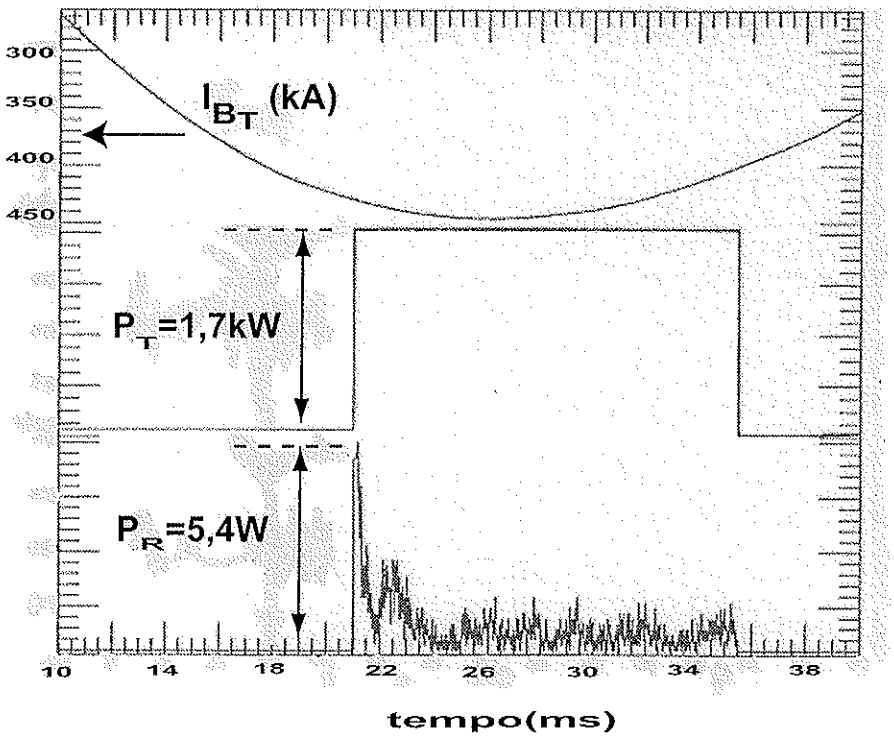


Figura 5.2: ECR-P na presença do B_T. As grandezas acimas são a corrente do campo toroidal, I_{B_T} e as potências transmitida e refletida, P_T e P_R, respectivamente.

A máxima taxa de onda estacionária VSWR ("Voltage Standing-Wave Ratio") aferida foi de 1:1.12 (obtida desta mesma figura), que é considerado um excelente valor.

Na figura 5.3 é mostrada a localização da absorção de microondas por meio de uma foto CCD no instante $34,9ms$, referente à figura 5.2. A absorção ocorre na posição da ressonância híbrida superior[1], $R_{UH} \approx 0,42m$, que estava localizada extremamente próxima da posição de ressonância da harmônica principal da freqüência ciclotrônica dos elétrons, $R_{\omega ce} \approx 0,41m$, isto é, $\omega = 1 \times \omega_{ce}$, pois a densidade do plasma ECR-P era extremamente baixa; $n_e \simeq 3 \times 10^{16} m^{-3}$. A temperatura eletrônica deste meio era $T_e \simeq 2,5eV$. Os valores de n_e e T_e foram medidos com uma sonda de Langmuir simples, em modo de varredura, na posição $R = 0,41m$. É interessante notar que essa densidade era, como se esperava, mais baixa que a densidade de corte para a freqüência de microondas, isto é, $n_e^c \approx 4,6 \times 10^{17} m^{-3}$.

O valor medido de n_e concorda em magnitude com a estimativa teórica para o START no qual $n_e^{max} \sim 9 \times 10^{16}$ para $P_T \simeq 1,7kW$ [Ribeiro 1994].

Não se observou visualmente absorção na posições das ressonânicas de harmônicas superiores ($\omega = 2\omega_{ce}$, $3\omega_{ce}$...).

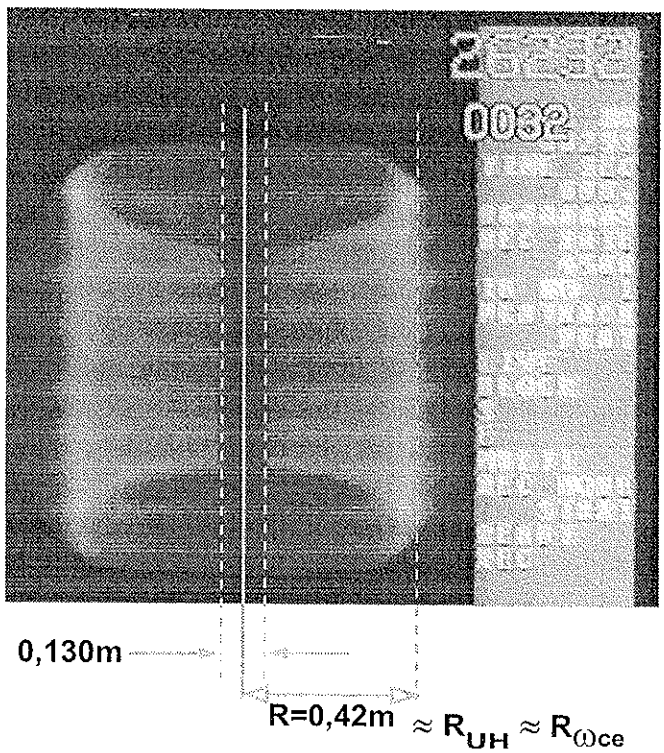


Figura 5.3: Posição da absorção de microondas no instante $t = 34,9ms$, referente à figura 5.2. Ela estava próxima da ressonância ciclotrônica dos elétrons ($R_{\omega_{ce}}$) ou da ressonância híbrida superior (R_{UH}).

[1] A posição da freqüência híbrida superior foi calculada em função da posição da ressonância elétron ciclotrônica, por meio da relação $R_{UH} = R_{\omega ce}/\sqrt{1-(\omega_{pe}/\omega_{UH})^2}$, com $\omega_{UH}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2$, utilizando-se $\omega_{ce} = eB_T/m_e$ (o que conduz a $B_T(\omega_{ce}) \approx 0,218T$) e $B_T(\omega_{ce}) = \mu_o I_{B_T}/2\pi R_{\omega_{ce}}$.

5.4 ECR-P em Regime Tokamak

Na figura 5.4, a fonte de alimentação do filamento emissivo termoiônico, que normalmente auxilia a descarga, foi desligada e, assim, a ruptura do gás em regime Tokamak deu-se exclusivamente por causa do auxílio do ECR-P. A ruptura do gás ocorreu no instante $17,5ms$, mas não se observou qualquer alteração aparente na emissão D_α, em virtude, talvez, da baixa sensibilidade do detector utilizado.

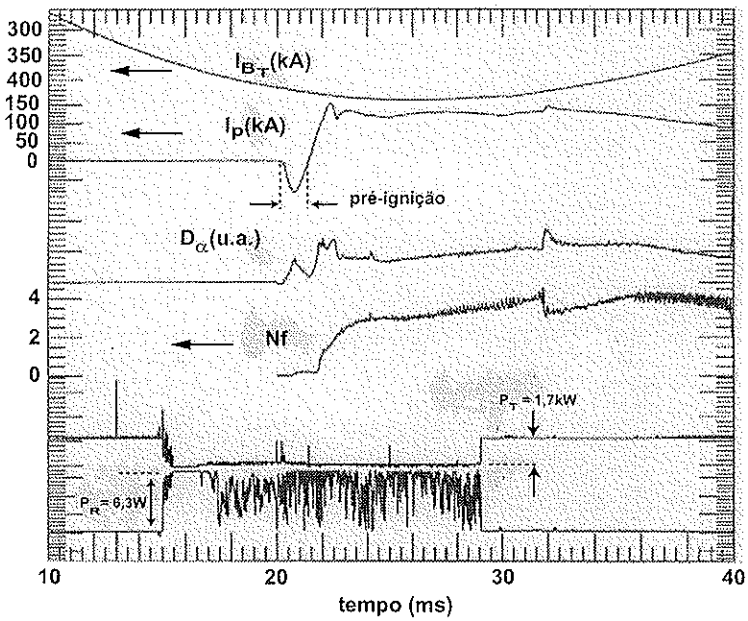


Figura 5.4: Exemplo de uma descarga em regime Tokamak auxiliada por ECR-P, sem o uso do filamento emissivo termoiônico, produzida pela técnica de indução-compressão.

É importante mencionar, também, que uma das muitas aplicações do ECR-P no START foi a possibilidade da redução de impurezas na formação do plasma, o que foi possível a partir do preciso controle do instante no qual a ruptura ECR-P ocorria, para que a pré-ignição (veja a figura 5.4) fosse evitada[2]. Por exemplo: a emissão na linha FeII das descargas #26128 e #26129, reduziu-se de $\sim 30\%$ no começo do platô de I_p. As emissões nas linhas dos íons do carbono CII, CIII, CV também se reduziram, embora em proporções diversas, enquanto a do CV reduziu-se somente após a fase de compressão ($t > 23ms$), o que se deve, provavelmente, ao seu potencial de ionização mais elevado ($\sim 392eV$) relatico ao do CII ($24,4eV$) e ao do CIII ($47,9eV$) [Ribeiro 1995].

[2]Entenda-se por pré-ignição o aparecimento de uma corrente de plasma reversa à convencional, criada no intervalo de tempo no qual se aplica-se uma diferença de potencial positiva no solenóide. Posteriormente, a redução abrupta dessa diferença de potencial (para valores inclusive negativos) cria a corrente do plasma propriamente dita.

Influência da Potência ECR-P e da pressão do gás

Estudou-se também a influência da pressão de preenchimento do vaso, p_{H_2}, e da potência, P_{ECR-P}, no instante de ruptura principal do gás, τ_{bd}, na taxa de crescimento de I_p, isto é, $\Delta I_p/\Delta T \equiv I_p^{max}/\tau_{Ip}$ e na reprodutibilidade das descargas. Aqui, τ_{Ip} é o tempo de subida de I_p, medido entre o instante τ_{bd} e o início do platô de I_p (I_p^{max}). Esse platô ocorre após a fase de compressão do plasma.

Todas as descargas foram obtidas por intermédio da técnica de indução-compressão. Utilizou-se o gás H_2, cuja pré e a injeção principal foram feitas nos intervalos $18,5-21ms$ e $22,5-28,5ms$, respectivamente. É interessante notar que até o início do platô de I_p ($t \simeq 22,5ms$) não há influência da injeção adicional do gás.

Na figura 5.5 mostra-se a dependência de τ_{bd} em função de P_{ECR-P}. Vê-se que entre 1,0 e 2,75kW, τ_{bd} é praticamente o mesmo, embora a reprodutibilidade seja sistematicamente melhor quanto mais alto for P_{ECR-P} (menor dispersão dos valores de τ_{bd}). Para $P_{ECR-P} < 1,0kW$, a ruptura do gás também ocorre, mas com atraso, o que não possibilita a obtenção de descargas reproduzíveis, em virtude das mudanças das condições iniciais da descarga. Nessas condições experimentais, não foi possível obter descargas somente com o auxílio do filamento, pois não houve sequer a ruptura principal do gás. Macroscopicamente, a maior reprodutibilidade das descargas ocorre na medida em que P_{ECR-P} cresce, e isso fica evidenciado por intermédio da menor dispersão dos valores de I_p^{max} e seus valores absolutos. A figura 5.6 mostra tal fenômeno.

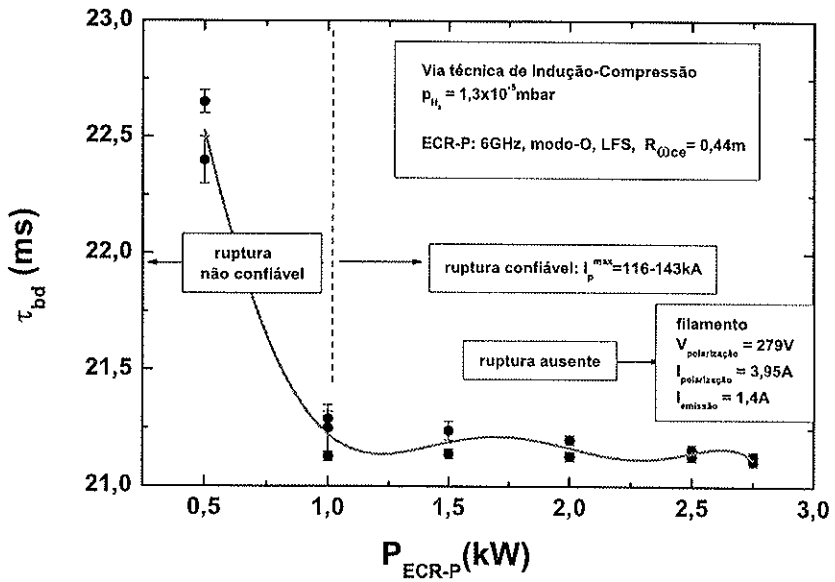


Figura 5.5: Tempo de ruptura do gás, τ_{bd}, em função da potência P_{ECR-P} injetada no vaso para a pressão de preenchimento de $p_{H_2} = 1,3 \times 10^{-5}mbar$.

Quanto à taxa de crescimento de I_p, isto é, $\Delta I_p/\Delta T \equiv I_p^{max}/\tau_{Ip}$, não é clara a influência de P_{ECR-P}.

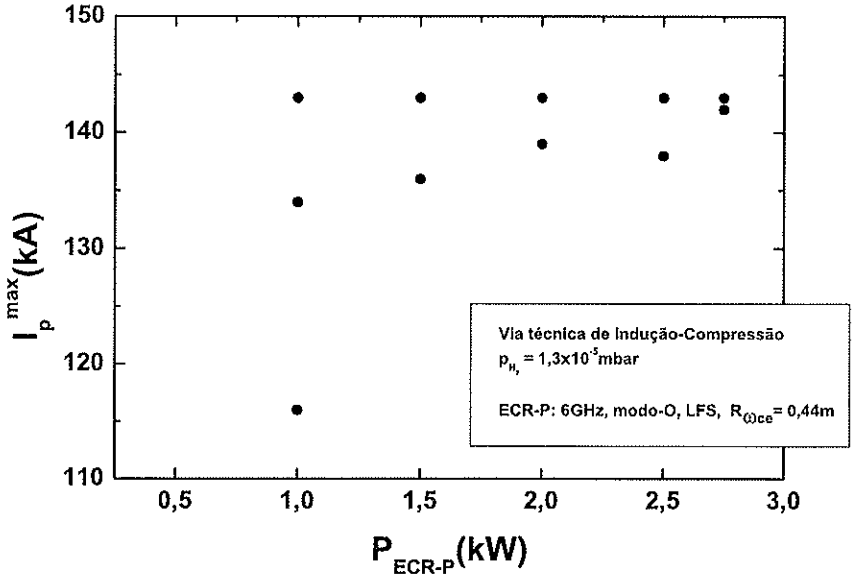


Figura 5.6: Efeito da potência ECR-P no máximo valor de I_p no início do platô da descarga para a pressão de preenchimento de $p_{H_2} = 1,3 \times 10^{-5} mbar$.

Na figura 5.7 podemos ver que não há uma clara tendência de crescimento de $\Delta I_p/\Delta T \equiv I_p^{max}/\tau_{Ip}$ com P_{ECR-P}, o que pode estar relacionado com o efeito desprezível na redução da resistividade do plasma em face dos efeitos relativos à variação geométrica do plasma durante a fase de compressão[3]. De qualquer modo, $\Delta I_p/\Delta T \equiv I_p^{max}/\tau_{Ip}$ situa-se numa faixa relativamente bem definida, ou seja, 70-80MA/s.

O mesmo estudo acima foi realizado para diferentes pressões de preenchimento da câmara, embora com um menor número de descargas em virtude da escassez de tempo e, também, por causa das falhas técnicas no disparo do banco de capacitores BVC2, que produz parte do campo vertical de equilíbrio.

Na figura 5.8 é mostrada a dependência de τ_{bd} em função de P_{ECR-P} para $p_{H_2} = 1,1 \times 10^{-5} mbar$. Não se fez uma varredura em P_{ECR-P} entre $0 - 2,75kW$, como no caso anterior. Ao contrário, optou-se por explorar os limites de P_{ECR-P} nos quais ocorria a ruptura do gás. Novamente, não há mudanças substanciais em τ_{bd} entre $1,0 - 2,75kW$ e, igualmente ao caso anterior, não há ruptura sustentada do

[3]Pode-se definir $\frac{\Delta I_p}{\Delta T} \sim \langle \frac{dI_p}{dt} \rangle_t = \frac{V_l - I_p R_p - \frac{1}{2} I_p \frac{dL_p}{dt}}{L_p}$, em que R_p e L_p são a resistência elétrica e a indutância total do plasma, respectivamente. Durante a fase de compressão, $V_l \sim constante$, mas L_p reduz-se porque o plasma é formado em torno do ponto onde $B_\theta \equiv 0$, isto é, $R_o \sim 0,54m$ e, em seguida, é comprimido até aproximadamente $R_o \sim 0,25m$. Como $L \propto R_o$, isto conduz a $\frac{dL_p}{dt} < 0$.

Embora R_p deva se reduzir por causa do aumento da condutividade elétrica proporcionada pelos elétrons dos plasma ECR-P, o efeito médio durante a compressão é pequeno, na medida que no início do platô de I_p tem-se $T_e \sim 100eV$, $n_e \sim 3 \times 10^{19} m^{-3}$, num volume de plasma $V_p \sim 0,2m^3$ ($\sim 2\pi^2 R_o a^2 k$, com $R_o \sim 0,25m$, $a \sim 0,19m$, $k \sim 1,4$), enquanto que na ruptura do gás tem-se $T_e \equiv T_e^{ECR-P} \sim 2,5eV$, $n_e \sim 3 \times 10^{16} m^{-3}$, num volume muito menor, isto é, $V_p \sim 0,03m^3$ ($\sim 2\pi R_{\omega_{ce}} \Delta R_{\omega_{ce}} L$, onde $R_{\omega_{ce}} \simeq 0,44m$, $\Delta R_{\omega_{ce}} \sim 1cm$, $L \simeq 2m$ que é a altura interior do vaso), ou seja, a contribuição da potência ECR-P em face da potência total é desprezível.

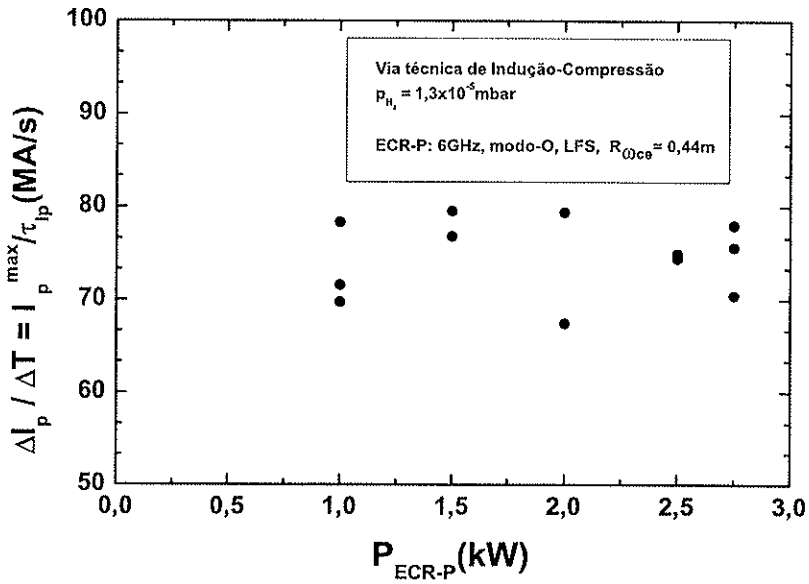


Figura 5.7: Efeito da potência ECR-P na tempo de subida de I_p, para a pressão de preenchimento de $p_{H_2} = 1,3 \times 10^{-5} mbar$.

gás para $P_{ECR-P} < 1,0kW$ e, novamente, não foi possível obter ruptura do gás com o uso do filamento, exclusivamente.

Não foi possível uma caracterização precisa da influência de P_{ECR-P} em I_p^{max} para essa pressão, por causa do reduzido número de dados, o que fica claro através da figura 5.9. Entretanto, obteu-se um nível de dispersão aceitável de I_p^{max} em função de P_{ECR-P}, e, como no caso anterior, observa-se que a ruptura do gás pôde ocorrer mesmo com menores valores de P_{ECR-P}, o que já era esperado em pressões mais baixas.

Quanto a $\Delta I_p/\Delta T \equiv I_p^{max}/\tau_{Ip}$, valem as mesmas observações feitas para o caso da pressão anterior, e os resultados são mostrados na figura 5.10

No caso de pressões mais altas, observou-se pouca alteração em τ_{bd} em função de P_{ECR-P}, com exceção do fato que se torna mais difícil obter a ruptura do gás com 1,0kW, como nos casos anteriores. Não se pôde estudar descargas os dados obtidos com $P_{ECR-P} = 1,2kW$, pois BVC2 falhou, o que aparentemente afetou bastante τ_{bd}, como pode ser visto pela figura 5.11, embora altos valores de I_p^{max} ainda puderam ser obtidos, o que é visto pela figura 5.12.

Curiosamente, por esta mesma figura, vemos que I_p^{max} pouco se reduz, mesmo com a ausência de BVC2 com 2,75kW. Temos, assim, um cenário bastante complexo, em que alterações nos campo de equilíbrio por causa de BVC2, pôde conduzir a variações substanciais em τ_{bd}, mas não em I_p^{max}, contrariamente ao primeiro caso no qual $p_{H_2} = 1,3 \times 10^{-5} mbar$, em que valores semelhantes de τ_{bd} podiam produzir alterações substanciais de I_p^{max}. Vê-se, por outro lado, por meio da figura 5.13, que o parâmetro

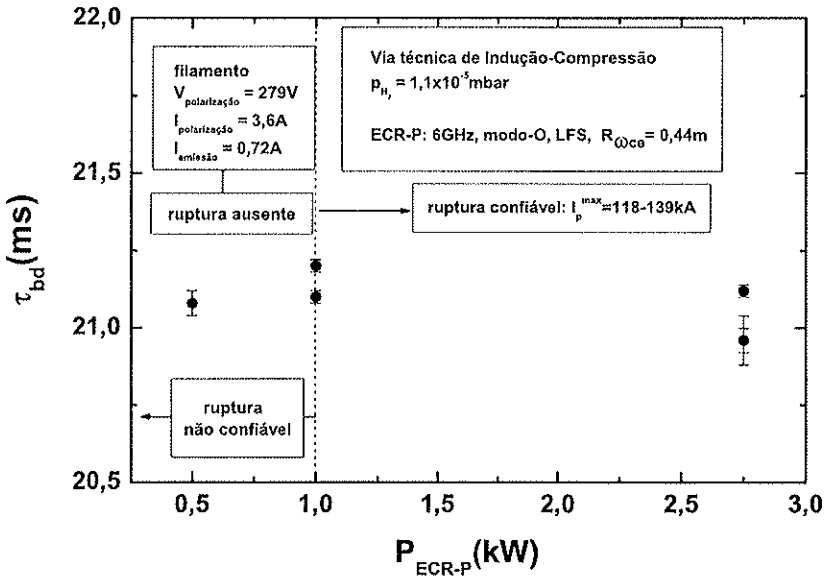


Figura 5.8: Instante da ruptura do gás, τ_{bd}, em função da potência P_{ECR-P} injetada no vaso para a pressão de preenchimento de $p_{H_2} = 1.1 \times 10^{-5} mbar$.

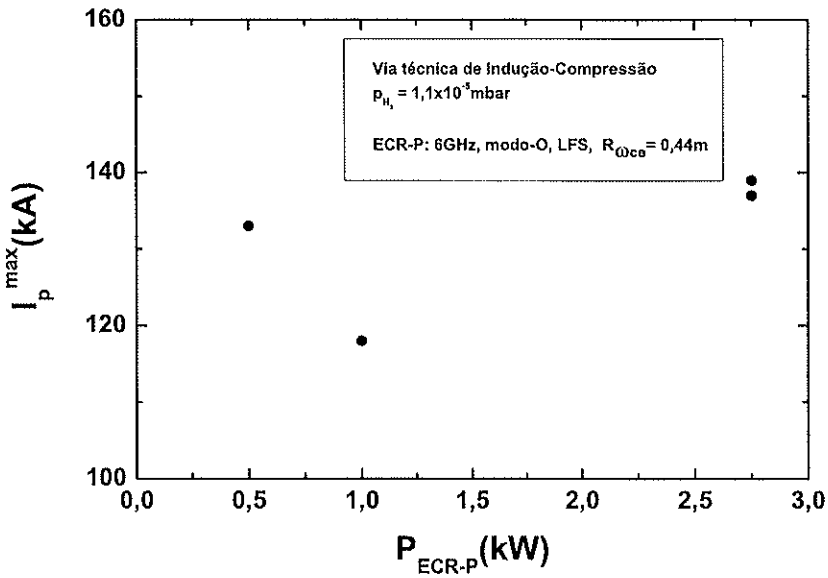


Figura 5.9: Efeito da potência ECR-P no máximo valor de I_p no início do platô da descarga para a pressão de preenchimento de $p_{H_2} = 1,1 \times 10^{-5} mbar$.

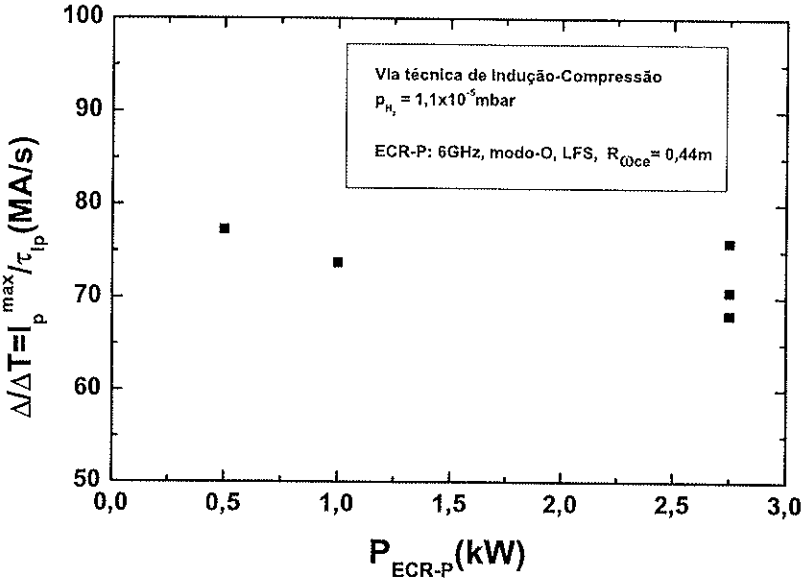


Figura 5.10: Efeito da potência ECR-P na tempo de subida de I_p para a pressão de preenchimento de $p_{H_2} = 1,1 \times 10^{-5} mbar$.

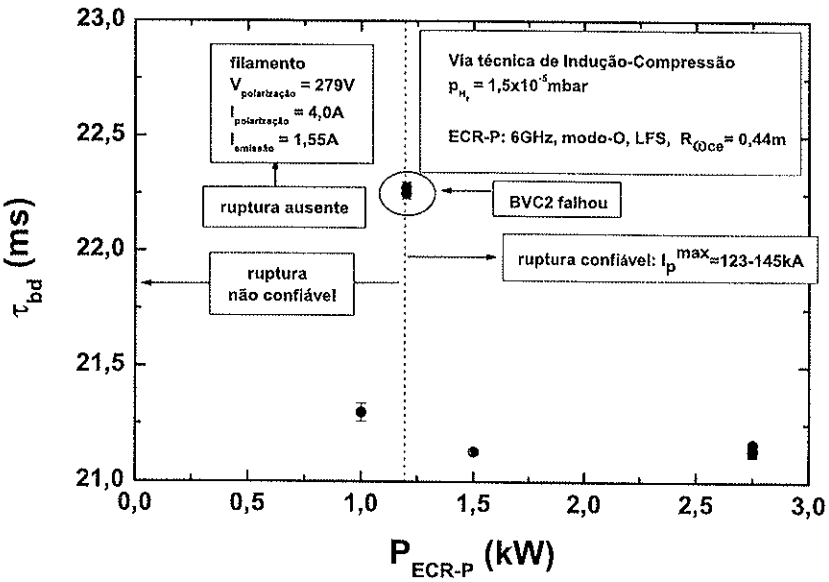


Figura 5.11: Instante da ruptura do gás, τ_{bd}, em função da potência P_{ECR-P} injetada no vaso para a pressão de preenchimento de $p_{H_2} = 1.5 \times 10^{-5} mbar$.

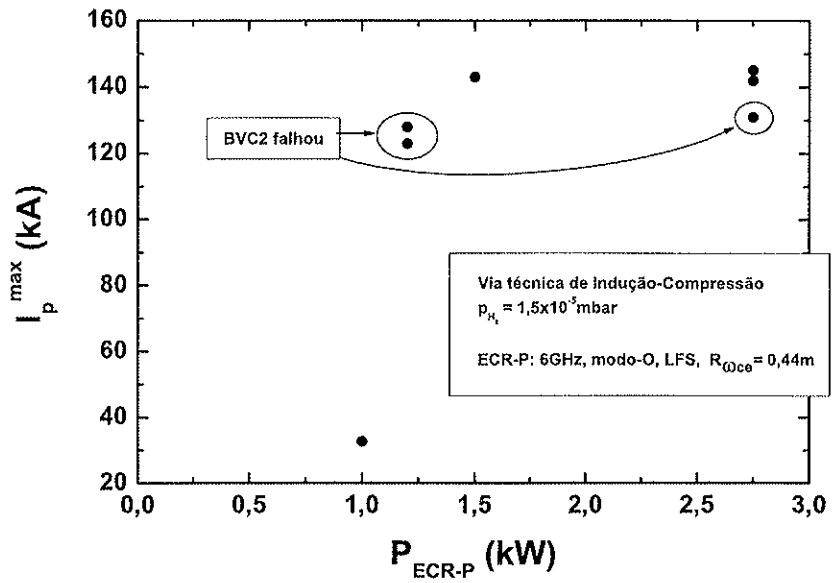


Figura 5.12: Efeito da potência ECR-P no máximo valor de I_p no início do platô da descarga para pressão de preenchimento de $p_{H_2} = 1,5 \times 10^{-5} mbar$.

$\Delta I_p/\Delta T \equiv I_p^{max}/\tau_{Ip}$ é drasticamente modificado pela ausência de BVC2, quer seja com 2,75kW ou co 1,2kW.

Para finalizar esse estudo, é interessante observar a variação de τ_{bd} em função de p_{H_2}, para P_{ECR-P} $2,75kW$ que, para fins práticos, foi a potência na qual o START operou posteriormente, em virtude maior probabilidade de se obter alta reprodutibilidade das descargas. Vê-se pela figura 5.14, que exis uma tendência sistemática de crescimento de τ_{bd} no intervalo $1,15 \lesssim p_{H_2}(10^{-5}mbar) \lesssim 1,5$. No interva $1,05 \lesssim p_{H_2}(10^{-5}mbar) \lesssim 1,15$, τ_{bd} aparentemente se reduz mais pronunciadamente, embora haja pouc medidas para confirmar esta tendência.

A falha em BVC2 não nos possibilitou realizar os experimentos acima para diferentes valores de p_I

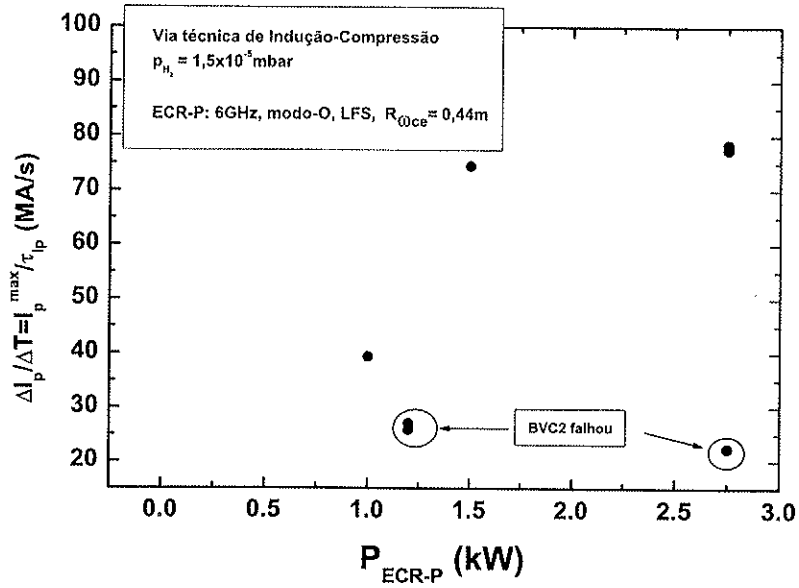


Figura 5.13: Efeito da potência ECR-P na tempo de subida de I_p para a pressão de preenchimento de $p_{H_2} = 1,5 \times 10^{-5} mbar$.

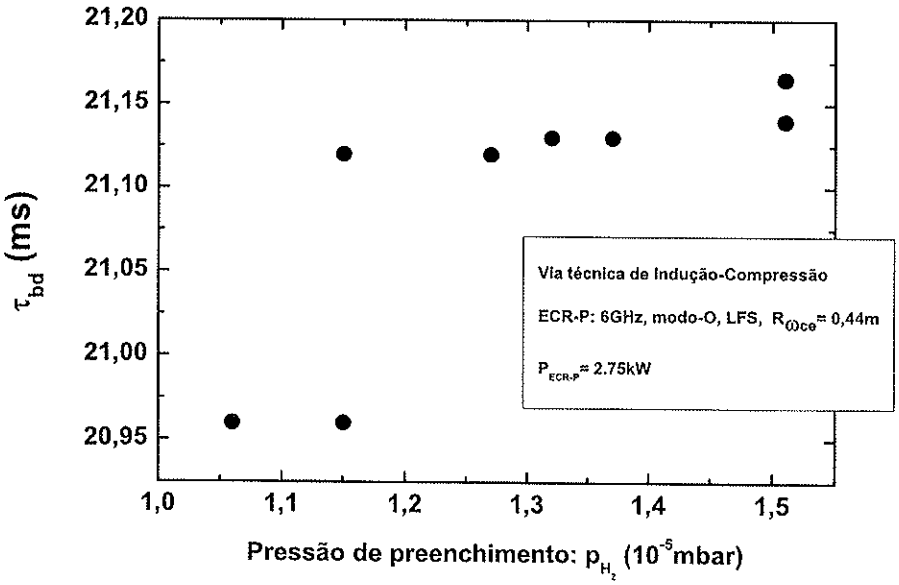


Figura 5.14: Efeito da pressão de preenchimento de p_{H_2} no instante da ruptura do gás τ_{bd} para $P_{ECR-P} = 2,75kW$.

Capítulo 6

Injeção de Pastilhas de Deutério no START

Descrevemos neste capítulo a parte técnica da injeção de pastilhas criogênicas ("pellets") de deutério no START. Esta foi a primeira vez, em nível mundial, que esta técnica foi utilizada em LARTs.

6.1 Injetor e Esquema de Injeção

O injetor é da categoria dos canhão de gás ("gas gun injector"), e era capaz de produzir uma única pastilha criogênica de vários elementos (H, D, T, Ar, Ne....) em cada injeção. Utilizamos o deutério (D) como o elemento da pastilha e o hidrogênio (H_2) como gás propusor no canhão. O injetor foi fabricado no Risø National Laboratory, Dinamarca [Sørensen 1986], e foi usado no dispositivo de campo magnético reverso ETA-Beta-ll em Pádua [Antonini 1987] e também no Tokamak FTU, ambos na Itália. Maiores detalhes sobre o injetor e seu funcionamento básico original pode ser encontrado nas referências citadas acima.

As pastilhas possuiam uma temperatura típica na faixa de $8-9K$, e dimensões $l_p \simeq 1,18mm$ de comprimento e $D_p \simeq 1,46mm$ de diâmetro, as quais foram medidas na câmara criogênica.

O esquema de injeção foi mostrado na figura 3.2 do Capítulo 3. As pastilhas foram injetados da parte superior do vaso, via tubos de teflon (tubos-guia) de $3,3m$ de comprimento e $2mm$ de diâmetro interno. A linha de visão era bastante restrita em virtude da posição da bobina poloidal de indução ôhmico, mas apontava para regiões próximas ao centro geométrico de um plasma típico, terminando no divertor. Definimos esse esquema como de injeção vertical na região de alto campo magnético toroidal (HFS).

A adoção desse esquema de injeção foi motivada pela experiência adquirida em modernos Tokamaks de alta razão de aspecto. Nesses foi observado uma maior eficiência de alimentação do plasma via pastilhas criogênicas quando injetadas da parte interna do plasma, onde o campo magnético é mais alto (HFS), em contraste com a injeção clássica, via região mais externa do plasma, onde o campo magnetico é menor (LFS). Essa maior eficiência é resultado da deposição mais central das partículas da pastilha. A diferença na deposição é atribuida teoricamente [Rozhansky 1995, Strauss1998] e experimentalmente

verificada [Lang 1997, Kloe 1999, Müller 1999], à velocidade de deriva radial da nuven da pastilha, $\mathbf{V}_{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}$, para fora do plasma (direção $\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{R}}$), a qual é originada pela não-homogeneidade radial do campo magnético local B_T ($\nabla_R B_T \neq 0$).

6.2 Calibração dos Diagnósticos e Testes de Bancada

Numerosos testes de bancada forma conduzidos com a finalidade de se produzir as pastilhas de maneira eficiente, processo que é bastante complexo, e, simultaneamente, obter a calibração do diagnóstico de medida de massa da pastilha, além, também, de se ter o controle e interdependência sobre os principais parâmetros da injeção que são: a velocidade da pastilha, o atraso entre o lançamento e a detecção da pastilha pela cavidade de microondas, e a pressão do canhão de gás.

6.2.1 Medida da Massa da Pastilha

Para que se pudesse ter a medida da massa da pastilha (número de átomos), foram feitos testes de bancada nos quais o injetor foi conectado a um volume bem definido, através de um tubo-guia, idêntico ao utilizado posteriormente junto ao START. Mediu-se a pressão final e dela se inferiu o número de átomos de deutério de cada pastilha (N_p). Acoplado ao tubo-guia, existia uma cavidade sintonizada de microondas, a qual registrava a passagem da pastilha por meio de um pulso guassiano, de amplitude $V_{\mu w}$, resultante da mudança do fator-Q, que por sua vez é decorrente da alterção na constante dielétrica equivalente da cavidade mais a pastilha. Assim, obtive-se a curva de calibração mostrada na figura 6.1.

Os dados nesta curva provém de diferentes pressões do canhão de gás, velocidades e demais fatores relacionados à formação da pastilha.

É interessante observar que o valor máximo de átomos de D esperado pelas dimensões da pastilha é $N_p \simeq 12,2 \times 10^{19}$, que é quase 3 vezes maior que o máximo medido nos testes de bancada. O motivo disto é a erosão da pastilha desde sua coleta no tubo-guia, adicionado a fatores intrínsicos da produção da pastilha e seu lançamento. Essa produção é crítica, pois durante essa fase existe a necessidade de se aquecer as extremidades da região a ela envolta, para a delimitação de seu comprimento, além da aplicação de um aquecimento adicional, após a sua formação, afim de se reduzir a atrito dinâmico entre as superfícies da pastilha e o meio externo.

6.2.2 Medida da Velocidade da Pastilha

A velocidade da pastilha foi calculada por meio da medida do tempo entre sua detecção pelo detector óptico, via interrupção de um feixe de luz ("optical barriers"), e o pulso resultante da passagem das pastilha pela cavidade de microondas.

Na figura 6.2 vemos a dependência da velocidade da pastilha, V_p, em função da pressão do gás propulsor, P_{H_2}.

Por esta figura, conclui-se que a velocidade da pastilha aumenta com a pressão do gás propulsor de maneira quase linear, embora exista um grande dispersão nos valores de velocidade para cada valor de

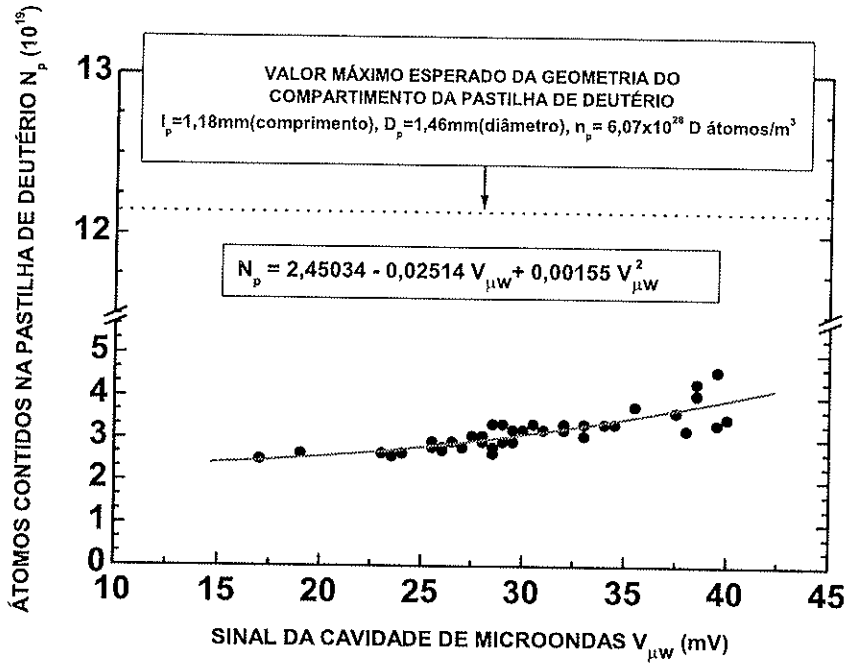


Figura 6.1: Curva de calibração da cavidade de microondas sintonizada para a medida da massa da pastilha.

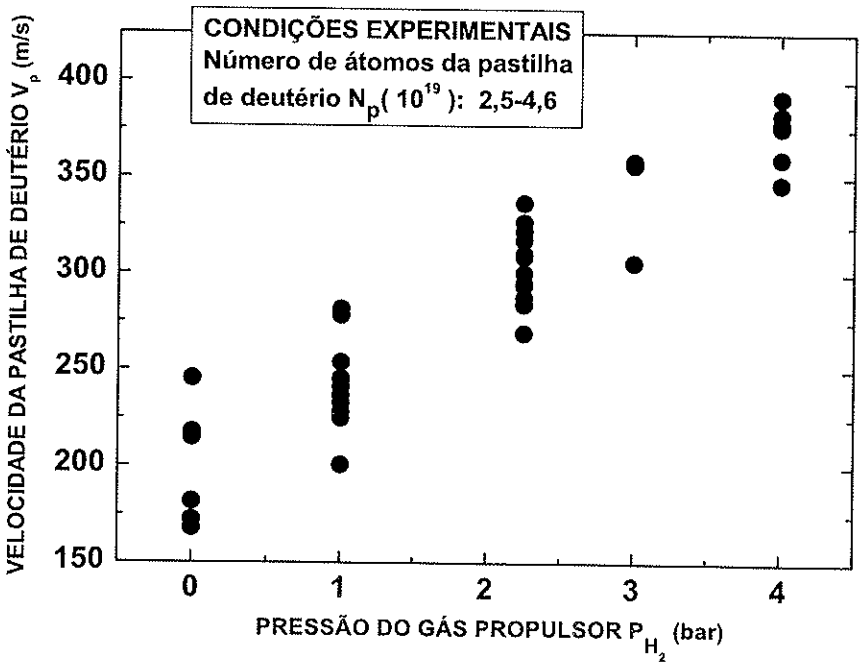


Figura 6.2: Velocidade das pastilhas em função da pressão no canhão de gás propulsor.

pressão. No entanto, essa dispersão tende a se reduzir com o aumento da pressão. Grande parte da dispersão decorre das diferentes condições de formação das pastilha bem como de sua massa. Em geral, para um conjunto fixo de condições de formação, a massa e a velocidade são praticamente as mesmas para descargas consecutivas com a mesma pressão.

6.2.3 Atraso na Injeção da Pastilha

Na figura 6.3 mostra-se a dependência do atraso entre o lançamento e detecção das pastilhas pela cavidade de microondas em função da pressão do gás propulsor P_{H_2}.

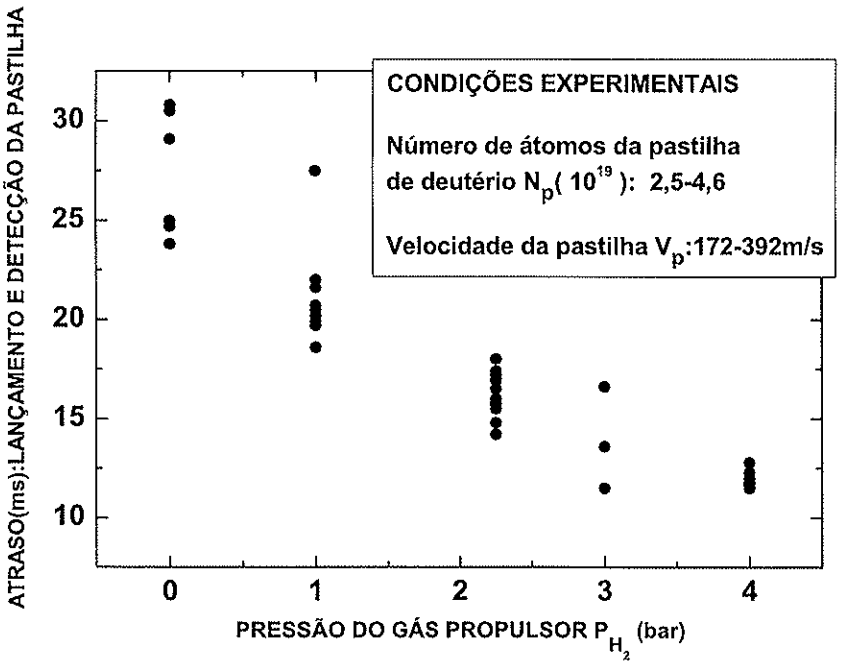


Figura 6.3: Atraso entre o lançamento e a detecção das pastilhas pela cavidade de microondas em função da pressão do gás propulsor.

Vemos por essa figura uma redução no atraso e na sua dispersão com a pressão, o que era esperado, pois o primeiro decorre do aumento da velocidade com a pressão, e o segundo, pela redução dos efeitos relacionados ao atrito dinâmico entre a pastilha e a superfície de contato.

Capítulo 7

Densidade do Plasma no START

7.1 Limite Máximo

Periódicas tentativas foram feitas para explorar os limites de densidade máxima no START usando injeção de gás. Nos últimos meses, antes do término de operação do START, também foram injetadas pastilhas de deutério no intuito de explorar as propriedades do plasma em densidades mais altas. Um estudo sistemático da combinação destes dois tipos de injeção de partículas não foi possível por falta de tempo, embora os limites de densidade claramente foram aumentados com injeção de pastilhas, como mostraremos adiante.

7.1.1 Regime de Operação sob Injeção de Gás

Para representar a fenomenologia da densidade máxima, via injeção de gás somente, é apresentada em detalhe a dinâmica da descarga #34863, na qual o valor máximo de densidade foi obtido. A descarga #34865 possui semelhante desempenho, o que prova que a descarga #34863 não é um evento isolado, mais sim, um cenário reprodutível, e por meio do qual muitas descargas semelhantes foram produzidas. Todas essas descargas fazem parte de base de dados do START, a qual será também discutida neste capítulo.

A descarga #34863 foi obtida através do método de indução-compressão, com configuração magnética do tipo desviador de duplo ponto nulo (double-null desviador, ou DND), usando-se gás D_2 e aquecimento auxiliar via NBI. Como procedimento normal, essa descarga foi precedida por sessões de boronização do vaso através de descargas luminosas ("glow") em hélio (He). Descargas luminosas puramente com He e, também, com a técnica de "Ti gettering" foram usadas entre descargas consecutivas dessa série, e, em particular, por 20 minutos antes da descarga #34863. As pressões do vaso imediatamente anterior e posterior à descarga eram, respectivamente, $2,1\times10^{-8}$ e $3,1\times10^{-6}mbar$, o que indica que houve uma grande absorção de gás pela superfície do vaso e componentes interiores a ele (poste central, desviadores, bobinas poloidais etc.).

Os sinais básicos dessa descarga podem ser vistos na figura 7.1. A corrente de plasma I_p é mostrada na figura 7.1a. Ela atinge no máximo $\sim 220kA$, mas depois se reduz a $\sim 150kA$, imediatamente antes do

aparecimento da reconexão magnética interna ("internal reconnection event-IRE"), seguido pelo deslocamento vertical da coluna ("vertical displacement event-VDE") que termina a descarga. A redução de I_p é em virtude exclusivamente da falta de fluxo magnético do solenóide de aquecimento ôhmico, como é claramente visto na mesma figura 7.1a, via o sinal da tensão de enlace V_l. É curioso notar que I_p se manteve por $\sim 3ms$ (tipicamente $\sim 2 \times \tau_E$-veja comentários mais adiante sobre τ_E), mesmo com $V_l = 0$[1].

Os sinais simbolizados por um círculo preto foram obtidos através do código de reconstrução do equilíbrio EFIT. A resolução temporal da maioria desses sinais é de $2ms$.

Dinâmica da Densidade

A injeção inicial de gás para a sua ruptura elétrica ocorreu nos intervalos de $17,5$–$20,5ms$ ($t = 20ms$ define o início da descarga) e, posteriormente, de $22,5 - 40ms$ (figura 7.1a), o que é um intervalo (juntamente com o fluxo de gás) otimizado para a obtenção de um valor máximo de franjas N_f (figura 7.1b)[2] e, consequentemente, de $\overline{n}_e$, por meio da equação 4.3. Valores extras do raio menor do plasma, a, foram interpolados no final da descarga para obtenção mais precisa de $\overline{n}_e$.

Vemos por esta figura que N_f e $\overline{n}_e$ crescem com o tempo até o instante $\approx 42,9ms$, no qual o limite máximo de densidade foi obtido. Suas taxas de crescimento, entretanto, são diferentes, sobretudo na fase final da descarga, por causa da redução da secção do plasma (veja discussão detalhada sobre isto mais adiante). O perfil de $\overline{n}_e$ é quase linear até seu valor máximo, e seu valor limite é $\overline{n}_e^{max} = 1,0 \times 10^{20} m^{-3}$, o que equivale a uma densidade (ou número) de Greenwald de $N_G \simeq 0,9$ ($I_p = 177kA$, $a = 0,22m$ ambos do EFIT).

Não se observou a formação de MARFES no START, mesmo em instantes próximos à densidade máxima. Curiosamente, MARFES são observadas comumente no LART MAST, mesmo em densidades relativamente mais baixas ($N_G \sim 0,7 - 0,8$) à densidade limite obtida no START.

Vê-se que a partir do instante $\sim 42,9ms$ a densidade do plasma se reduz, em varios estágios, até a perda total da descarga. Estes estágios são discutidos mais adiante.

Contração da Columa do Plasma

Por volta do instante $\sim 35ms$ ocorre a formação de uma camada radiativa junto à borda do plasma e ao desviador. Uma seqüência temporal via fotos CCD da câmera de alta velocidade, do instante $42,444ms$

[1] A grandeza V_l medida aqui praticamente não inclui o fluxo do campo vertical de equilíbrio (B_v), em virtude da grande distância entre as bobinas poloidais que geram B_v e o circuito ("loop"), junto ao poste no centro do toróide, onde V_l é medido. Existe, também, a variação dos parâmetros geométricos e internos do plasma tais como β_p, l_i, k, a e R_o (veja figura 7.1k/m/n), o que torna complexo qualquer estudo do balanceamento de fluxo magnético no START.

[2] A taxa de crescimento de N_f foi obtida empiricamente por meio da otimização do controle da quantidade de gás injetada por unidade de tempo (fluxo), após a formação do plasma, de forma que essa grandeza aumentasse continuamente até próximo do término natural da descarga. Vale lembrar que no START não existia um sistema de realimentação de densidade e fluxo de gás injetado, de forma a permitir programar um valor específico de densidade. Assim, um aumento acentuado do fluxo de gás ocasionava um aumento rápido da densidade e a inevitável antecipação do término da descarga, sem que a densidade máxima chegasse ao mesmo valor do cenário otimizado. Uma redução substancial do fluxo de gás, por outro lado, também era impraticável por causa do tempo relativamente curto da descarga.

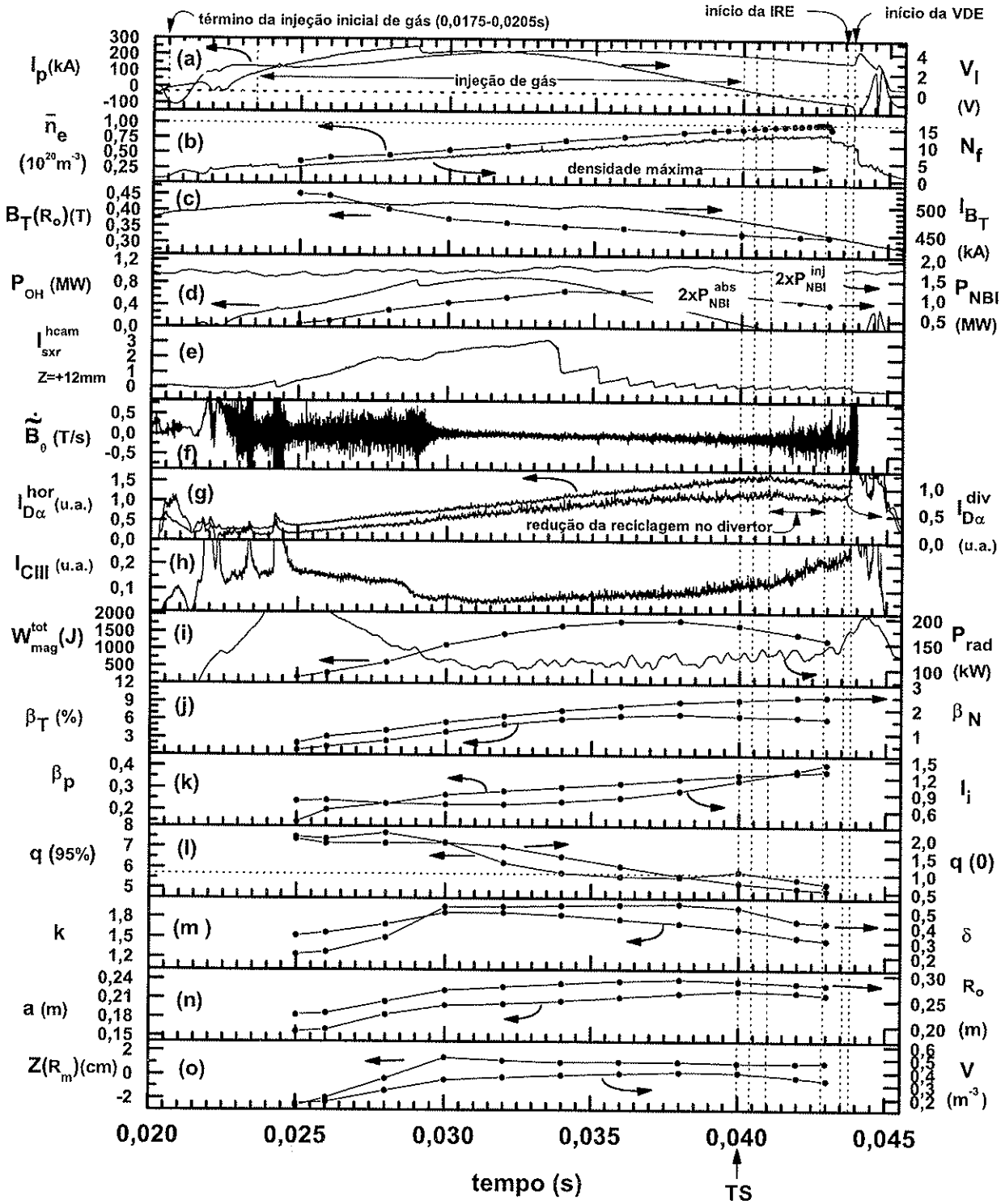


Figura 7.1: Descarga #34863. As definições das grandezas mostradas aqui se encontram no texto.

ao $44,00ms$, é mostrada na figura 7.2.

Muitos fenômenos físicos relativos à operação em alta densidade podem ser extraídos desta figura.

O instante no qual cada foto CCD foi obtido é mostrado em seu lado direito superior, cinco linhas acima da área correspondente à sonda eletrostática posicionada no plano médio horizontal do plasma. Nessas fotos existe uma distorção puramente óptica da parte esquerda do plasma, a qual mostra a camada radiativa aparentemente menor que a do lado direito. Vê-se claramente uma redução do raio menor a entre os instante $42,89ms$ e $43,11ms$, que é correlacionada com a obtenção da densidade máxima e sua redução (veja esta redução na borda à direta no plano médio do plasma). Embora pequeno, este encolhimento súbito do plasma pode ser resultante de um processo de relaxação do plasma para um estágio de menor energia, o que de fato ocorre, pois, tanto a densidade global do plasma (via $\overline{n}_e$), quanto sua temperatura eletrônica T_e, se reduzem (veja detalhes mais adiante sobre a evolução de T_e na análise dos sinais de raios-X de baixa energia).

Ainda por esta figura, observa-se que o plasma praticamente mantém a geometria após aquela redução (foto no instante $43,33ms$), o que precede uma clara redução de a nas fotos subsequentes, isto é, $43,56$, $43,78ms$ e $44,00ms$, nas quais a primeira e a segunda estão relacionadas ao aparecimento da IRE e da VDE, respectivamente.

Por meio do EFIT, observa-se pela figura 7.1m/n uma redução no formato da secção poloidal do plasma, sobretudo na elongação k, triangularidade δ e volume V, e com pouca redução nos raios menor a e maior R_o no estágio final da descarga, após aproximadamente $\sim 40ms$. Exceto a redução de a no instante do colapso de $\overline{n}_e^{max}$, o que não é reproduzido imediatamente pelo EFIT, sua redução e sobretudo de k provém da redução de I_p, pois não houve uma compensação apropriada de campo vertical de equilíbrio B_v[3] e da corrente nas bobinas do desviador, respectivamente.

Existe também um redução adicional da seção efetiva do plasma proveniente do esfriamento de sua borda com a injeção de gás o que, embora seja esperado por causa da formação da camada radiativa mostrada anteriormente nas fotos da figura 7.2, pode ser provada através da medida dos perfis de temperatura eletrônica e densidade do plasma feitas pelo sistema de Espalhamento Thomson (TS), no instante $40,02ms$. Esses perfis são mostrados na figura 7.3.

O código de reconstrução EFIT prediz, para o instante $40,02ms$, $R_o \simeq 0,288m$ e $a \simeq 0,221m$, o que conduz a posição externa da separatrix de $R_o + a \simeq 0,51m$ e a interna de $R_o - a \simeq 0,067m$. Esse último valor é próximo e indistinguível do valor do diâmetro do poste central, que é $0,065m$ (3% de diferença). Observa-se pelo perfil de T_e produzido pelo TS que na região externa do plasma a posição efetiva do plasma é $\approx 0,48m$, ou seja 6% menor que prevista pelo EFIT. Isto ocorre em virtude da contração do

[3] O beta poloidal, β_p, e a indutância interna do plasma, l_i, aumentam progressivamente já no estágio intermediário da descarga, após aproximadamente $30-32ms$. Correspondentemente, essa dinâmica evidencia um aumento maior da pressão do plasma, o que é visto através da energia e corrente do plasma (figura 7.1a/i) e da agudeza ("peakness") progressiva do perfil da densidade de corrente do plasma, J_p, proveniente da contração da coluna de plasma. É interessante notar que B_v é pré-programado para formar e manter I_p em equilíbrio. O valor de B_v, entretanto, decai menos rapidamente que o fluxo magnético do solenóide que gera V_l e consequentemente I_p. O aumento em β_p e l_i compensam parcialmente a redução em I_p, mas não o suficiente, o que ocasiona a compressão radial do plasma, evidenciado pela redução em a e R_o a partir de $\sim 40,00ms$.

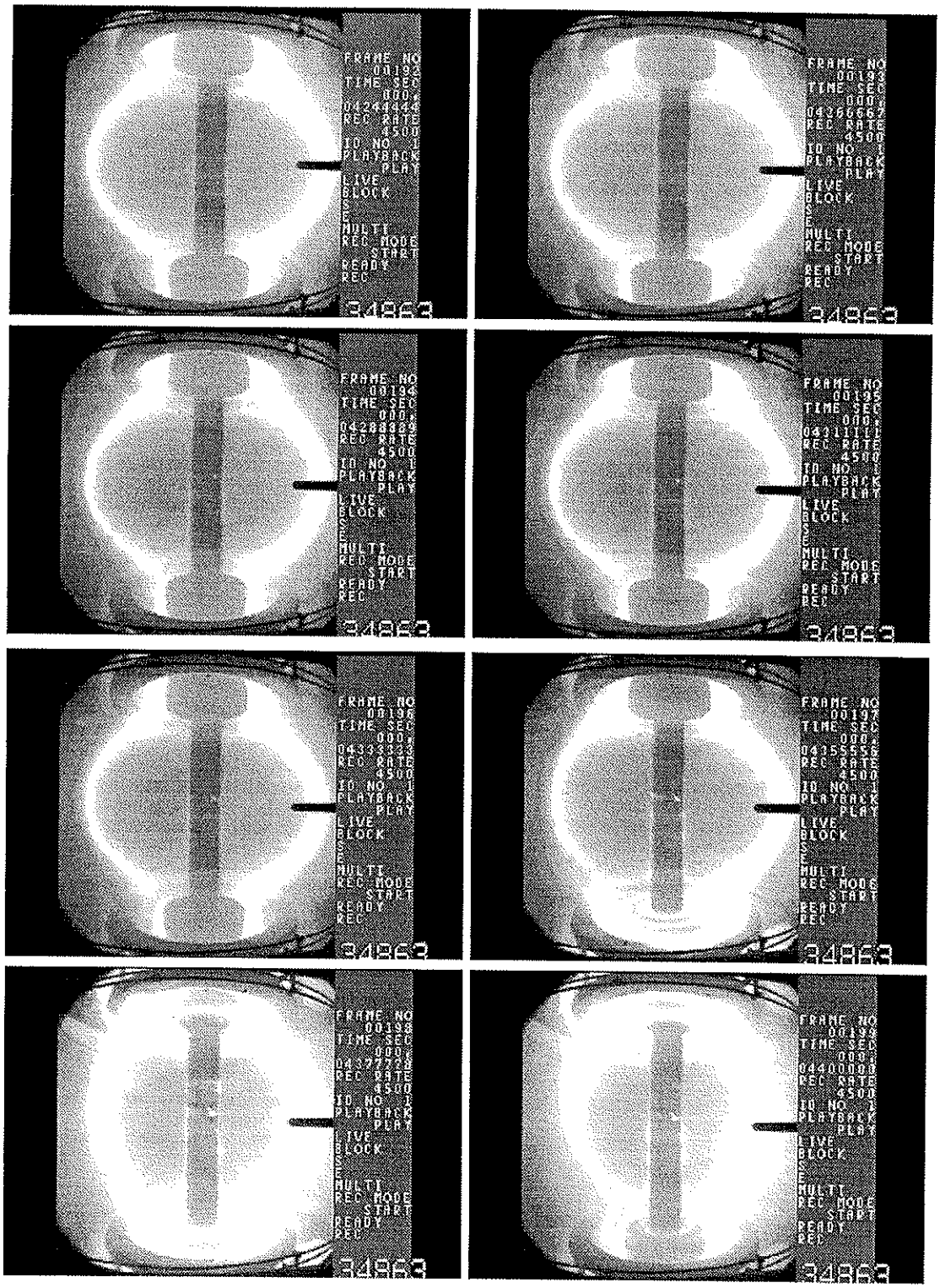


Figura 7.2: Seqüência de fotos CCD da câmera de alta velocidade (HSV) obtidas entre o intervalo $42,444-44,000ms$ da descarga #34863.

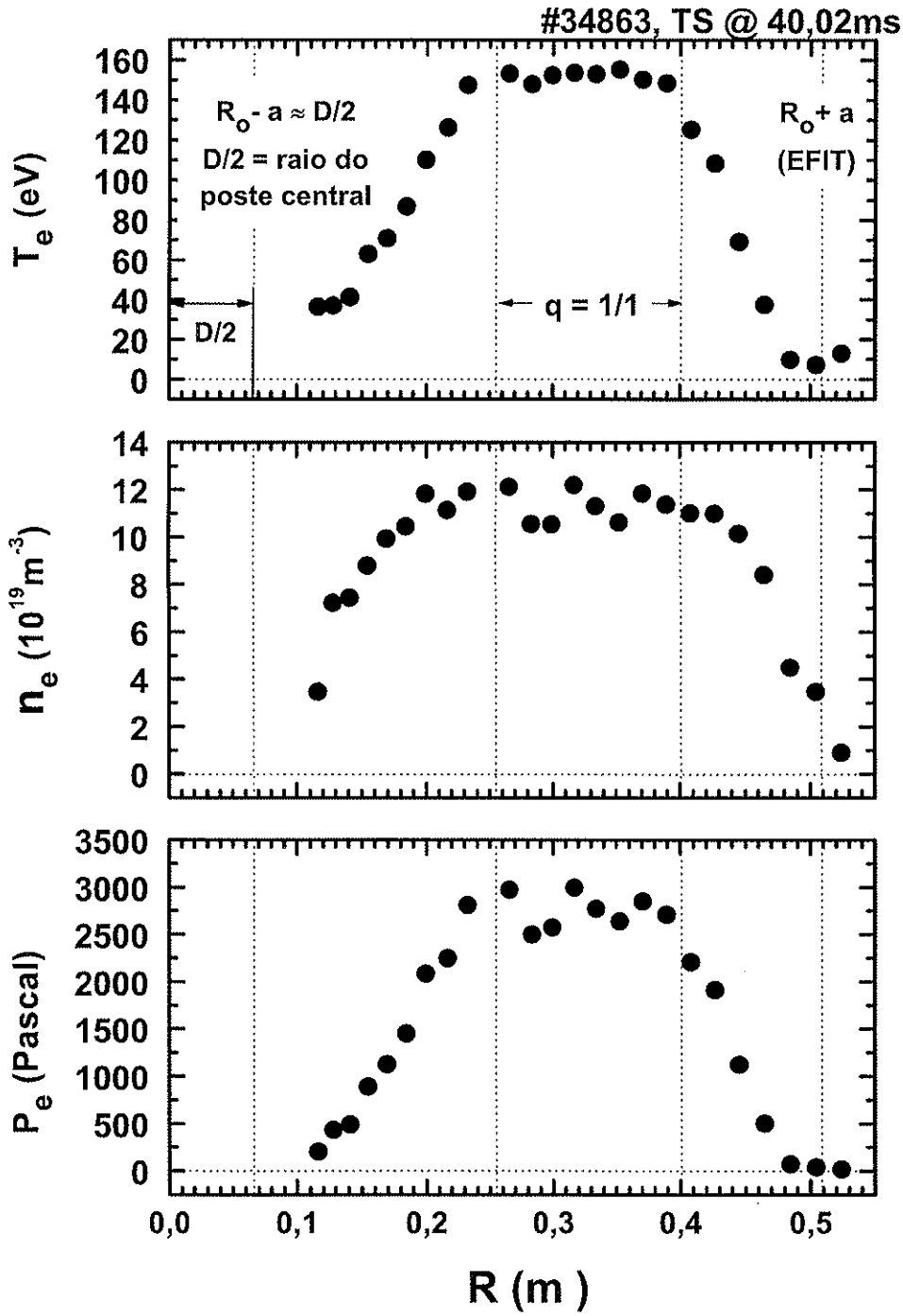


Figura 7.3: Medidas do sistema de Espalhamento Thomson (TS) no instante $40,02ms$ da descarga #34863. É mostrado também a posição da superfície $q = 1$ obtida por meio da análise dos sinais de raios-X de baixas energias. O fato do perfil T_e ser plano na região delimitada por $q = 1$ se deve provavelmente ao fato de ter sido medido quase imediatamente após o colapso da oscilação dente-de-serra. Veja a figura 7.4 para maiores detalhes.

perfil T_e, enquanto n_e assume valores relativamente altos; próximo a separatrix $T_e \simeq 5 \pm 1 eV$[4] mantendo-se $n_e \simeq 3 \times 10^{19} m^{-3}$. Provavelmente, os valores de T_e na borda do plasma se reduzem ainda mais, pois a densidade total do plasma via $\overline{n}_e$ aumenta 10% desde o instante de medida do TS até o instante no qual a densidade é máxima, e é provável ainda que n_e também aumente locamente. Um outro fator que provavelmente reduz T_e é o fato da potência injetada diminuir nos instantes finais da descargas. Assim, os valores de T_e e n_e medidos pelo TS e essas possíveis mudanças são, grosso modo, características de um plasma de alta radiação, o que evidencia o resfriamento da borda do plasma. É difícil, entretanto, concluir que a instabilidade térmica realmente ocorreu mesmo nesse cenário.

Reciclagem de Partículas

Os sinais que monitoravam a emissão do espectro Balmer do hidrogênio, tanto no plano central quanto no desviador, isto é, $I_{D_\alpha}^{hor}$ e $I_{D_\alpha}^{div}$ (figura 7.1g), respectivamente, crescem continuamente, desde o início da descargas mas se saturam simultaneamente, próximo ao término da injeção de gás $(40,0ms)$. A partir do instante $41ms$, eles se reduzem em virtude exclusivamente da redução de gás, pois similar redução foi observada em descargas da mesma série nas quais o término da injeção de gás foi antecipado. Essa redução significa uma diminuição de reciclagem de partículas, tanto no poste central quanto no desviador, via $I_{D_\alpha}^{hor}$ e $I_{D_\alpha}^{div}$, respectivamente. Após o primeiro colapso da densidade, entretanto, a reciclagem se mantém constante no desviador, enquanto continua se reduzindo no poste central, embora numa taxa menor até próximo do início da IRE. O comportamento relativo desses sinais mostra que as maiores perdas de partículas ocorrem preferencialmente no desviador, embora esse efeito seja pequeno. Não se observou assim o "desprendimento" clássico do desviador, fenômeno bastante comum em regimes de alta densidade em Tokamaks convencionais, pois não se observou uma redução acentuada do signal $I_{D_\alpha}^{div}$ [Petrie 1993].

A intensidade de radiação na região do desviador inferior das fotos CCD da figura 7.2, entre os instantes $43,33ms$ e $43.56ms$, mostra qualitativamente a evolução desse fenômeno.

Atividade MHD

Os sinais de raios-X de baixas energias, medidos através da câmera horizontal posicionada no plano médio do plasma, são mostrados na figuras 7.4 e 7.1e.

Os sinais da parte superior e inferior ao plano médio, isto é, $I_{sxr}^{hcam}(Z \leq +184mm)$ e $I_{sxr}^{hcam}(Z \geq -184mm)$ são praticamente simétricos, exceto pelo pequeno deslocamento vertical do plasma acima do plano médio do plasma, isto é, $Z(R_m) \sim 1cm$. Aqui $Z(R_m)$ é a medida da posição vertical do centro magnético do plasma.

Na figura 7.1e é mostrado o sinal mais próximo do plano central do START, isto é, em $Z = 12mm$ medido em $R = 0,30m$. Por esse sinal, vê-se que, após $\approx 34ms$, há o aparecimento das oscilação dente-de-serra, que evidenciam a existência da superfície magnética racional $q = 1$. O período dessas oscilações

[4] A barra de erro em T_e é estimada em 20%, usando-se a curva de calibração de erro do instrumento mostrada na figura 4 da do artigo de Walsh e colaboradores [Walsh 1999]. Como a curva dessa figura é válida para o centro do plasma, o erro em T_e próximo a borda externa é menor e foi inferido usando-se as mesmas curvas e adicionando-se a transformação $5 \rightarrow 7eV$ [Walsh 2003].

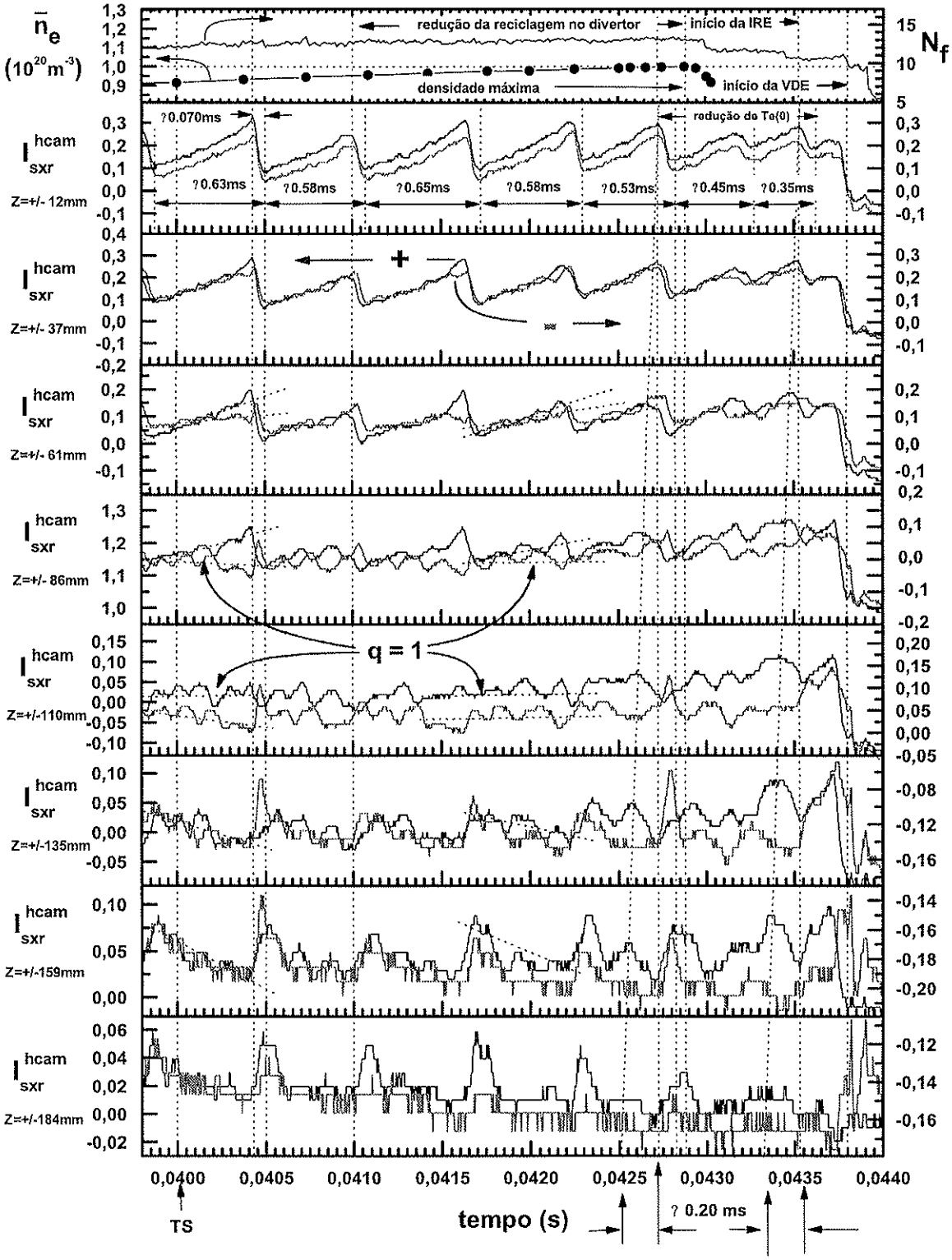


Figura 7.4: Sinais de raios-X de baixas energias obtidos com a câmera horizontal posicionada no plano médio do plasma da descarga #34863.

se reduz lentamente até $42,3ms$, e, mais rapidamente desse instante até o final da descarga, o que é mais facilmente observado na figura 7.4. Essa redução é por causa da diminuição simultânea de T_e[5] com a redução da potência total $P_{OH}+P_{NBI}^{abs}-P_{rad}$ (veja figura 7.1d/i).

É curioso também observar pela figura 7.1, que o EFIT erroneamente não prediz $q(0)<1$ em $\approx 34ms$ mais sim $q(0)=1,5$. Valores de $q(0)<1$ são observados de $37,5ms$ adiante, o que mostra a limitação desse código para a determinação precisa dos parâmetros internos do plasma nas regiões mais internas, o que já era esperado, mas muito agravado no caso dos Tokamaks esféricos pois se prediz teoricamente um baixo cisalhamento magnético nessas regiões.

Retornando à figura 7.4, podemos explicar o comportamento final da descarga de maneira clássica como o Colapso Térmico em Duas Fases ("thermal quench in two phases"), por causa do esfriamento da borda do plasma, como descrito de maneira clara por Schüler [Schüler 1995], em seu artigo de revisão sobre disrupções. Em nosso caso, por analogia de fenomenologia, definiremos esta primeira fase do colapso térmico do instante no qual há evidência da redução de T_{e0} até o qual $\overline{n}_e^{max}$ é atingido, isto é, do instante $42,3ms$ até o $\lesssim 42,9ms$, respectivamente.

Primeira Fase do Colapso da Temperatura A redução acentuada do período das oscilações dente-de-serra, pelo menos desde o instante $42,3ms$ em diante, pode ser interpretada como um colapso ou redução rápida ("erosion", "contraction") de T_{e0}, causada pela desestabilização do modo $m/n=1/1$. Especificamente, com o esfriamento progressivo da borda do plasma, há a contração efetiva crescente da coluna de plasma, o que faz com que o perfil de densidade da corrente do plasma, J, se torne progressivamente mais agudo. Com o valor de $J_p(0)$ passando um limiar, a instabilidade do modo $m/n=1/1$ é engatilhada. Essa instabilidade é caracterizada pelo crescimento da largura da ilha magnética daquele modo, ocasionando um aumento da condução térmica da região interior a $q=1$ para o seu exterior, por meio das linhas caóticas do campo magnético próxima do ponto-X daquela ilha magnética. Tanto a contração efetiva da coluna do plasma quanto o aumento da agudeza de J, via aumento de l_i (veja figura 7.1k), são observadas em nosso caso.

É interessante correlacionar a dinâmica dos sinais da figura 7.4 com a das ocilações de Mirnov, as quais são mostradas na figura 7.5.

Durante o período de redução da reciclagem no desviador ($\approx 41-43ms$), existe um aumento seguido de uma saturação da amplitude da flutuações de Mirnov $\dot{\tilde{B}}_\theta$, medida por um bobina localizada no plano médio ($Z\equiv 0$) do poste do START. Este sinal é mostrado na figura 7.1f e, de maneira mais detalhada, na figura 7.5, na qual são mostrados também os espectros de amplitudes. Infelizmente não foi possível a identificação dos modos de oscilação poloidal e toroidal, m e n, respectivamente, por falta dos outros sinais das bobinas de Mirnov.

Pela figura 7.5 observa-se, claramente, um aumento da amplitude de $\dot{\tilde{B}}_\theta$ em altas freqüências $\lesssim$

[5] Uma relação semi-empírica para o período de oscilação dente-de-serra é $\tau_{st}\approx 9R_o^2T_{e0}^{3/2}/Z_{eff}$ a qual foi proposta por Park e Monticello [Park 1990], e que descreve com sucesso vários Tokamaks de diferentes tamanhos R_o (em metros), temperaturas eletrônicas centrais T_{e0} (em keV) e diluição da carga iônica Z_{eff}. Em nosso caso R_o pouco varia (na verdade até se reduz) e Z_{eff} se reduz ($\propto 1/\sqrt{\overline{n}_e}$). Assim o único parâmetro relevante para redução de τ_{st} é T_{e0}.

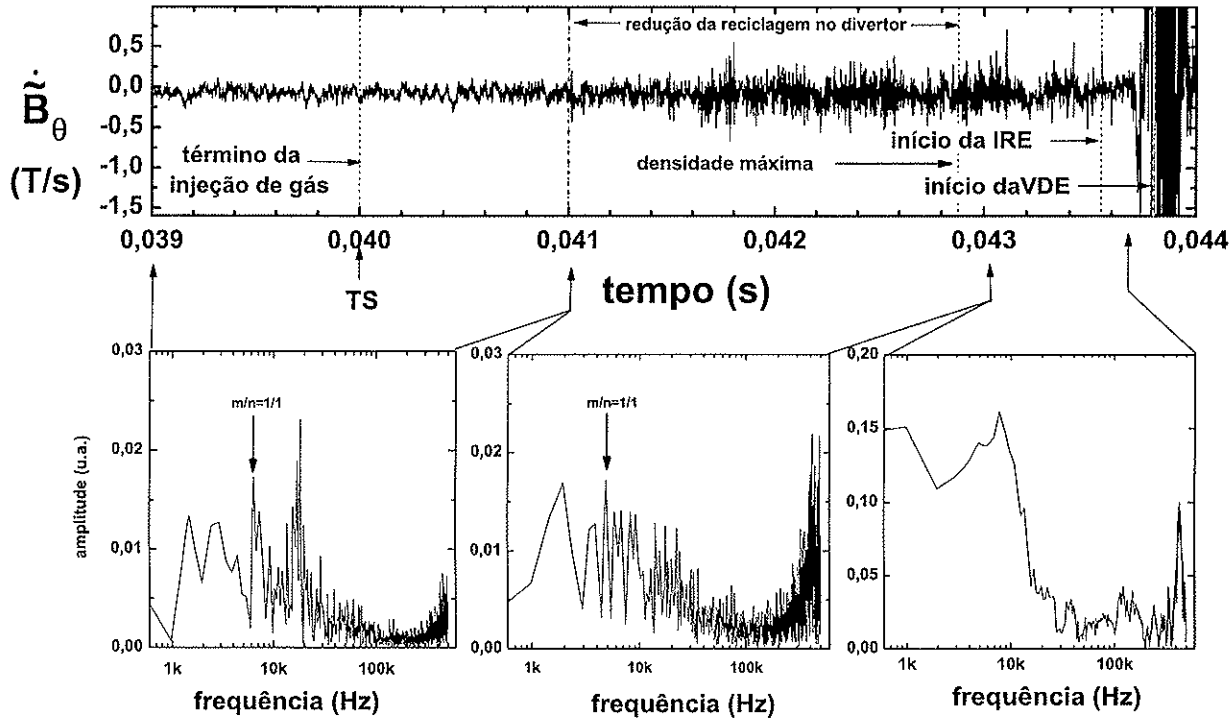


Figura 7.5: Descarga #34863: Flutuações de Mirnov, $\dot{\tilde{B}}_\theta$, medidas por um bobina magnética localizada no plano médio ($Z \equiv 0$) do poste do START.

$500kHz$[6], as quais são relativamente altas em relação às esperadas para os modos MHD resistivos em Tokamaks, que estão tipicamente na faixa de $\sim 5-50kHz$. Alguns desses modos resistivos podem estar associados aos picos de amplitude em torno de $\sim 7kHz$ e $\sim 16kHz$, observados antes da redução da reciclagem do desviador ($39-41ms$). Em particular, a freqüência de $\sim 7kHz$ é relativa aos modos $m/n=1$, e foi obtida através dos sinais de raios-X de baixa energia próximos a $q \approx 1$ (ver figura 7.4).

Durante o intervalo da redução da reciclagem do desviador ($\approx 41-42.84ms$), o qual inclui o início da fase do "colapso" de T_{e0}, já não existem modos resistivos de baixa freqüência claramente dominantes, embora suas amplitudes não sejam desprezíveis em relação aos relacionados de alta freqüências, próximas a $\lesssim 500kHz$.

Essas freqüências relativamente altas podem estar relacionadas ao caráter turbulento do plasma, por causa da caotização das linhas de campo, e foram observadas em outros Tokamaks, como o RTP e o T-10 [Scüller 1995], na primeira fase do "colapso" de T_{e0}.

Retornando à figura 7.4, é interessante notar que no instante $\approx 42,5ms$ existe um redução abrupta dos sinais de raios-X de baixas energia da parte superior do vaso ($Z>0$) mais externos, ou seja, $I_{sxr}^{hcam}(Z \leq$

[6]Vale lembrar, entretanto que o limite de $500kHz$ mostrado nos histogramas da figura 7.5 é em virtude exclusivamente da freqüência de amostragem de $1MHz$ do sinal $\dot{\tilde{B}}_\theta$.

$+184mm$). Essa redução se propaga até o centro $I_{sxr}^{hcam}(Z \leq +12mm)$ com menor intensidade. Essa redução abrupta deve estar relacionada com a diminuição da temperatura eletrônica T_e local, visto que $\overline{n}_e$ permanece praticamente constante (próximo ao seu valor máximo), o que é uma indicação robusta de que o perfil de densidade eletrônica não se alterou nas regiões centrais.

O tempo de propagação desta possível perturbação é de $0,20ms$, como é mostrado na figura 7.4. Isso significa que ela se propaga a uma velocidade de $\approx 0,79km/s$ na direção vertical ($\Delta Z \simeq 0,157m$)[7].

É interessante observar que a referida redução abrupta de $I_{sxr}^{hcam}(Z \leq +184mm)$ não está correlacionada com a oscilação dente-de-serra convencional. Por exemplo: pela figura 7.4, o signal $I_{sxr}^{hcam}(Z = +86mm)$ no intervalo $42,6 - 8ms$ mostra claramente duas reduções independentes, sendo a segunda proveniente das oscilações dente-de-serra convencionais. Assim, é provável que essa pertubação seja resultado da desestabilização e ruptura de modos adjacentes, como o $m = 5$, $n = 4$, via acoplamento com o modo $m = 1$, $n = 1$, por causa do seu crescimento. Essa hipótese é respaldada pelo fato daquela perturbação anteceder a fase do colapso do dente-de-serra, ou seja, quando, classicamente, o modo $m = 1$, $n = 1$ cresce, além do fato de que o maior nível desta perturbação (maior taxa de redução relativa de amplitude dos sinais $I_{sxr}^{hcam}(Z \leq +184mm)$) ocorre aproximadamente em $q \gtrsim 1,3 \approx 5/4$, como previsto pelo EFIT. Nesse caso específico, a condição de contorno da posição radial de $q = 1$, obtida através da inversão de amplitude dos sinais da câmera de raios-X de baixa energia mostrados na figura 7.4, foi adicionada no cálculo do EFIT.

Com este mesmo procedimento de condição de contorno, pôde-se também observar uma correlação perfeita entre essa perturbação, quanto a sua localização aproximada [em $q \approx 4/3$, $I_{sxr}^{hcam}(Z \leq -135mm)$] mais a intensidade (progressivamente menor do centro à periferia), e o aparecimento de um surto de amplitude nos sinals de raios-X de baixas energias da parte inferior do plasma, isto é, em $I_{sxr}^{hcam}(Z \geq -184mm)$. Esse surto, entretanto, é uma conseqüência do colapso do dente-de-serra. Vê-se claramente que este surto se reduz de amplitude após essa região. Pelos mesmos argumentos anteriores de invariância da densidade, este surto pode ser interpretado como um aumento de temperatura eletrônica. Tem-se, assim, um cenário bastante interessante, no qual há uma troca de energia num processo quase adiabático[8] entre a região delimitada por $q \approx 5/4$ e o centro, mas aparentemente isolada termicamente das outras regiões mais externas do plasma. É, entretanto, difícil explicar similar surto ocorrido próximo ao instante $40,5ms$, o qual não é precedido por uma redução de T_e exceto via pura relaxação dos sinais dente-de-serra.

Similar surto de amplitude dos sinais SXR é relatado em muitos outros Tokamaks no segundo estágio do colapso térmico, sem que houvesse uma explicação satisfatória até o momento. No Tokamak JT-60U, surtos ocasionais são observados simultaneamente nos sinais de emissão ciclotrônica dos elétrons (ECE) e nos de raios-X de baixa energia, o que leva a crer que eles sejam o resultado do aparecimento dos elétrons energéticos ("supra-thermal"), como é relatado por Shüller [Schüller 1995]. Curiosamente esse autor relata que tal surto provém da parte inferior do plasma no Tokamak RTP, tal qual se observa aqui,

[7] ou radialmente de $\gtrsim 0,49km/s$, se qualquer distância vertical for convertida à coordenada radial R, por meio da seguinte transformação $\Delta Z \lesssim k \times \Delta R$. Não se tinha, entretanto, os sinais da câmera SXR vertical para provar que a perturbação se propagava radialmente também.

[8] O intervalo de tempo envolvendo o colapso do dente-de-serra é muito menor que o tempo característico da perda de energia em virtude da redução da potência injetada. Veja discussões sobre o balanço de potência.

embora ressalve que no JET eles tenham um distribuição poloidal mais uniforme.

As observações nestas máquinas, mais as do START, levam a crer que aquele surto não possui necessariamente correlação com a configuração magnética na borda do plasma, pois o RPT possui limitador poloidal, enquanto o JET operou com desviador com um único ponto nulo ("SND divertor") e o START em duplo ponto nulo (DND). Também conclui-se que esse fenômeno pode ocorrer em qualquer posição poloidal. Assim, esse surto nos possibilita propor um mecanismo para a perturbação pré dente-de-serra discutida anteriormente para o START, ou seja, pode-se imaginar que o modo $m=1$, $n=1$ esteja acoplado eletrodinamicamente com o modo adjacente (como se disse anteriormente) e, quando a largura da ilha magnética em $q = 1/1$ atingir um valor crítico, não necessariamente próximo ao instante da redução abrupta do dente-de-serra, numa dada posição poloidal qualquer por causa da rotação daquele modo nesta direção, ocorrerá um processo convectivo, o qual é típico da instabilidade de troca ("interchange instability") entre a parte mais fria do plasma, os conjuntos de ilhas em questão e a região imediatamente interior a $q=1$, o que explica o caráter progressivo da perturbação como se fosse um bolha de plasma frio ("cold bubble") e não um processo de ruptura puro ("tearing"). A escala de tempo relativa à redução de amplitude dos sinais SXR é muito mais longa que as decorrentes do dente-de-serra, o que reforça a hipótese que esta perturbação não esteja associada aos modos de ruptura.

Pertubações do tipo bolha fria foram observadas em vários Tokamaks e, mais recentemente, no Stellarator LHD [Nagayama 2003]. Elas foram detalhadamente diagnosticadas no Tokamak LT-4 em regimes de operação próximos à densidade limite [Howard 1992].

Wesson propôs um modelo baseado no modo ideal "quasi-interchange" para explicar a dinâmica das oscilações dente-de-serra na fase de seu colapso em detrimento do modo de ruptura proposto por Kadomtsev [Wesson 1987]. Esse modelo foi aplicado a algumas descargas no JET, e nele pressupõe-se que exista uma região de baixo cisalhamento no centro do plasma, o que reduz o beta poloidal crítico necessário para o aparecimento daquela instabilidade. Esse modelo ganha relevância, pois se espera teoreticamente um baixo cisalhamento nas regiões internas do START e, também, no Stellarator LHD.

O fato da redução abrupta não ser observada nos sinais $I_{sxr}^{hcam}(Z \leq -12mm)$, mais seu caráter progressivo com o tempo, leva a crer que não se trata de um fenômeno de relaxação convencional como, por exemplo, oscilações dente-de-serra ligado aos modos $m=0$ e $n=0$ na superfície $q=2$[9].

Embora não se tenha a medida de T_e via TS e tampouco de J em instantes próximos à densidade máxima, a medida de T_e no instante $40,01ms$ (figura 7.3) mostra que este perfil é, em geral, monotonicamente crescente. Desta forma, o fato do perfil T_e ser chato na região delimitada por $q = 1$ se deve provavelmente por ter sido medido quase imediatamente após a fase do colapso da oscilação dente-de-

[9]Por similaridade, praticamente não se observam atrasos na correlação dos sinais I_{sxr}^{hcam} relativos às oscilações dente-de-serra clássicas (relaxações $m/n = 0/0$) com modos precursores $m/n = 1/1$ em $q = m/n = 1$. O dente-de-serra no instante $\simeq 40,5ms$ na figura 7.4 é um bom exemplo disto. Ademais, com exceção do Tokamak TORE-SUPRA, oscilações dente-de-serra em $q = m/n = 2/1$ são em geral um evento pouco frequente e irregular em outros Tokamaks em regime estacionário como é reportado no TFTR. Esse evento é mais comum, entretanto, durante a fase inicial da descarga como é observado no TEXTOR e o FTU, ocorrendo geralmente quando T_e e J não são monotonicamente crescentes em direção ao centro do plasma ("hollowed profiles"), por causa da existência de ressonâncias duplas. Há indicações no TORE-SUPRA que tais eventos ocorram mesmo que estes perfis são sejam do tipo convencional [Turlur 1995].

serra. Os valores decrescentes de $q(0)$ e crescentes de l_i, mesmo depois da densidade atingir seu valor máximo e se reduzir (figura 7.1k/l, respectivamente), nos leva a crer que o perfil de J continua inalterado permanecendo provalmente monotônico.

Essa observação sugere que a redução da densidade máxima possa ser apenas uma pequena redistribuição do perfil de densidade dentro da primeira fase do colapso térmico, sem que haja alteração substancial do perfil de J, tal qual é observado no Tokamak DIII-D. No Tokamak RTP, o perfil de densidade se reduz minimamente. Ambas observações são citadas por Schüler [Schüller 1995].

Finalizando, embora não seja clara a natureza dessa perturbação do tipo "bolha fria", que se propaga ao centro do plasma, ela pode, dada a escala de tempo, estar relacionada ou até ser o precursor do possível fenômeno relacionado à redistribuição de densidade e, conseqëntemente, à densidade limite.

Segunda Fase do Colapso da Temperatura e Término da Descarga Esta fase é definida como sendo a que se inicia no instante da perda da densidade máxima e termina no início do aparecimento do VDE.

Tal qual em outros Tokamaks, observa-se aqui uma redução na densidade nessa fase, embora em dois estágios.

Observa-se nessa fase que a perturbação "bolha fria" também aparece periodicamente com a oscilação dente-de-serra, antes da segunda redução de densidade (via sinal N_f somente) em $\approx 43,45ms$, a qual antecede imediatamente o começo do processo IRE no instante $\approx 43,55ms$ (veja a figura 7.2).

Durante o processo de IRE, e coincidentemente no início de VDE, I_p cresce e, simultaneamente, V_l se reduz (figura 7.1). Essas observações são comuns a todos os Tokamaks no final do segundo estágio do colapso da temperatura. O aumento de I_p pode ser ocasionado pela conservação do fluxo magnético acasionado pelo colapso de J [Schüler 1995].

Para finalizar, é importante mencionar que os mecanismos físicos nesta complexa fase ainda são objetos de intensa discussão [Schüller 1995].

Balanço de Potência

Até o momento, a fenomenologia da fase final da descarga #34863 foi descrita no contexto da densidade limite. Analisar-se-á agora a potência absorvida pelo plasma que é um dos parâmetros que potencialmente pode influênciar esse limite.

A potência irradiada pelo plasma, P_{rad}, medida pelo bolômetro, aumenta continuamente com o decorrer da descarga (figura 7.1i), atingindo $\approx 135kW$ no instante em que a densidade é máxima ($\approx 42,9ms$). Isso se deve, principalmente, ao aumento da radiação na periferia do plasma, resultante do aumento da densidade local com uma significativa contribuição de impurezas. Uma das impurezas esperadas é o carbono, C, cuja linha de emissão do íon $CIII$, isto é, I_{CIII} (4647$\AA$), é mostrada na (figura 7.1h). O aumento inicial de I_{CIII} é em virtude do contato do plasma com o limitador de grafite do poste central, seguido de sua redução que é resultante do aumento de temperatura do plasma. A partir do instante $\sim 31ms$, entretanto, este sinal aumenta com o aumento da densidade total e redução simultânea da

temperatura eletrônica da borda, abaixo do potencial de ionização do $CIII$ $(47,9eV)$. Infelizmente, o policromador não estava em operação nesta descarga, e, assim, o comportamento de outras impurezas não pode ser monitorado.

Uma evidência adicional de que a radiação provém da borda do plasma é inferida via fotos CCD da camera HVS da figura 7.2, na qual se observa uma concentração de radiação D_α $(\lambda \simeq 6561\AA)$ poloidalmente distribuida em torno da secção do plasma. É interessante notar que essas fotos também registram parte da radiação de linha CII $(\simeq 6578\AA)$, cuja presença é esperada na borda do plasma, dado seu baixo potencial de ionização $(\simeq 24,8eV)$.

No instante em que a densidade é maxima $(\approx 42,9ms)$, a potência real absorvida pelo plasma é estimada em $\lesssim 0,45MW$, provinda majoritariamente do NBI, ou seja, P_{NBI}^{abs}[10]. Desta forma tem-se que $\gtrsim 28\%$ da potência absorvida pelo plasma é radiada no instante em que a densidade é máxima $(P_{NBI}^{abs} \lesssim 0,45MW,\ P_{rad} \approx 130kW)$. Despreza-se aqui a contribuição ôhmica. Esse valor cresce a $\gtrsim 46\%$ $(P_{NBI}^{abs} \lesssim 0,39MW,\ P_{rad} \approx 175kW)$, no inicício da VDE $(\simeq 43,8ms)$, utilizando-se os prováveis valores de densidade e corrente extrapolados a partir desse instante[11].

Embora já tenham sido relatados valores de potência irradiada relativamente baixas relacionada ao limite disruptivo de densidade, por exemplo 30% no Tokamak T3 em regime ôhmico [Gorelik 1972], boa parte dos experimentos em regime de modo-L relatam valores ligeiramente superiores, como 50% no Tokamak DITE em regime ôhmico [Allen 1986] e 60–80% no ASDEX-U aquecido por NBI [Gruber 1997]. A quantificação precisa e a interpretação destes resultados, sobretudo suas diferenças de acordo com o tipo de Tokamak, é extremamente complexa por causa da natureza transiente do fenômeno de esfriamento na borda do plasma, considerando que o regime de instabilidade térmica exista, como é frisado por Greenwald [Greenwald 2002]. Assim, a despeito do valor relativo da potência irradiada aqui mencionada $(\gtrsim 46\%)$ estar próximo da ordem de grandeza dos valores medidos em outros Tokamaks, não é possível concluir que a instabilidade térmica tenha ocorrida no START, ainda que haja similaridades dos vários fenômenos relativos à densidade limite relativa nos Tokamaks convencionais, quando essas instabilidades estavam presentes. Uma interpretação alternativa, é supor que a densidade limite esteja, ao menos em parte, limitada pela potência absorvida pelo plasma, tendo em vista que valores substancialmente maiores dessa grandeza são obtidos em descargas sob NBI, como será mostrado mais adiante na subseção Diagramas de Operação. Essa interpretação relacionada à potência injetada pode, em princípio, explicar, ao menos parcialmente, o fato de que LARTs maiores, isto é, o MAST [Sykes 2001b] e o NSTX [Skinner

[10] O cálculo da potência absorvida provinda da injeção NBI é complexo, pois envolve perdas causadas pelas partículas neutras na borda do plasma provocadas por reações de troca de carga ("charge-exchange") que geram as perdas da órbita do íons ("orbit losses"), perdas pela não interação total do feixe no NBI com o plasma ("shine-through") e ganho com I_p, este em virtude do aumento da absorção com a temperatura eletrônica. O aumento da densidade global do plasma via injeção de gás aumenta a primeira perda, pois há um aumento da densidade das partículas neutras, mas reduz a segunda, pois se espera um aumento da secção de choque dos feixes do NBI e dos elétrons o que é intuitivo, pois o meio esta mais denso. Utilizar-se-á aqui uma relação empírica envolvendo $\overline{n}_e$ e I_p, a qual foi proposta por Sykes [Sykes, 1997b], qual seja, $P_{NBI}^{abs}(\%) = 4.2 \times \overline{n}_{e19}^{0.45}[I_p(kA) - 100]^{0.45}$, que no caso particular em questão (de alta densidade), possivelmente subestima as perdas por órbitas dos íons. Assim, consideram-se os valores P_{NBI}^{abs} com os limites superiores desta própria grandeza.

[11] Utilizando-se $\overline{n}_e \propto N_f$ e $P_{NBI}^{abs}(\%) = 4.2 \times \overline{n}_{e19}^{0.45}[I_p(kA) - 100]^{0.45}$ e valores de $N_f = 13 \rightarrow 10$, $I_p = 160 \rightarrow 150kA$.

2002] ultrapassam sem dificuldade o limite de Greenwald com a injeção de gás somente.

Confinamento de Energia e Parâmetros β

Complementando a análise acima, é provável que não tenha ocorrido deterioração substancial do tempo de confinamento de energia do plasma, τ_E, em torno da região de densidade máxima, digamos entre o instante $\approx 40ms$ e aquele no qual a densidade é máxima, isto é $\approx 43,9ms$, o que significa um intervalo de $\approx 3,9ms$. Naqueles instantes temos, respectivamente, $\tau_E \sim W_{mag}^{tot}/P_{tot} \sim W_{mag}^{tot}/P_{NBI} \sim 3,0ms$ ($P_{tot} \sim 0,55MW$, $W_{mag}^{tot} \sim 1750J$) e $2,8ms$ ($P_{tot} \sim 0,45MW$, $W_{mag}^{tot} \sim 1250J$). Assim, é provável que não tenha ocorrido degradação do tempo de confinamento do plasma em torno do valor máximo de densidade por um período comparado, embora mais longo, que o próprio tempo de confinamento ($\sim 1,4\tau_E$). Tem-se ciência, entretanto, que a correta análise de τ_E requer valores mais precisos da potência absorvida, via efeito ôhmico e por NBI, da quantificação de termos transientes (com $d/dt \neq 0$) e, também, da inclusão da potência irradiada, o que é uma tarefa extremamente complexa.

Quanto aos parâmetros β, eles praticamente não se alteram durante o mesmo intervalo acima, atingindo $\beta_T \simeq 6\%$ e $\beta_N \simeq 2,5$.

Esses valores de β são relativamente baixos, comparados aos valores máximos obtidos no START e, infelizmente, dado à limitação do fluxo do solenóide, o que reduz o intervalo de pulso e a energia do plasma, não se pode dizer se é possivel obter densidades tão altas quanto a mostrada aqui, com valores superiores de β.

Uma maneira de se ter uma idéia da viabilidade desse possível cenário no START, foi viabilizado pelo uso da injeção de pastilhas de deutério, que será discutida a seguir.

7.1.2 Regime de Operação sob Injeção de Gás e Pastilhas de Deutério

Parte do conteúdo desta seção foi publicado no artigo escrito por Ribeiro e colaboradores [Ribeiro 2001], e, mais recentemente, pelos mesmos autores, submetido à revista "Physics Review Letters" [Ribeiro 2003].

Na seção anterior viu-se que altos valores de densidade relativa podem ser atingidos em regimes de baixo β no START, via injeção de gás apenas. Como esses valores de β são relativamente baixos comparados ao máximo obtido no START, isto é, $\beta_T \simeq 40\%$ e $\beta_N \simeq 5,5$ [Gryaznevich 1998a], os quais, por sua vez, estão mais próximos dos valores esperados num reator de fusão baseado no conceito LART [Wilson 2003], a questão que se impõe, então, é se um LART pode operar em altos valores de β e densidades superiores que às comumente obtidas nesses regimes de alto β, isto é, $N_G \sim 0,5$. Esse baixo valor de N_G é o resultado natural do processo de optimização de β, e tem sido observado, até o momento, tanto no START [Ribeiro 2003], quanto em LARTs maiores como o MAST [Gryaznevich 2003] ou o NSTX [Gates 2003], tornando-se assim, um valor limite empírico de densidade normalizada nesses dispositivos em regimes de β limite.

Descreve-se a seguir um exemplo de injeção de pastilhas criogênicas de deutério (PI) em descargas de alto β no START. Esse programa experimental tinha como objetivo mostrar que altas densidades relativas ($N_G \gtrsim 1$) poderiam ser obtidas em regimes de alto β.

Resultados iniciais de PI em regime ôhmico e sob NBI em descargas de baixo β no START já haviam sido relatadas [Ribeiro 2001, Ribeiro 1998]. Inferiu-se um aumento do confinamento, via aumento de energia do plasma, no regime ôhmico e uma extensão da região de operação com a obtenção de densidades até $N_G = 1,6$ [Ribeiro 1998]. Tal qual em Tokamaks convencionais, provou-se pela primeira vez num LART, que PI é um meio eficaz de explorar densidades muito além das permitidas por injeção de gás apenas.

As descargas analizadas aqui são a #35920 (sem PI) e #35924/5 (com PI) produzidas pela técnica de indução-compressão. Essas descargas são praticamente idênticas, possuem geometria magnética duplo ponto nulo no desviador (DND), e foram produzidas pela técnica de aumento de I_p com redução simultânea de B_T, por meio da otimização do fluxo do solenóide e redução da corrente nas bobinas de campo toroidal, I_{B_T}, além do cuidadoso controle manual da densidade do plasma via injeção de gás. As características do sistema do NBI eram: potência $0,85MW$ e energia $30keV$, que conduz a $2,5 \times 10^{20}$ partículas de hidrogênio por segundo, com operação no modo de co-injeção. Os parâmetros geométricos foram obtidos pelo código de reconstrução do equilíbrio EFIT: $a \simeq 0,21m$, $R_o \simeq 0,27m$, $A \simeq 1,3$, $k \simeq 1,8$ e $\delta \simeq 0,45$.

A velocidade da pastilha era de $v_p \simeq 300m/s$ e seu conteúdo de $N_p \simeq 2,5 \times 10^{19}$ átomos de deutério, medido pela cavidade de microondas. Esse valor foi obtido através de ajuste fino da temperatura da câmara da pastilha, com a finalidade de reduzir o valor nominal de $N_p \simeq 3,7 \times 10^{19}$ átomos, que se mostrou, inicialmente, inadequado para explorar regimes de alto β, o qual é extremamente sensível às variações dos parâmetros da descarga. Mesmo assim existe, como se verá, uma alta variação de densidade com PI, isto é, $\Delta\overline{n}_e/\overline{n}_e \simeq 1,6$, o que, por sua vez, é muito mais alto que os valores típicos de injeção de multi-pastilhas, como por exemplo, no Tokamak DIII-D, no qual cada pastilha produzia $\Delta\overline{n}_e/\overline{n}_e \leq 0,5$ [Maingi 1997].

Os sinais básicos das descargas #35924 e #35920 são mostradas na figura 7.6.

A pastilha penetra no plasma no instante $38,3ms$ e o processo de ablação termina em $40,2ms$, como é observado através da câmera de alta velocidade (HSV) ($222\mu s$ de tempo de resolução e exposição). Isto conduz a um tempo de ablação de $\Delta t_{abl} \simeq 1,9 \pm 0,1ms$. É curioso notar que o aumento de densidade (figura 7.6b) ocorre $\sim 0,8ms$ após a entrada da pastilha no plasma, o que é, possivelmente, em virtude das diferentes posições toroidais entre a linha de visão da injeção da pastilha e a do interferômetro HCN. Pela figura 7.6c observa-se que a densidade máxima atinge $\overline{n}_e \simeq 1,5 \times 10^{20} m^{-3}$ ($N_G \simeq 1,1$) após $1,7ms$, o que está próximo ao tempo final da ablação. Note-se, também, que $1,0 \leq N_G \leq 1,1$ é obtido por um intervalo de tempo $\Delta t \simeq 1,4ms$, que corresponde a $\Delta t/\tau_E \sim 0,7$, com $\tau_E \sim 2ms$, que é uma média sobre Δt. É importante mencionar que, em muitas descargas, isto é, #34915/6 e #34879, obteve-se $\Delta t/\tau_E \sim 2$ com $1,1 \leq N_G \leq 1,2$ e $0,7 \leq N_G \leq 1,0$, respectivamente, que foi observado antes da disrupção, a qual frequentemente ocorria por causa do aumento substancial da densidade. Em raras descargas, nas quais houve mais de uma pastilha injetada (em virtude da ruptura da pastilha original), as descargas se estendiam por períodos de tempo mais longos. Essa observação nos induz a predizer que altas densidades, similares às obtidas aqui, com $\Delta t/\tau_E > 1$, podem ser um cenário realístico, além de sugerir também que um injetor de múltiplas pastilhas, que possibilitasse um menor aumento individual da densidade, poderia

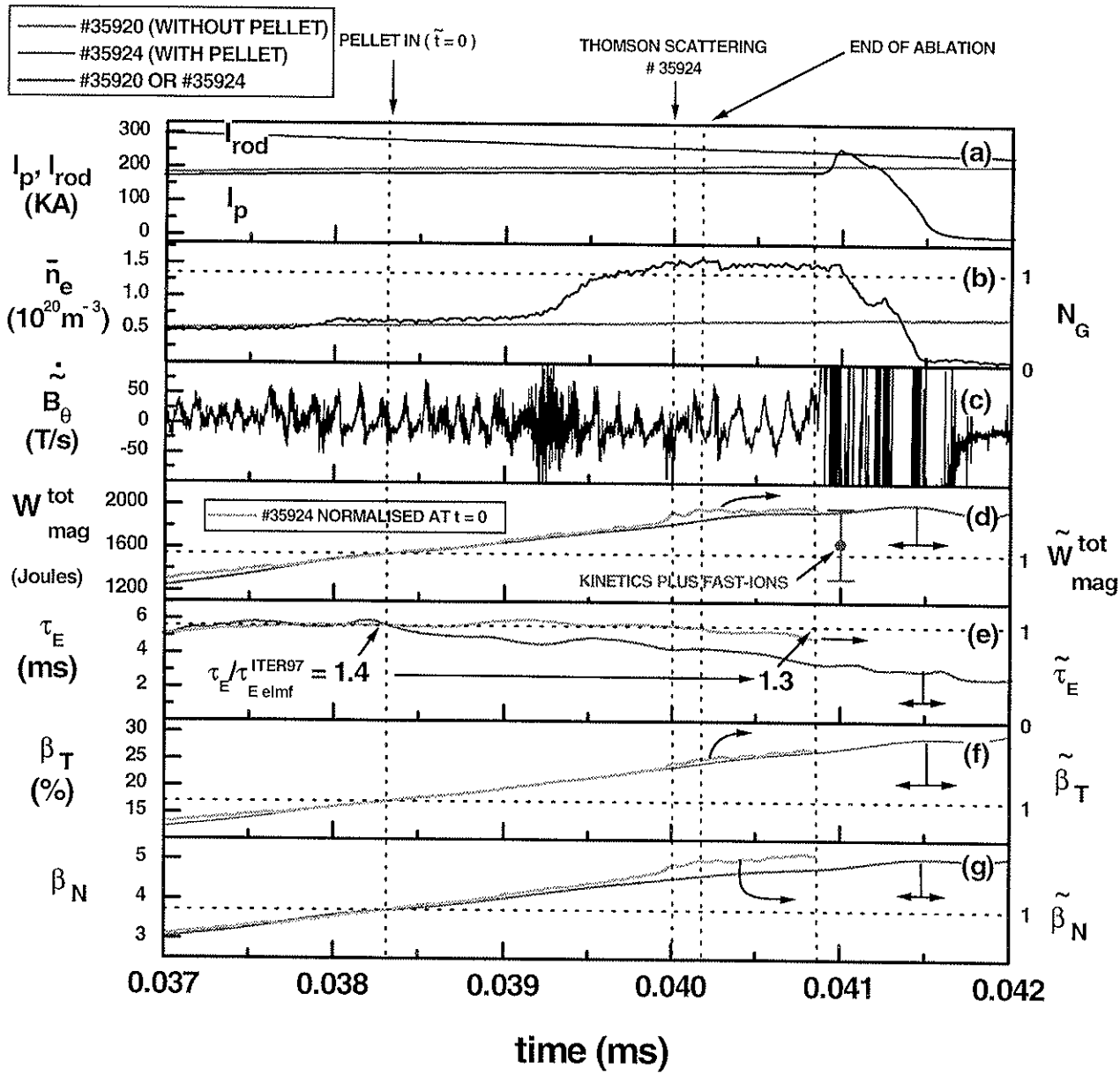


Figura 7.6: Sinais básicos das descargas de alto β sob injeção de pastilhas criogênicas [Ribeiro 2003]: (a) correntes do plasma, I_p, e do campo magnético toroidal, I_{rod}; (b) densidade eletrônica média de linha $\overline{n}_e$ medida pelo interferômetro HCN ($\lambda = 366\mu m$) e número de Greenwald, N_G; (c) sinal da bobina de Mirnov, $\dot{\tilde{B}}_\theta$, localizada no plano médio do poste; (d) energia cinética total, W^{tot}_{mag}; (e) tempo de confinamento de energia, τ_E; (f) beta toroidal, β_T; (g) beta normalizado, β_N. Todas as grandezas de (d)-(h) foram obtidas pelo EFIT. Os símbolos $\widetilde{W}^{tot}_{mag}$, $\tilde{\tau}_E$, $\tilde{\beta}_T$ e $\tilde{\beta}_N$, denotam normalização no instante de penetração da pastilha, definido como $\tilde{t} = 0$ (veja o texto).

optimizar esse cenário.

Técnicas de Análise Espacial de Fourier ("spatial Fourier analysis") foram aplicadas aos sinais das bobinas de Mirnov $\dot{\tilde{B}}_\theta$ (figura 7.6c). Oscilações com modo poloidal $m = 1$ são predominantes durante toda a descarga até o aparecimento da IRE. A partir do instante $40,2ms$, os modos, m/n=3/1 and m=10-12 também aparecem simultaneamente, mas alternando sua preponderância com o modo m/n=1/1 até o instante $40,7ms$. Desse instante até o aparecimento da IRE ($40.9ms$), o modo m/n=1/1 continua dominante, embora as amplitudes dos modos m=2-3 se tornem também importantes, enquanto os modos m=10-12 se tornam importantes a partir do instante $40,83ms$.

Esse cenário já foi estudado em detalhe no START na ausência de pastilhas criogênicas, usando-se a descarga #33005 [$I_p/I_{rod} = 0,82$, $q_\psi(95\%) \simeq 2,8$, $\beta_T \simeq 24\%$, $\beta_N \simeq 4,1$] [Gryaznevich 1998b]. Nessa descarga, foi mostrado que o perfil de pressão do plasma está sempre acima do limite marginal de instabilidade de pressão ("ballooning") para modos de alto valor de n, na primeira região de estabilidade ("first region of stability"). Simulações também mostram que perfis de pressão mais agudos que os experimentalmente observados em #33005 seriam instáveis aos modos internos de baixo n, causados pelo gradiente de pressão [Gryaznevich 1998b]. De fato, valores maiores de pressão, do centro para a borda, são observados após a injeção das pastilhas, como é mostrado pelo sistema de espalhamento Thomson, TS, na figura 7.7 (veja comentários mais adiante sobre esta figura).

A análise da descarga #33005 mostra ainda que ela é estável aos modos de dobra externos ("external kink modes"), em virtude dos valores relativamente baixos de corrente de plasma, isto é I_p/I_{rod} (high q_ψ), comparado ao valor limite, $(I_p/I_{rod})^{lim} \simeq 1,05$ que, por sua vez, é ainda maior que aquele obtido na descarga #35924 [$I_p/I_{rod} = 0,76$, $q_\psi(95\%) \simeq 4,3$, $\beta_T \simeq 24\%$ e $\beta_N \simeq 4,9$]. Assim, o limite de instabilidade para os modos externos de dobra provavelmente não foi atingido.

Todas essas evidências apontam para as instabilidades que envolvam o gradiente de pressão como um dos fenômenos relacionados com o aparecimento antecipado da IRE nessas descargas com PI, com a possível combinação de modos de baixo e alto m, observados através da análise de Fourier.

Os perfis de densidade, temperatura e pressão dos elétrons, obtidos através do sistema TS, são mostrados na figura 7.7. A massa e a velocidade da pastilha na descarga #35925 é a mesma que na #35924. O sistema TS foi acionado no mesmo instante nas descargas #35920 e #35925, e $0,56ms$ mais tarde na #35924. Após esse pequeno intervalo, observa-se que a densidade na média é aproximadamente a mesma enquanto a temperatura claramente aumenta no centro. Como resultado, a pressão, na média, aumenta em quase todas as regiões do plasma exceto em sua borda interna (região de alto campo magnético, HFS). Assim, utilizando-se a hipótese de igualdade de temperatura iônica e eletrônica, isto é $T_e \simeq T_i$[12] no cálculo da energia térmica total W_{th}^{tot}, pelo código Monte Carlo LOCUST [Akers 1998], obtém-se uma redução significativa da população do íons energéticos ("fast-ion population") em virtude da injeção das

[12] Em descargas na ausência de pastilhas, a condição $T_i \simeq T_e$ é comumente observada no START em regimes de alto β. Por exemplo: $\beta_T \simeq 20\%$ na descarga #36078. Consequentemente, após a injeção da pastilha, espera-se que os valores de T_i e T_e estejam ainda mais próximos, por causa da redução do tempo de equipartição entre elétrons e íons: $\tau_{ei} \propto T_e^{3/2}/n_e \propto 1/n_e^{5/2}$, com $T_e \propto 1/n_e$, o que é aproximadamente válido imediatamente após o término da ablação da pastilha, caso o processo seja abiabático, o que de fato parece ser o caso, pois os perfis de pressão de #35920 e #35925 são praticamente invariantes.

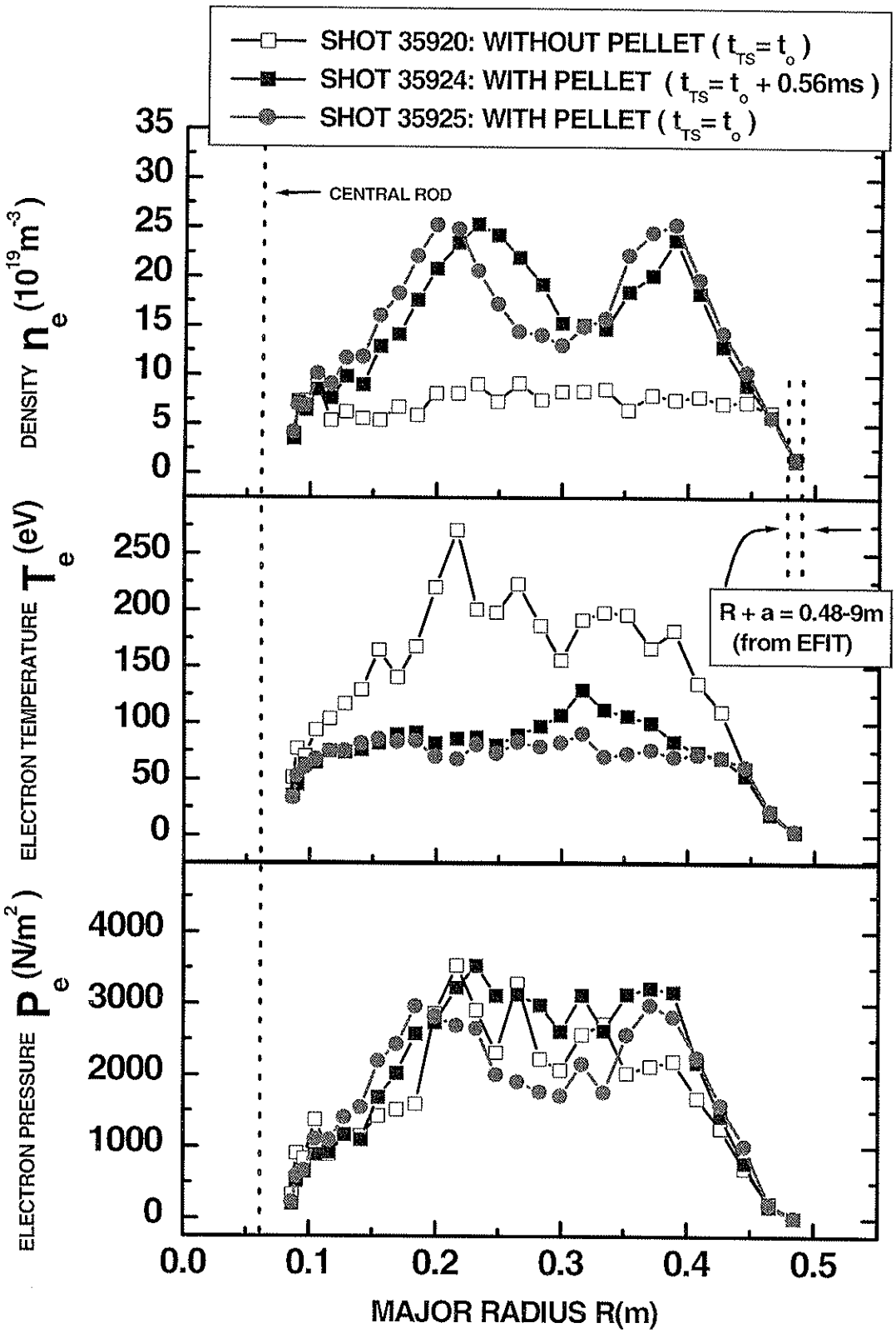


Figura 7.7: Perfis da densidade, temperatura e pressão dos elétrons das descargas #35920/4/5, medidas pela sistema de espalhamento Thomson (TS) [Ribeiro 2003].

pastilhas[13].

Acrescentanto-se a essa análise o cálculo da energia cinética total do plasma, W_{kin}^{tot}, obtida por esse mesmo código, obtém-se uma boa concordância com o valor equivalente de W_{mag}^{tot} obtido pelo EFIT, isto é, $W_{kin}^{tot} \simeq 1,7kJ(\pm \sim 10\%) \simeq W_{mag}^{tot} \simeq 1,6kJ$ para #35924. Existe, também, uma boa concordância em descargas sem a presença da pastilha (#35920), ou seja, $W_{kin}^{tot} \simeq 1,6kJ(\pm \sim 10\%) \simeq W_{mag}^{tot} \simeq 1,7kJ$. Assim, o uso de W_{mag}^{tot} nos possibilita, com confiança, inferir variações de energia e do tempo de confinamento de energia (trataremos a energia mais adiante), em virtude da injeção da pastilha em instantes subsequentes ao da medida por TS. Para tal tarefa, entretanto, é necessário fazer uma normalização do parâmetro W_{mag}^{tot} da descarga #35924 à #35920 ($W_{mag}^{tot} \rightarrow \widetilde{W}_{mag}^{tot}$), no instante em que a pastilha penetra o plasma[14]. Ambas escalas normalizadas dessas descargas são mostradas no eixo vertical, à direita da figura 7.6d, enquanto no eixo esquerdo dessa mesma figura, o valor absoluto W_{mag}^{tot} é mantido para a descarga #35920. Vemos, claramente que, relativamente, o valor de $\widetilde{W}_{mag}^{tot}$ na descarga #35924 aumenta vagarosamente do instante $38,33ms$ até o final do processo de ablação ($40,22ms$), atingindo $\Delta\widetilde{W}_{mag}^{tot}/\widetilde{W}_{mag}^{tot} \simeq 5\%$. Nesse contexto, é importante lembrar que existe uma fração pequena, mas não desprezível, da energia cinética do plasma, que é utilizada para a dissociação e ionização da pastilha ($E_{d/i}$) nas descargas do START. Por exemplo: na descarga #35924, $E_{d/i} \simeq 75J$ ($\simeq 36eV$ por par iônico dos $2,6 \times 10^{19}$ átomos de deutério contidos na pastilha), o que, a fim de comparação equivale dizer, no pior dos casos, $E_{d/i}/W_{mag}^{tot} > 4\%$, se utilizarmos $W_{mag}^{tot}(max) \simeq 2,0kJ$, obtido no instante $41,4ms$ da descarga #35920. É curioso lembrar também que nos Tokamaks de médio porte, os quais operam em temperaturas eletrônicas da ordem de $\sim keV$, $E_{d/i}/W_{mag}^{tot}$ é desprezível.

A seguir será analisado o tempo de confinamento de energia, o qual é calculado através da seguinte fórmula

$$\tau_E = \frac{W_{mag}^{tot}}{I_p V_l + P_{NBI}^{abs} - \frac{d}{dt}(\frac{1}{2}LI_p^2) - \frac{dW_{mag}^{tot}}{dt}} \tag{7.1}$$

Aqui V_l é a tensão de enlace, P_{NBI}^{abs} é a potência NBI absorvida pelo plasma, calculada através do código LOCUST, e L é a indutância do plasma, calculada pelo código EFIT. É importante observar que, por convenção, a equação 7.1 não inclui as perdas por radiação do plasma ou por ionização e dissociação da pastilha ($E_{d/i}$). O tempo de confinamento é mostrado na figura 7.6e. Observa-se, um aumento relativo do confinamento de energia causado pela injeção da pastilha. Aqui é aplicada, ao tempo de confinamento τ_E, semelhante normalização feita à energia. Com a injeção da pastilha, $\widetilde{\tau}_E$ se mantém praticamente constante (enquanto por #35920, τ_E naturalmente decai) e, mais importante, mantém uma boa razão com repeito a uma das melhores escalas de confinamento em Tokamaks, qual seja, a definida pelo projeto ITER para o modo H ("H-mode") e ausentes do fenômeno dos ELMs ("Edge Localised Modes"),

[13]Sem as pastilhas (#35920), a contribuição dos íons energéticos à energia total é de $\sim 16\%$. Esse valor reduz-se a $1,4\%$ para #35924, por causa da redução do tempo de termalização dos íons energéticos ("slowing-down time") de $\sim 0,6ms$ a $\sim 0,13ms$.

[14]Esta normalização é necessária pois I_p e $\overline{n}_e$ são $\simeq 10\%$ maiores em #35920 que em relação aos seus equivalentes na descarga #35924, além do fato de que os sinais do START variam rapidamente no tempo.

isto é, "ITER-ELM-free" ($\tau_{E_{elmf}}^{ITER97}$) [Cordey 1997]: $\Delta\tilde{\tau}_E/\tilde{\tau}_E \simeq 30\%$ no instante $t = 40,8ms \lesssim t^{IRE}$ e $\tau_E/\tau_{E_{elmf}}^{ITER97} \simeq 1,4 \rightarrow 1,3$.

Os parâmetros β_T e β_N são mostrados na figura 7.6f/g, e, tal qual em W_{mag}^{tot} e τ_E, foi aplicada normalização similar. O parâmetro β_T praticamente não se altera, enquanto β_N aumenta minimamente com a injeção da pastilha: $\Delta\tilde{\beta}_T/\tilde{\beta}_T \simeq 2\%$ e $\Delta\tilde{\beta}_N/\tilde{\beta}_N \simeq 8\%$ no instante $40,8ms$.

Através da câmera HSV estimou-se o comprimento característico da penetração da pastilha para a descarga #35925, qual seja, $\lambda_p \simeq 0,28m$, com a pastilha quase atingindo a região do plano médio do vaso. Cálculos com o código de ablação PELLET, utilizando o modelo de ablação de fluxo multiplo-energético junto ao modelo de blindagem por gás neutro ("multi-energy flux NGS"), proposto por Milora e Foster [Milora 1995], sem a contribuição dos íons energéticos ("fast-ion") e utilizando os perfis de temperatura e densidade eletrônica do TS (#35920), produzem $\lambda_p \simeq 0,29m$. A inclusão da contribuição dos íons energéticos praticamente não altera esse valor, mesmo superestimando a proporção destes íons já que suas perdas de órbita não foram incluídas, isto é, $\lambda_p \simeq 0,28m$ [Wakatani 1999].

Um fato curioso adicional é que o tempo de ablação obtido pela câmera HSV, isto é, $\Delta t_{abl} \simeq 1,7 \pm 0,2ms$ é muito mais longo que o tempo médio de ablação definido por $\overline{\Delta t}_{abl} \equiv \lambda_p/v_p \simeq 0,93ms$, com $\lambda_p \simeq 0,28m$ e $v_p = 300m/s$. Isso mostra que a velocidade da pastilha se reduziu consideravelmente, o que é claramente observado pela câmera HSV, principalmente quando a pastilha atinge as regiões mais centrais do plasma. Uma possível explicação para esta redução de velocidade pode ser feita através do efeito foguete ("rocket effect") na pastilha, ocasionado pela diferença de aquecimento na parte anterior e posterior da pastilha ao longo de sua trajetória. Essa diferença tem origem na corrente eletrônica poloidal. Vale lembrar também que a redução de velocidade de pastilha criogênica já foi observada nos Tokamaks ASDEX [Wurden 1990] e ASDEX-U [Müller 1999], nos quais o mesmo fenômeno do efeito foguete foi sugerido como uma possível causa para a redução da velocidade.

No que se refere a eficiência de alimentação da pastilha, esta pode ser definida por $\epsilon_f \equiv (\Delta \int n_e(\psi) dV)/N_p$, a qual produz $\epsilon_f \simeq 1,0$ (100%), tanto para a descarga #35924 quanto para a #35925. Esse alto valor de eficiência é o resultado combinado do tipo de injeção utilizado (vertical *na* região de alto campo magnético) e a grande penetração da pastilha por causa da sua grande massa relativa a baixa temperatura eletrônica do plasma.

Além dessa alta eficiência, observou-se também uma grande capacidade de retenção do conteúdo da pastilha pelo plasma. Por exemplo, nessa série de descargas, o decaimento exponencial da densidade após injeção da pastilha é $\tau_n \simeq 15 - 19ms$, inferido das descargas #35922 e #35925, respectivamente.

É interessante notar que a alimentação via pastilha se torna a fonte dominante de partículas do plasma, dado o grande aumento da densidade ($\Delta\overline{n}_e/\overline{n}_e \simeq 1,6$). Assim, τ_n pode ser considerado próximo ao tempo de confinamento de partículas efetivo do plasma, o qual inclui (por definição) também a reciclagem, ou seja, τ_p^*. Desta forma, $\tau_n \lesssim \tau_p^*$, o que conduz a $\tau_p^*/\tau_E \gtrsim 9$ (para a descarga #35925).

A questão que se coloca então é se esse nível relativo de retenção de partículas está abaixo do máximo tolerável para que o plasma seja compatível com a necessidade de um reator LART de manter a ignição, na presença de hélio ("helium ash") das reações de fusão. Uma condição necessária para que isso ocorra, é $\tau_p^* \sim \tau_{He}^* \lesssim 15\tau_E$ [Schissel 1994], onde τ_{He}^* é o tempo de retenção efetivo do hélio. Já que a densidade

apresentada aqui é próxima da esperada para a operação de um reator convencional, isto é $N_G \gtrsim 1$, o que talvez não difira de um equivalente via LART, mesmo que ocorra um potencial aumento de τ_p^*/τ_E com a densidade[15] [Schissel 1994], isto talvez não represente um problema para a remoção do hélio em um reator baseado no conceito LART.

Resumindo, os resultados no START, através da primeira injeção de pastilhas criogênicas de deutério em um LART, produziram simultaneamente uma máxima eficiência de alimentação e alta densidade normalizada com altos valores de β, mantendo-se um bom confinamento energético e um alto nível de retenção de partículas da pastilha.

Presentemente, está sendo testado a injeção múltipla de pastilhas criogênicas no MAST, utilizando inicialmente a vantagem potencial de injeção na região de baixo campo magnético (LFS), o que é uma característica única dos LARTS[16].

7.2 Limite Mínimo

Diferentemente do regime em altas densidades, existiram poucas descargas com operação com baixa densidade no START e, quase todas, foram obtidas na fase em que este dispositivo possuia um limitado número de diagnósticos. Algumas das descargas mais representativas neste regime são a #19336, #19291 e #25726, todas obtidas em regime ôhmico. Analisar-se-á aqui somente a primeira, pois nela mediu-se o fluxo de raios-X de alta energia. Esta descarga foi produzida pela técnica de indução-compressão, e, a configuração magnética utilizada era a de desviador de exaustão natural "NED" ("natural exhaust divertor"). O gás utilizado foi o deutério. Os sinais básicos desta descarga podem ser vistos na figura 7.8.

Vê-se pela figura 7.8b que a corrente das bobinas do OHC, que cria o plasma inicial através da técnica de compressão entre os instantes $0,0207 - 0,0213s$, se tornou positiva em relação à direção de I_p (figura 7.8a) após este intervalo. Isso faz com que haja uma atração magnética da coluna, o que, juntamente com a expansão natural da secção da coluna, em virtude do aumento de I_p via a aplicação da tensão de enlace ($\approx 0,022ms$, figura 7.8c), acarretou o contato da borda do plasma com estas bobinas no instante $\approx 31ms$. Isto causou a falha de uma da bobinas Rogowski utilizada na medida de I_p. A despeito desse evento e da perda da medida absoluta de I_p, a descarga continua até o instante $\approx 44,7ms$, quando o número de franjas N_f (figura 7.8e) se torna nulo. Duas pequenas IREs ocorreram nos instantes $\approx 36ms$

[15] De fato, cálculos usando um modelo 1-D da interação das partículas neutras com o plasma, os quais fazem uso de resultados experimentais da descarga recorde de β_T no START, isto é, #35533 (similar à descarga #35920), conduzem a $\tau_p^* \approx 6,2ms$ [Sett 2002]. Utilizando-se $\tau_E \approx 2,7ms$ [Gryaznevich 1998a], temos $\tau_p^*/\tau_E \sim 2$ com uma densidade normalizada menor, isto é, com $N_G \approx 0,45$. Com a finalidade de melhorar a extrapolação, utilizou-se o mesmo modelo 1-D aplicado a um LART muito maior, ou seja, o MAST ("Mega Ampère Spherical Tokamak, MAST [Sykes 2001]), que possui geometria similar ($a \simeq 0,54m$, $R_o \sim 0,76m$, $A \simeq 1,4$, $k \simeq 1,9$, $\delta \simeq 0,39$) da descarga #4500. Para esta descarga obteve-se valores de $\tau_p^*/\tau_E \approx 2$ com $I_p \approx 1,0MA$ e $N_G \approx 0,49$.

[16] Utilizando-se um sistema de coordenadas cilíndricas (R,Z,ϕ) numa geometria de simetria axial ($\partial/\partial\phi \equiv 0$) no plano mediano horizontal do plasma ($Z = 0$), é fácil mostrar que $\mathbf{V}_{\mathbf{E}\times\mathbf{B}} \propto -(\nabla B.\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{R})\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{R}$. Em um Tokamak convencional $\nabla B.\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{R} < 0$, enquanto em um LART ($A < 1,6$), para valores suficientemente alto de I_p e baixos de B_T, é esperado teoricamente a existência de um poço magnético criado próximo à região de LFS [$B_T \lesssim B_\theta(a)$]; desta forma $\nabla B.\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{R} > 0$, e, então, é possível que haja o movimento da nuvem da pastilha para dentro do plasma, ao menos sobre a metade do poço magnético.

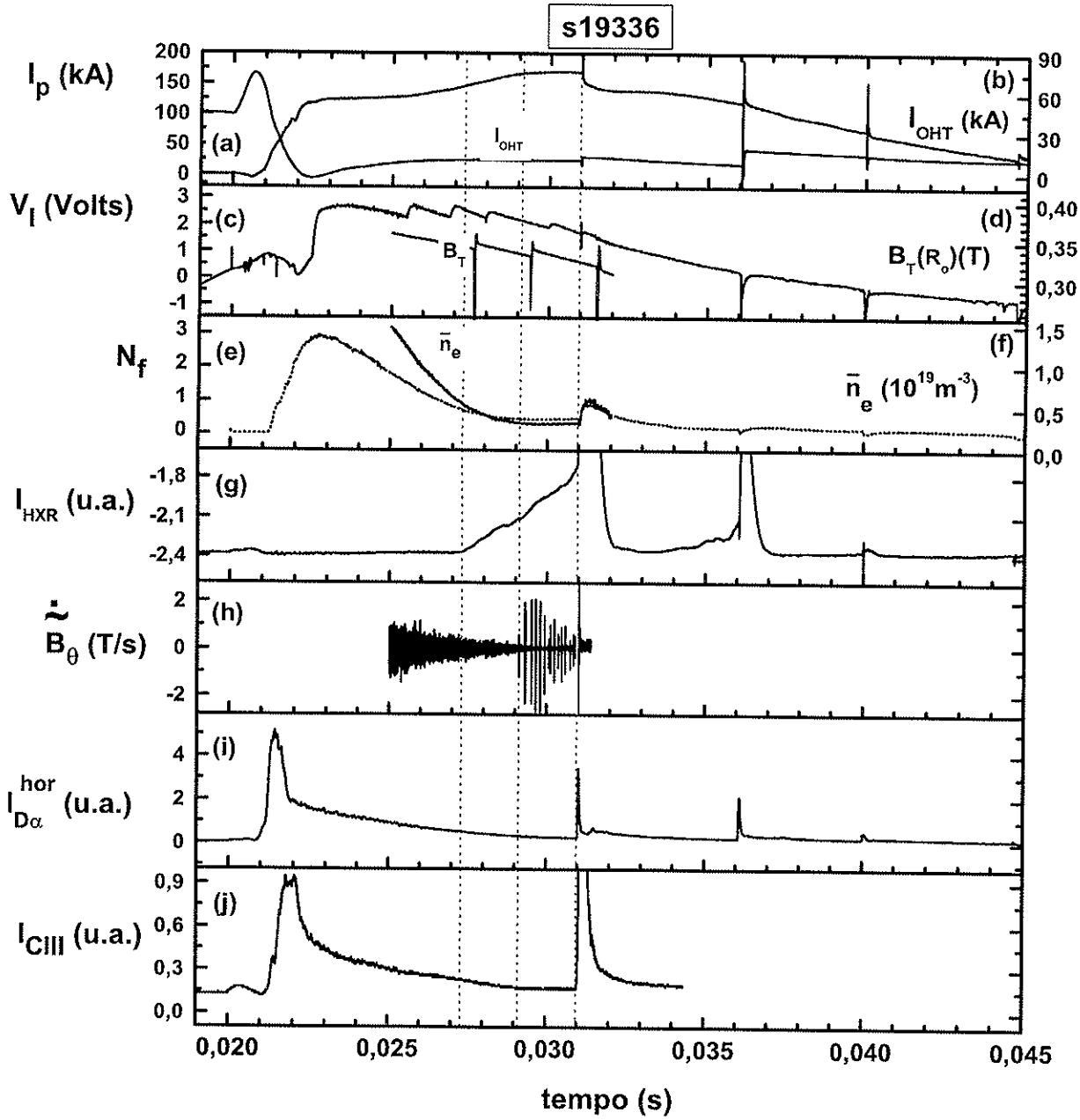


Figura 7.8: Sinais básicos da descarga #19336: (a) corrente do plasma, I_p; (b) corrente da bobina poloidal de aquecimento ôhmico (OHC), I_{OHT}; (c) tensão de enlace, V_l; (d) campo magnético toroidal, $B(R_o)$; (e) número de franjas, N_f, do interferômetro HCN; (f) densidade eletrônica de linha, $\overline{n}_e$; (g) monitor de intensidade dos raios-X de alta energia ($50keV - 1MeV$); (h) sinal da bobina de Mirnov junto ao poste central no plano médio do vaso ($R \simeq 5cm$, $Z = 0$), $\dot{\tilde{B}}_\theta$; (i) e (j) sinais dos monitores D_α e $CIII$, respectivamente, obtidos por tubos fotomutiplicadores e filtros.

e $\approx 40ms$, o que é evidenciado através do pico negativo em V_l. Não se analisará, assim, qualquer signal obtido após o instante $\approx 31ms$.

Dinâmica da Densidade e Reciclagem de Partículas

Nesta descarga o gás foi injetado em uma quantidade limitada para a formação da descarga no intervalo $17,5-20,5ms$ e, diferentemente das descargas convencionais, não se adicionou gás nos instantes subsequentes. Assim a densidade eletrônica de linha $\overline{n}_e$, através de N_f (figuras 7.8f/e, respectivamente)[17], reduz-se substancialmente com o tempo a partir do instante $\approx 22,5ms$. É interessante notar que isto ocorre porque o vaso não recicla o gás proveniente do plasma injetado, mas sim o absorve. De fato, as pressões do vaso imediatamente anterior e posterior à descarga, que eram, respectivamente, $2,2\times10^{-7}$ e $3,8\times10^{-6}mbar$, indicam um pequeno aumento relativo desta grandeza.

O sinal do monitor D_α pode ser visto na figura 7.8i. Após o seu máximo no instante $\approx 21,5ms$, por causa da ruptura do plasma, esse sinal decai até o instante em que o plasma colide com as bobinas do OHT. A redução em sua intensidade após a ruptura elétrica do gás, até aquele instante, evidencia o aumento da temperatura eletrônica, T_e (via I_p), ao menos até o instante $\approx 29ms$, enquanto I_p e densidade se tornam praticamente constantes. Adota-se para esta análise $I_{D_\alpha} \propto n_e^2 f(T_e)$, com a função f reduzindo-se com T_e.

O sinal do monitor $CIII$, mostrado na figura 7.8j, é típico de qualquer descarga no START em sua fase inicial, isto é, após o pico em $\approx 22ms$, causado pelo contato do plasma com o poste central de grafite durante a fase de compressão do plasma, ocorre uma redução abrupta de sua intensidade em virtude do aumento global de T_e acima do potencial de ionização deste íon $(47,9eV)$. A redução posterior deste sinal é análogo com o que ocorreu com I_{D_α}. O sinal I_{CIII}, a partir do instante $29ms$, se reduz praticamente ao mesmo valor pré-descarga, pois, diferentemente do monitor de radiação D_α, não possui resolução em amplitude suficiente para descriminar a redução da sua radiação, além, também, de ser menos sensível à redução de densidade $[I_{CIII} \propto n_{CIII} n_e f(T_e)]$.

Infelizmente, não se tinha os sinais do policromador para ao menos estimar melhor o valor mínimo da temperatura eletrônica média do plasma, via intensidade relativa da emissão de outras impurezas.

Raios-X de Alta e Baixa Energia

O sinal do detector de raios-X de alta energia (HSX) é mostrado na figura 7.8g. Vê-se claramente um aumento quase linear progressivo desse sinal a partir de $\approx 27,2ms$, o que nos faz crer na existência contínua de elétrons de alta energia. É difícil fazer um estudo quantitativo deste fenômeno, visto que não se conhece a distribuição espacial daqueles raios-X e, também, em virtude do fato do detector não estar calibrado em função da intensidade e energia da radiação medida, exceto dentro de sua banda de absorção, que é $50keV-1MeV$. Assim, é provavél que o aparecimento dos elétrons fugitivos esteja associado ao limite inferior desta banda. Nesse contexto, é interessante observar que é esperado que exista uma fração

[17] Aqui $\overline{n}_e$ foi obtido através da interpolação linear do raio menor a obtido via fotos CCD de descargas semelhantes nos instantes $25ms$ e $32ms$, que eram $a \approx 0,20m$ e $a \approx 0,24m$, repectivamente.

de elétrons com energia maior que o valor mínimo desta banda, isto é, $50keV$. Por exemplo, a energia máxima atingida por um elétron acelerado livremente através do campo elétrico no centro geométrico do plasma (R_o) produzido pelo solenóide E_s é $W_e^{max} \approx 1,4MeV$[18]. Entretanto, a quantidade e a energia dos fótons E_ν produzidos pelo impacto de elétrons similares com a parede do START não é conhecida mas sabe-se, ao menos, que pode variar entre $0 < W_{nu} < 9MeV$. O limite superior aqui é a energia adquirida por um elétron junto ao poste ($R_o - a$) ao invés daquele calculado anteriormente em R_o.

Calcular-se-á agora o campo elétrico crítico e outros parâmetros relevantes para esta descarga no instante $27,2ms$, no centro do plasma[19], cujos valores são necessários para um análise complementar das observações acima. Da equação 2.19, obtém-se $E_T^c \approx 23V/m$, que é maior que o campo induzido, isto é, $E_T \approx 1,5V/m$. Assim, tem-se $E_T/E_T^c \approx 0,07$. Como $E_T/E_T^c \ll 1$, é previsto que somente os elétrons na cauda da distribuição sejão acelearados praticamente sem sofrer colisões.

Faz-se a seguir uma correlação entre os sinais básicos mostrados anteriormente e os relativos à radiação de raios-X de baixa energia medidos pela câmera horizontal multicanal. Esses sinais são mostrados na figura 7.9.

Nessa figura vê-se que existem alguns sinais anômalos quanto à amplitude, quais sejam, o da corda da câmera vertical (figura 7.9c) e o da corda horizontal relativa à corda $Z = +12mm$ (figura 7.9g). O primeiro registra aparentemente somente ruído, pois o valor central é centrado em zero. O segundo difere dos demais da mesma câmera apenas pela amplitude inicial e também pelo ganho. Assim, não os consideraremos para fim de qualquer análise.

Os outros sinais da câmera horizontal, quais sejam (figura 7.9d/e/f/h/i/j), se reduzem com a densidade, mesmo quando já existe a evidência de elétrons de alta energia a partir do instante $27,2ms$ (figura 7.9l). Coincidentemente, eles aumentam gradualmente em amplitude, quando ocorre o aparecimento dos surtos na amplitude do sinal da bobina de Mirnov (figura 7.9a). É provável que haja uma contaminação residual direta nesses sinais (embora possuam um filtro de banda passante), causados pelo aumento crescente da energia e intensidade dos fótons de raios-X de alta energia e, também, indiretamente, através da interação dos elétrons energéticos com impurezas, o que ocasiona a exitação de raios-X de baixa energia, os quais normalmente são desprezíveis em regime puramente térmicos [Sesnic 1975]. Este último efeito pode explicar, por exemplo, porque os sinais de raios-X de baixas energias crescem substancialmente na medida em que a borda do plasma se aproxima das bobina de OHT, já que, por causa da configuração magnética do plasma (NED), parte da região da sombra do limitador ("SOL-scrape-off layer") atinge essas bobinas e, certamente, aumenta o nível de impurezas de alto número atômico no plasma via o fenômeno de "sputtering".

[18] Aqui utilizou-se $dp_e = eE_s dt \approx eV_l dt/2\pi R_o$, o que conduz a um momento de $p_e = e\int V_l dt/2\pi R_o \approx 1,1 \times 10^{-21} Kg\, m/s$, com $R_o = 0,29m$ e $\int V_l dt \approx 0,013V.s$, obtidos no instante do aparecimento da radiação dos raios-X duros ($\approx 27,2ms$). O valor de W_e^{max} é calculado através de $W = c(m_o^2c^2 + p^2)^{1/2} - m_o c^2$.

[19] Estima-se o valor central da densidade utilizando um perfil parabólico, isto é $n_e \equiv n_e(0) = (3/2) \times \overline{n}_e \approx 8,7 \times 10^{18} m^{-3}$. A temperatura eletrônica central típica para esta série de descargas é de $T_e(0) \approx 300eV$, medida via TS de um único ponto. A tensão de enlace é de $V_l = 2,58V$ e o raio maior de $R_o = 0,28m$.

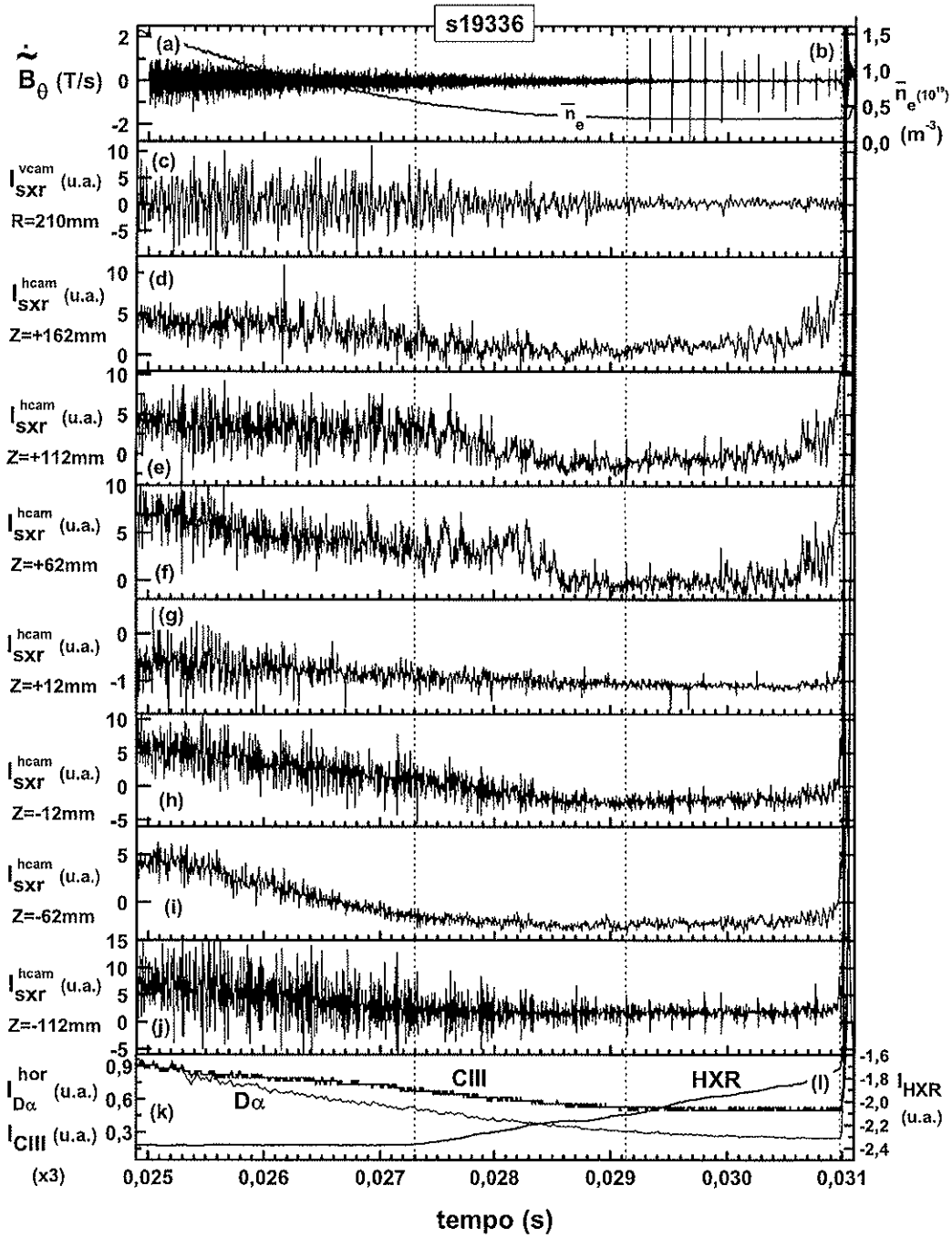


Figura 7.9: Correlação entre alguns sinais básicos e radiação de raios-X de alta e baixa energia da descarga #19336: (a) sinal da bobina de Mirnov junto ao poste central no plano médio do vaso ($R \simeq 5cm$, $Z=0$), $\dot{\tilde{B}}_\theta$; (b) densidade eletrônica de linha, $\overline{n}_e$; (c) sinal de radiação de raios-X de baixa energia da câmera vertical com a linha de visão em $R=210mm$; (d)-(j) sinais de radiação de raios-X de baixa energia da câmera horizontal com a linha de visão de $Z=+162mm$ a $Z=-162mm$, em $R=210mm$, respectivamente; (k) sinais dos monitores D_α e $CIII$; e (l) sinal do monitor de intensidade dos raios-X de alta energia ($50keV-1MeV$).

Atividade MHD

É interessante ampliar a figura 7.9 e analisar mais especificamente a atividade MHD através da bobina de Mirnov e sua correlação com os demais sinais, o que pode ser visto na figura 7.10.

Vê-se por essa figura que existe um certo nível de correlação entre os surtos do sinal da bobina de Mirnov e os sinais da câmera horizontal, em particular nas cordas mais centrais (figura 7.10e/f/g/h/i/j). A correlação não é maior por causa, provavelmente, da taxa de amostragem mais baixa desses sinais, isto é, $5\mu s$, o que é comparável com o tempo caraterístico dos surtos, qual seja, $7-10\mu s$, além desses possuirem uma natureza oscilatória, cujos detalhes discutiremos mais adiante. Em virtude dessa natureza oscilatória, a correlação entre os surtos e os sinais de radiação de baixa energia pode ocorrer por alteração nessa radiação ou por indução eletromagética no circuito da câmera horizontal. Entretanto, como o sinal mais externo da câmera horizontal (figura 7.10d) não mostra qualquer correlação com os surtos, é provável que a correlação tenha uma natureza óptica. Conclui-se, também, que os elétrons de alta energia devam estar concentrados nas regiões mais internas do plasma, como se esperava. Uma questão ainda não endereçada é saber a população relativa desses elétrons, comparada a dos que conduzem a corrente do plasma térmico.

Para se ter uma idéia de tal proporção, vemos que não há correlação entre aqueles surtos e os sinais da densidade e das radiações D_α e $CIII$ (figura 7.10b/k). Esses sinais foram obtidos com taxa de amostragem de $10\mu s$, $10\mu s$ e $2\mu s$, respectivamente. É provável, então, que aqueles surtos, não causem um transporte substancial de partículas no plasma e, se o causam, certamente o fazem numa escala de tempo comparável ou menor que seu tempo caraterístico. O sinal de $CIII$ possui uma taxa de amostragem suficiente para identificar possíveis mudanças na densidade, mais não possui provavelmente resolução em amplitude para tal tarefa. Este cenário é compatível com a existência de uma população pequena de elétrons de alta energia.

O sinal da bobina de Mirnov, mostrado anteriormente, será agora analisado em detalhe. Essa bobina estava localizada no poste central da máquina ($R \lesssim 0,05m$), exatamente em seu plano mediano ($Z=0$), e o sinal foi amostrado para intervalos de $0,2\mu s$ ($5MHz$). Os detalhes desse sinal são mostrados na figura 7.11

Vê-se pela figura 7.11a/b/c/d que as freqüências e amplitudes dos possíveis modos de oscilação MHD, relativos aos modos de ruptura, tipicamente na faixa de $\sim 4-40kHz$, deixam de ser relevantes, pelo menos a partir do início da instabilidade, a qual será definida a partir o surgimento do primeiro surto em amplitude que ocorre em $\approx 29,13ms$. Pela figura 7.11a/c observamos que esses surtos ocorrem em intervalos quase regulares no intervalo $0,07-0,2ms$, mais tipicamente com $\sim 0,15ms$ ($\sim 6kHz$). Suas amplitudes crescem rapidamente com o tempo entre o intervalo $29,13-29,8ms$ e depois mais lentamente até o instante $\approx 31ms$. Os primeiros surtos possuem um tempo de duração característico de $\sim 10\mu s$ e decaimento exponencial de $3,5\mu s$, enquanto os finais de $\sim 7\mu s$ e $1,3\mu s$, respectivamente (figura 7.11e/f). Entretanto, a freqüência do pacote de onda amortecida, que certamente podemos definir para cada surto, não varia, isto é, está centrada no intervalo $0,94-0,98MHz$ (figura 7.11g/h). É interessante notar que esta faixa de freqüências é consideravelmente mais baixa que a menor freqüência de emissão ciclotrônica

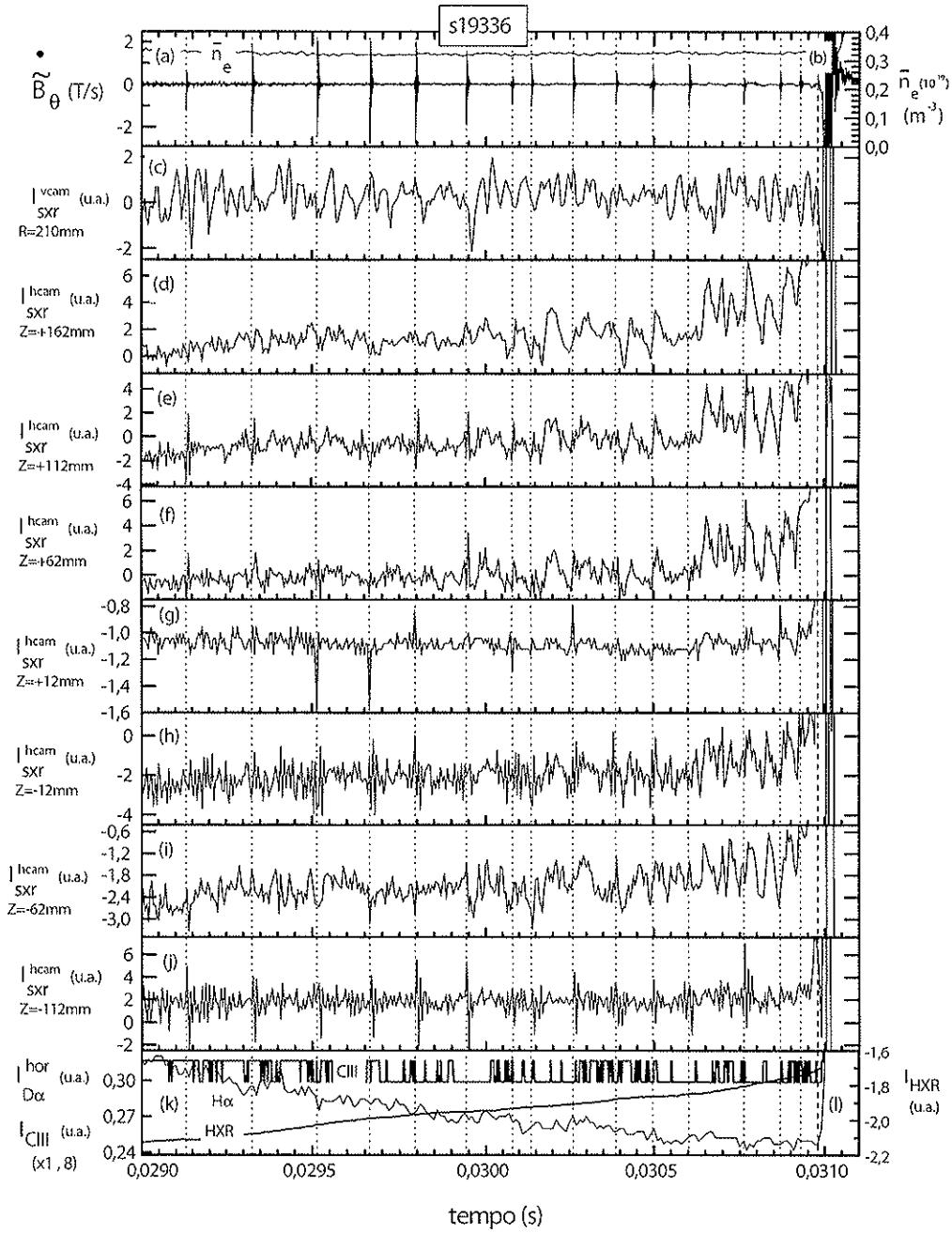


Figura 7.10: Correlação entre os sinais básicos e radiação de raios-X de alta e baixa da descarga #19336 (expansão da figura 7.9): (a) sinal da bobina de Mirnov junto ao poste central no plano médio do vaso ($R \simeq 5cm$, $Z = 0$), $\dot{\tilde{B}}_\theta$; (b) densidade eletrônica de linha, $\bar{n}_e$; (c) sinal de radiação de raios-X de baixa energia da câmera vertical com a linha de visão em $R = 210mm$; (d)-(j) sinais de radiação de raios-X de baixa energia da câmera horizontal com a linha de visão de $Z = +162mm$ a $Z = -162mm$, em $R = 210mm$, respectivamente; (k) sinais dos monitores D_α e $CIII$; e (l) sinal do monitor de intensidade dos raios-X de alta energia ($50keV - 1MeV$).

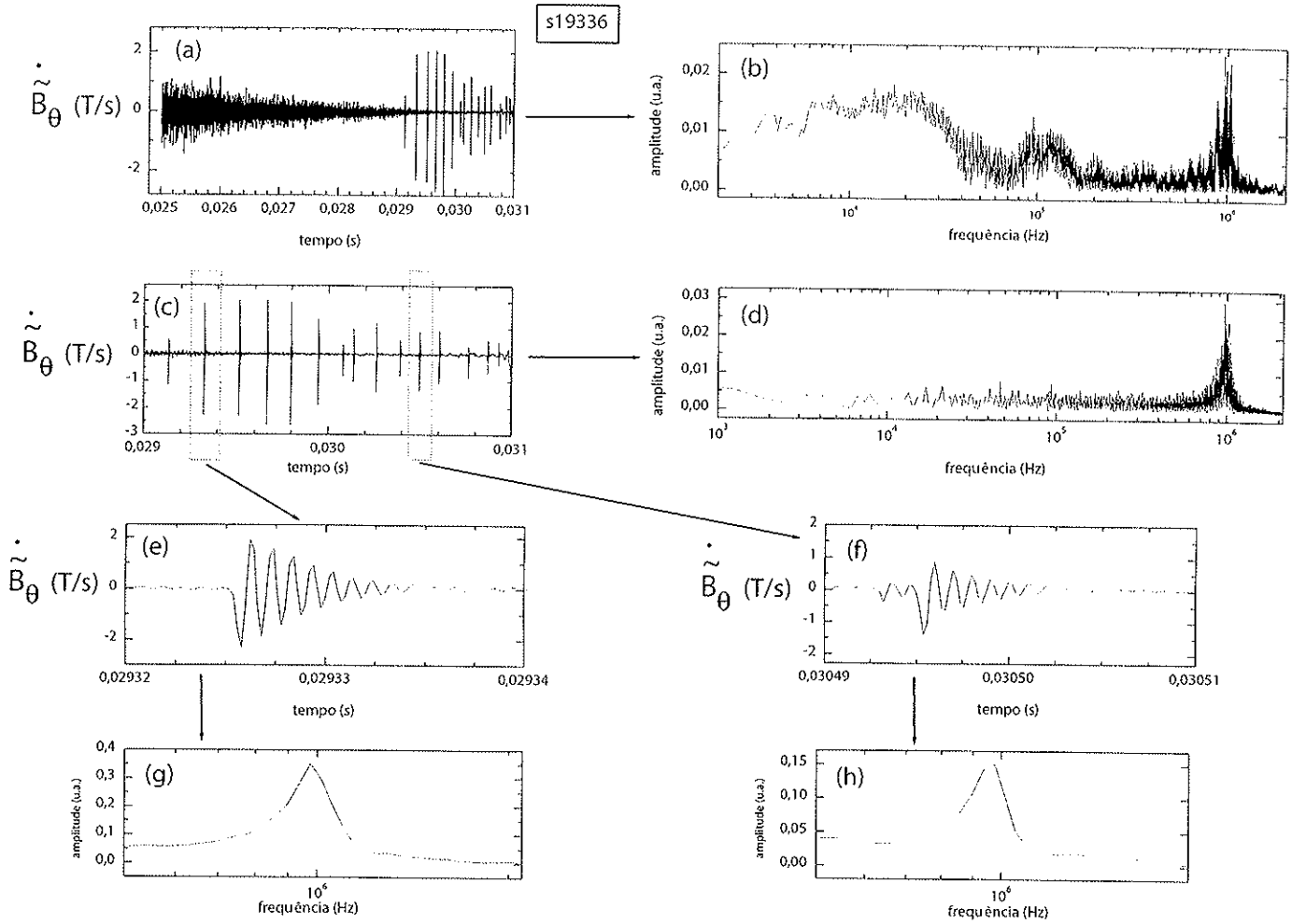


Figura 7.11: Descarga #19336. Análise das flutuações da bobina de Mirnov, $\dot{\tilde{B}}_\theta$, localizada junto ao poste central no plano médio do vaso ($R \simeq 5cm$, $Z=0$) e amostradas em intervalos de $0,2\mu s$: em (a), (c), (e) e (f) são mostrados os diferentes intervalos do sinal desta bobina; em (b), (d), (g) e (h) são mostrados os espectros de amplitude deste sinal correspondente àqueles respectivos intervalos.

dos íons calculada na borda externa do plasma, isto é, $1,6MHz$[20]. As ondas de Alfvén, por outro lado, possuem freqüências relativamente mais baixas. Por exemplo, no centro geométrico do plasma tem-se $f_A \approx 0,50MHz$[21]. Entretanto, por causa do aumento do campo magnético em direção à borda interna do plasma, obtém-se $f_A \gtrsim 0,89MHz$[22]. Esta surpreendente concordância de freqüências pode ser explicada

[20]Utilizou-se aqui $w_{ci} = eB/m_i$ com $B = \sqrt{B_T^2 + B_\theta(a)^2}$, $B_T \approx 0,186T$, $B_\theta \approx \overline{B}_\theta(a) \approx \mu_o I_p / 2\pi\, a\sqrt{(1+k)/2} \approx 0,11T$ usando-se $I_p \approx 141kA$, $a \approx 0,21m$, $k \approx 1,5$.

[21]Utilizou-se aqui $f_A = v_A / \pi\, q\, R_o$, com a velocidade de Alfvén $v_A = B\sqrt{\mu_o n_i m_i} \approx 1,82 \times 10^6 m/s$ ($B = B_T \approx 0,33T$, $n_i \simeq n_e \simeq \overline{n}_e \approx 0,33 \times 10^{19}$), com a aproximação para a helicidade do campo magnético local por meio do fator de segurança $q \sim q_\psi \approx 1$, e $R_o \approx 0,29m$.

[22]Utilizou-se aqui $f_A = v_A / 4\pi\, q\,(R_o - a)$, com a velocidade de Alfvén $v_A = B/\sqrt{\mu_o n_i m_i} \approx 0,80 \times 10^7 m/s$ (com $B = \sqrt{B_T^2 + B_\theta(a)^2}$, $B_T \approx 0,186T$, $B_\theta \approx \overline{B}_\theta(a) \approx \mu_o I_p / 2\pi\, a\sqrt{(1+k^2)/2} \approx 0,11T$ usando-se $I_p \approx 141kA$, $a \approx 0,21m$, $R_o \approx 0,29m$, $k \approx 1,5$, $n_i \simeq n_e \lesssim \overline{n}_e \approx 0,33 \times 10^{19}$), com a aproximação para a helicidade do campo magnético local por meio do fator de segurança $q \sim q_\psi \approx 11$.

através do seguinte mecanismo: uma onda de Alfvén é excitada e de alguma forma atinge a borda externa do plasma, ou talvez seja ali excitada, por exemplo, por meio do feixe de elétrons energéticos cuja órbita está próxima desta região. Conseqüentemente, a linha de campo magnético conduz esta onda até a borda interna do plasma na qual fará muitas revoluções em torno do poste central com a freqüência $0,94-0,98MHz$ observada aqui. Não é surpreendente, então, o fato dessa banda de freqüências ser bem reduzida, já que ela depende de parâmetros locais, os quais praticamente não variam muito com o tempo, isto é, o campo magnético (praticamente o toroidal) e, em menor extensão, a densidade. As questões óbvias que restam são como esta onda de Alfvén é criada e porque aparece em pacotes de onda e, finalmente, qual é o mecanismo de dissipação de energia que reduz a amplitude estes pacotes.

Pode-se ainda propor que os pacotes de onda de cada surto também tenham um caráter espacial, concentrado na borda do plasma, já que, como se viu, não há modulação na densidade, na tensão de enlace ou na corrente do plasma, ou seja, não há mudança observável no transporte de partículas.

Com base nesse cenário, pode-se sugerir que, após um certo nível de energia do feixe de elétrons de alta energia, este interage com um ou mais modos de oscilação do plasma por meio de mecanismos ressonantes do tipo partícula-onda. A onda criada por este processo ressonante adquire parte da energia do feixe que, posteriormente, é dissipada no próprio plasma. O processo então se repete.

Esse mecanismo é semelhante ao proposto por Parail e Pogutse [Parail 1986], discutido no capítulo 2.

No caso presente, entretanto, observa-se que a periodicidade e duração desse fenômeno são mais curtas, isto é $0,07-0,2ms$ e $0,007-0,01ms$. É importante lembrar, também, que os surtos de raios-X de alta energia alteravam substancialmente a dinâmica macroscópica da descarga em todos os outros Tokamaks, como por exemplo a modulação da tensão de enlace V_l, da corrente do plasma I_p e da densidade, o que certamente não observamos na descarga #19336. Outra diferença macroscópica é o fato do sinal I_{HXR} na descarga #19336 não aumentar com os surtos. Classicamente, se esperava nessa descarga um aumento discretizado nesse sinal, em virtude da configuração do detector usado para a contagem dos fótons, isto é, do tipo "pile-up" com longa constante de integração $\tau_{RC} \approx 10ms$.

Pode-se testar, também, a condição de instabilidade proposta por Parail e Pogutse, através da equação 2.20. Obtém-se, $v_e^b \gtrsim 1,6 \times 10^6 m/s$, com $v_e^c \approx 3,6 \times 10^6 m/s$ (da equação 2.15), $\omega_{pe}/\omega_{ce} \approx 1,7$. Pode-se, então, comparar v_e^b com a velocidade da deriva dos elétrons mostrada através da equação 2.8, utilizando $I_p \approx 167,3kA$, $\overline{n}_e \approx 3,3 \times 10^{18} m^{-3}$, $a \approx 0,22m$, $k \approx 1,5$, e $Z_{eff} \approx 2,6$ ($Z_{eff} \approx 2$ no instante $27,2ms$, mais a escala $Z_{eff} \propto 1/\overline{n}_e^{1/2}$). Obtém-se então $v_e^d \approx 1,4 \times 10^6 m/s$. Assim, a velocidade de um feixe de elétrons equivalente à corrente do plasma é comparável à velocidade limite para a excitação da instabilidade "fan".

Ainda neste contexto, o modelo de Moghaddan [Moghaddan 1985], prevê corretamente a existência de instablidades acionadas pelo efeito Doppler anômalo no início dos surtos (instante $29,13ms$). Neste instante, tem-se $E_T/E_T^c \approx 0,08$ e $\omega_{pe}/\omega_{ce} \approx 1,7$. Classicamente, entretanto, segundo a classificação de Knoepfel [Knoepfel 1979] altos valores de ω_{pe}/ω_{ce} não conduziriam a nenhuma instabilidade e o plasma seria classificado como quasi-térmico.

Diagrama de Operação

Em virtude das similaridades dos possíveis mecanismos físicos responsáveis pelos surtos de raios-X de alta energia em Tokamaks convencionais com os resultados do START, representado pela descarga #19936, será feita uma comparação entre esses últimos e alguns resultados conhecidos, mas corrigidos da compilação de Knoepfel (veja o capítulo 2). Para isso, utiliza-se um diagrama convencional de densidade de corrente J_p "versus" a densidade de linha $\overline{n}_e$, no qual cada ponto representa o instante do aparecimento da instabilidade de elétrons de alta energia em cada Tokamak. No caso presente este instante é $29,13ms$ (#19336), no qual se observa o primeiro surto. Esta compilação é mostrada na figura 7.12.

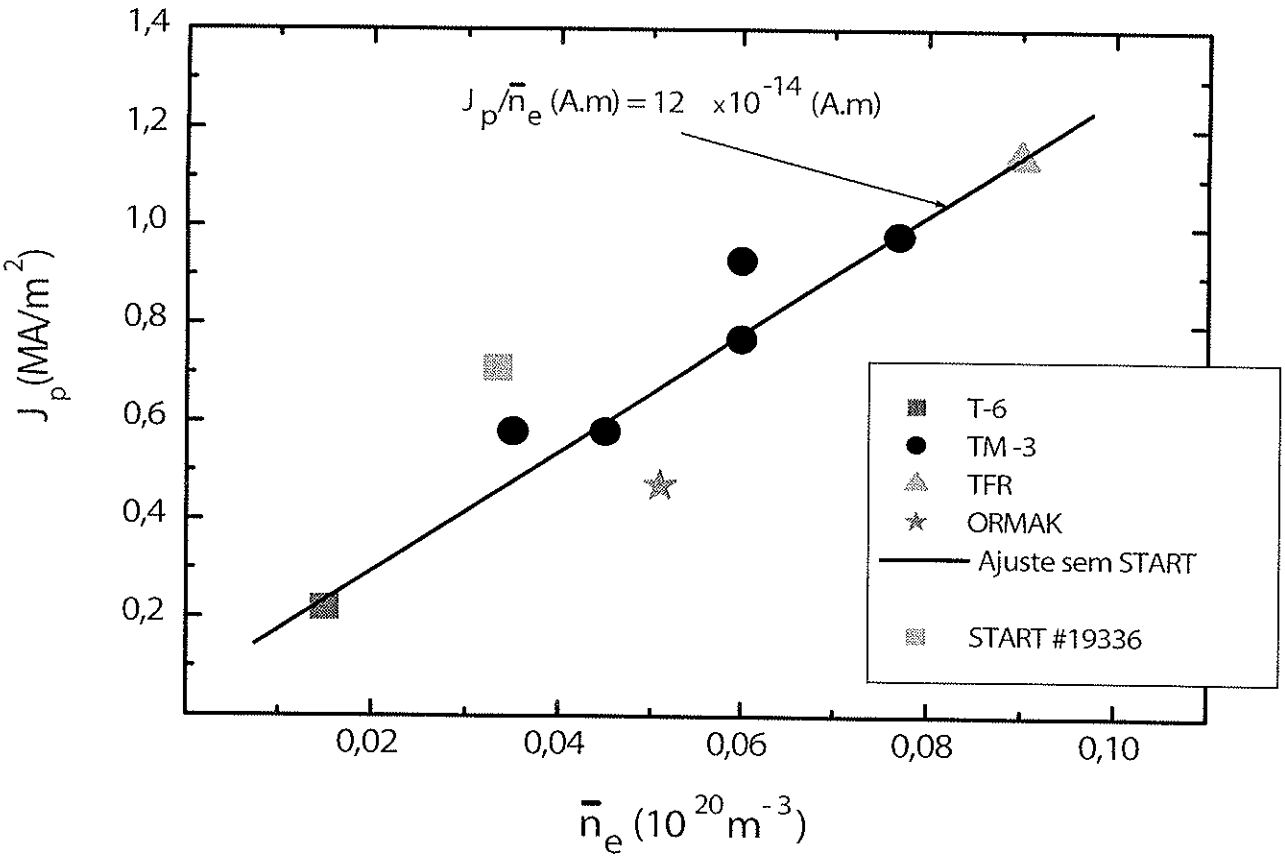


Figura 7.12: Limite do aparecimento da instabilidade dos elétrons energéticos ou "runaways" (corrigido da referência [Knoepfel & Spong, 1979]), incluindo o resultado da descarga #19336 do START.

No instante $29,13ms$ tem-se $J/\overline{n}_e = I_p/N \approx 2,2 \times 10^{-13}(A.m)$ ($\overline{n}_e = \overline{n}_e \approx 0.33 \times 10^{19} m^{-3}$, $I_p \approx 167kA$, $a \approx 0,22m$, $k \sim 1.5$), ou seja, um limite muito maior que o dos outros Tokamaks convencionais por nós revisado, isto é, $1,2 \times 10^{-13}(A.m)$. Curiosamente, esse último valor coincide com o obtido no instante da aparição dos elétrons de alta energia (instante $27,2ms$).

Assim, conclui-se que descargas em regime de elétrons de alta energia no START podem possuir um limite muito maior para o aparecimento da instabilidade de feixe de elétrons de alta energia, além de ter parte da fenomenologia distinta dos Tokamaks convencionais.

7.3 Diagramas de Operação

A seguir os resultados relativos à operação do START serão apresentados a partir de dois diagramas que envolvem a corrente e densidades do plasma, ambas normalizadas. O primeiro é o de Greenwald e o segundo o de Hugill, parcialmente modificado. Qualitativamente eles são equivalentes quanto ao comportamento da densidade com a corrente, mas o primeiro é mais simples e descreve melhor, quantitativamente, a densidade limite em Tokamak modernos, e, por conseqüência, é usado mais universalmente como um guia inicial ao estudo da densidade limite superior em Tokamaks.

Esses diagramas provêm de uma base de dados produzida pelo autor, envolvendo descargas desde #16950 a #35968, isto é, do ano de 1993 até 1998, quando o START foi desativado. A base de dados, bem como os diagramas que se mostram, foram feitos através do aplicativo ORIGIN V6.

Cada dado incluído nessa base de dados representa os valores de grandezas macroscópicas do plasma, medidos imediatamente antes do aparecimentos das IREs, exceto em descargas com injeção de pastilhas de deutério e poucas em regimes diversos.

As descargas foram discriminadas quanto à forma de aquecimento, isto é, por efeito ôhmico puro ou combinado com NBI, quanto ao tipo de injeção de partículas (a gás ou combinado com pastilhas criogênicas) e, finalmente, quanto à configuração magnética da seção poloidal da coluna de plasma do tipo limitador natural (NED) e desviador com um duplo ponto de campo magnético poloidal nulo (DND). Quase todas as descargas estão no modo-L. As poucas descargas em modo-H operavam longe dos limites, dai não ser possível distinguí-las. Também, não se distingue o nível de potência do NBI.

7.3.1 Diagrama de Greenwald

O diagrama de Greenwald pode-ser visto na figura 7.13. Vê-se por esta figura que há uma extensão no regime de operação, em virtude do uso da potência auxiliar do NBI em regimes com injeção de gás, sobretudo quando a densidade de corrente ($I_p/\pi\, a^2$) se torna maior, mais em virtude do aumento da corrente do plasma, I_p, que pela redução do raio menor a, o qual era comum nas descargas ôhmicas antigas do START. Claramente obtém-se maiores valores absolutos da densidade eletrônica de linha com o uso do NBI, independentemente da geometria magnética do plasma, embora a densidade limite normalizada pelo escala de Greenwald se mantenha praticamente a mesma, fato este observado em diferentes Tokamaks sob NBI [Greenwald 2002]. Vale lembrar, também, que parte desse benefício no START pode estar relacionado à combinação do NBI com o melhor condicionamento do vaso, em virtude do uso frequente do método de boronização, o de absorção de gás por titânio ("Ti-getterring") e ao uso da bomba criogênica. Também, o aspecto operacional de controle e otimização da densidade foi melhorado por causa do uso de descargas elétricas em hélio entre descargas Tokamak consecutivas. Neste contexto, é importante mencionar que parte das técnicas de condicionamento descritas não estavam disponiveis em descargas ôhmicas que, invariavelmente, eram antigas. Existe, também, o fato importante de que o sistema de pré-ionização, ECR-P, esteve em operação em todas as descargas sob NBI, e isso foi vital, particularmente, em séries de descargas nas quais a otimização empírica do valor final de um grandeza (densidade ou β) requeria necessariamente alto grau de reprodutibilidade na formação da descarga.

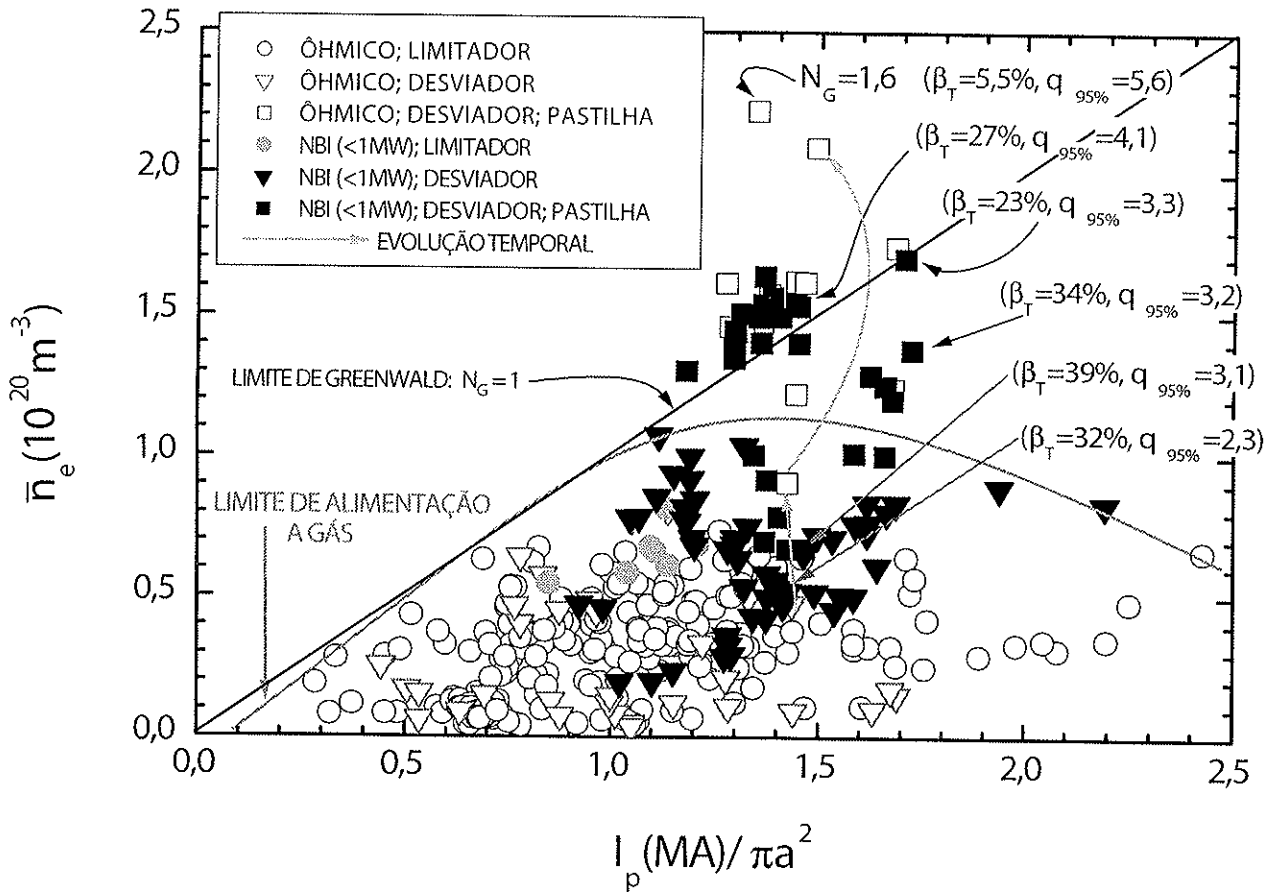


Figura 7.13: Diagrama de Greenwald para o START.

Uma linha empírica de operação exclusiva a gás separa esses resultados dos obtidos via injeção de pastilhas criogênicas. A aparente saturação da densidade absoluta com o parâmetro $I_p/\pi\, a^2$ pode ser uma indicação de que a máxima capacidade do NBI de aumentar essa grandeza tenha sido atingida, já que esse sistema era operado quase sempre a mesma potência e frequentemente próximo ao seu valor limite técnico. A posterior redução da densidade após essa saturação pode indicar que, mesmo que esta capacidade tenha sido atingida, o fato da descarga ter uma densidade de corrente J maior pode reduzir a capacidade do plasma de resistir às instabilidades MHD, já que o gás da borda aumenta a contração da coluna, o que também observamos no START (veja discussões detallhadas sobre este fenômeno na análise da descarga #34836). Entretanto, a falta de operação frequente nesta região não permite ter total certeza dessa hipótese.

Com o uso de pastilhas obteve-se um aumento substancial de $\overline{n}_e$, para um determinado valor de

$I_p/\pi\, a^2$, e o limite de Greenwald foi facilmente excedido, o que é uma observação comum em muitos Tokamaks. Os valores mostrados aqui representam em sua maioria os obtidos com densidade máxima ou o mais próximo possível, via correlação com a densidade obtida por meio do sistema de espalhamento Thomson, TS, já que perdas da contagem das franjas pelo interferômetro ocorriam frequentemente em virtude da rápida variação de densidade com a injeção das pastilhas. Assim os valores mostrados via injeção de pastilhas raramente foram obtidos imediatamente antes do aparecimento das IREs. Em geral, observou-se que, quanto maior era a variação de densidade causada pela pastilha, mais curta a descarga se tornava, medida do término do processo de ablação da pastilha até o aparecimento da IREs ($\Delta^* t$), fato este que era frequentemente agravado em regime de muito alto β (baixo fator de segurança na borda q). Assim, em poucos casos houve disrupção do plasma imediatamente após o término do processo de ablação da pastilha ($\Delta^* t < \tau_E$) como o referente ao maior valor de N_G, isto é, $N_G = 1,6$, obtido no regime ôhmico em configuração magnética de desviador DND, mesmo em operação com relativo baixo β ($\beta_T = 5,5\%$) e alto q ($q_{95\%} = 5,6$). Na maioria dos outros casos, entretanto, observou-se $\Delta^* t \sim \tau_E$ para valores relativamente altos de β ($\beta_T \sim 23-27\%$) e de baixos q ($q_{95\%} \sim 3,3-4,1$), nos quais a densidade era mais baixa, isto é, $N_G \approx 1,0-1,1$ ou com $N_G \lesssim 1,1$ a $\beta_T \sim 8\%$ e $q_{95\%} = 7$, mas com $\Delta^* t \sim 2 \times \tau_E$.

Vê-se, também, que a densidade das descargas em regime de muito alto β ($\beta_T = 32-39\%$), obtidas sem injeção de pastilhas, era inevitavelmente baixa, isto é, $N_G \approx 0,45$.

7.3.2 Diagrama Modificado de Hugill

Para finalizar, uma visão clássica da zona de operação do START, baseado no diagrama de Hugill, é mostrada através da figura 7.14.

O inverso da fator-de-segurança $1/q_{cyl}$ representa a ordenada. Aqui optou-se, arbitrariamente, pelo uso do aproximação cilíndrica de q na borda, definido no projeto ITER, ou seja [ITER Team, 1991]

$$q_{cyl} = q_{cyl}^{ITER} \equiv 5 \frac{a^2 B_T(T)}{R_\circ I_p(MA)} \frac{1 + k^2[1 + 2\delta^2 - 1,2\delta 3]}{2} \tag{7.2}$$

O uso de q_{cyl}^{ITER} é conveniente pois leva em consideração importantes fatores como a elongação k e a triangularidade δ da secção transversal do plasma. Vale lembrar, também, que a maioria dos outros Tokamaks usam versões semelhantes para esse parâmetro, nas quais k e δ também são incluídos. Claramente $q_{cyl}^{ITER} \rightarrow q_c$ quando $k \rightarrow 1$ and $\delta \rightarrow 1$. Aqui q_c é o fator de segurança cilíndrico definido pela equação 2.6. Vale lembrar também que, a baixos valores de $R_\circ/a$ ($\sim 2,5$ em Tokamaks modernos), q_{cyl} é um parâmetro mais técnico que físico na medida que $q_{cyl} < q_\psi^{MHD}$.

A abscissa, por outro lado, é definida pelo parâmetro de Murakami M (equação 2.3).

Praticamente, as mesmas considerações feitas para a descrição do diagrama de Greenwald, quanto ao aumento da densidade, são válidas aqui, isto é, a influência do NBI, condicionamento do vaso e injeção das pastilhas.

Uma observação interessante nesse diagrama é quanto ao valor de M atingido no START com injeção de pastilhas, comparado a modernos Tokamaks como o D-III [DIII-D 1998] e o ASDEX-U [ASDEX-U 1998], ambos operando em regime ôhmico em modo-L. De uma maneira geral, utilizando-se um valor

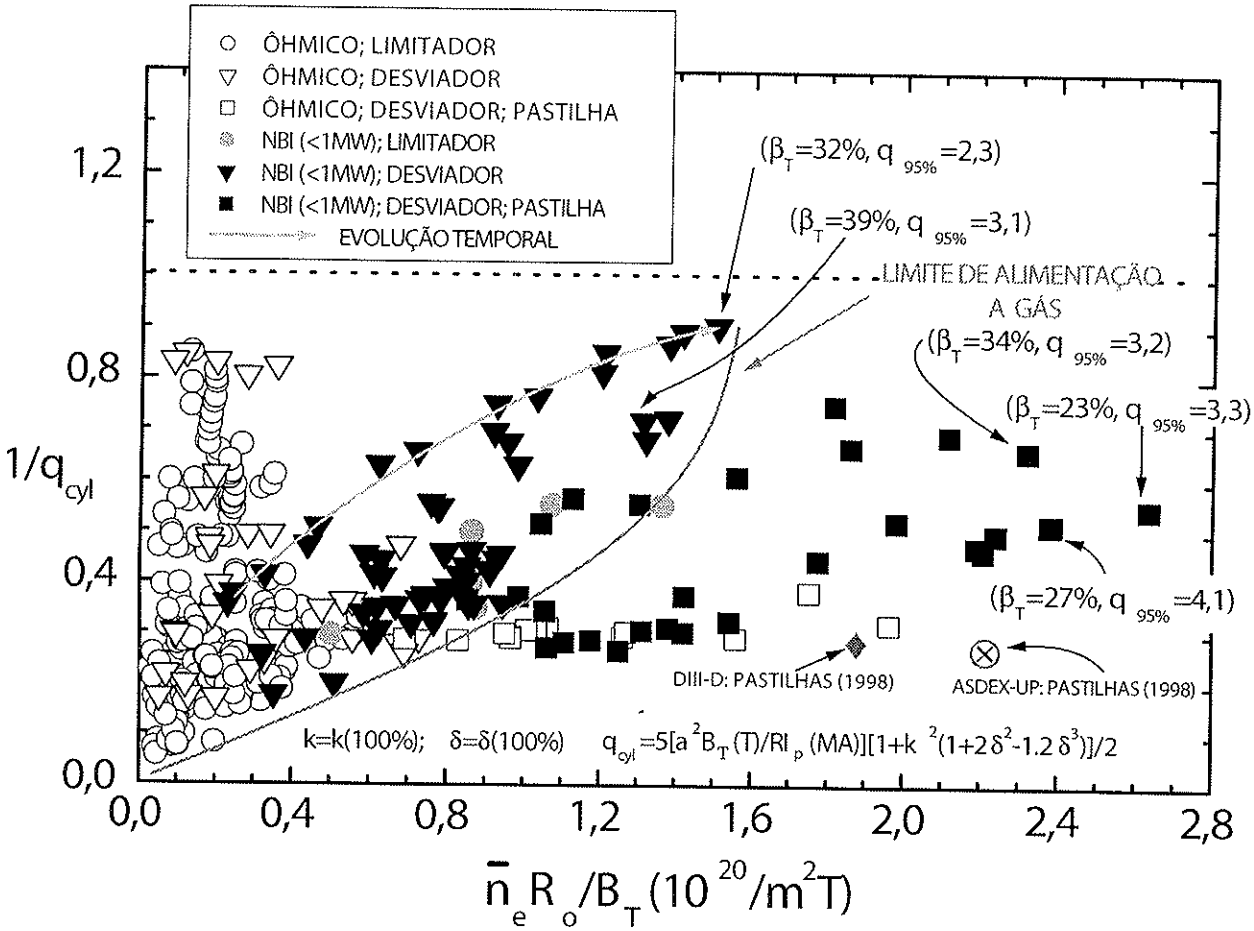


Figura 7.14: Diagrama de Operação do START. Os resultados do ASDEX-U [ASDEX-U 1998] e do DIII-D [DIII-D 1998] foram obtidos em regime ôhmico e em modo-L.

semelhante de q_{cyl}, isto é entre $\sim 3,3-3,7$, o valor máximo de M é similar nessas máquinas, ao obtido no START. Entretanto, os raios maiores R_o, típicos do DIII-D e do ASDEX, são $1,66m$ e $1,65m$, respectivamente, ou seja, aproximadamente seis vezes o do START ($\lesssim 0,29m$). Isto mostra a grande capacidade do START em obter alto valores de densidade por campo magnético externo ($\overline{n}_e/B_T$). Certamente, o número escasso de resultados desta comparação, mais a inadequação do parâmetro M como um fator de normalização ou de limite de densidade absoluta em Tokamaks, não permite quantificar melhor essa eficiência.

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3988

Capítulo 8

Conclusão

Os objetivos deste trabalho podem ser considerados plenamente atingidos na medida em que se puderam desenvolver vários sistemas de diagnósticos de elevado grau de complexidade e, sem exceção, colocá-los em operação de maneira eficiente e com alto grau de confiabilidade. Esse fato também permitiu que se fizessem estudos experimentais em diversos e importantes tópicos em física de plasma relevantes à fusão nuclear, muitos dos quais jamais haviam sido estudados, por causa do relativo novo conceito dos Tokamaks de baixa razão de aspecto, como o START. Inúmeras publicações em eventos internacionais e em revistas científicas foram feitas com parte dos resultados obtidos e descritos neste trabalho.

Descrevem-se a seguir os principais resultados desta pesquisa, assim como algumas propostas futuras para trabalhos afins.

Desenvolveu-se um sistema de interferometria com a finalidade de se medir a densidade do plasma. Esse sistema foi composto de um sistema laser HCN já existente, uma mesa óptica e detectores. O laser foi otimizado para ter máxima potência simultaneamente com reduzida manutenção. Os componentes da mesa óptica foram projetados e continuamente aprimorados. O sistema final do interferômetro foi do tipo dupla-passagem de feixe ("Michelson type"). Otimizou-se o sistema de detecção por díodos Schottky, após termos utilizado detectores por efeito piroelétrico e criogênicos ($\sim 4K$). Mediu-se a densidade eletrônica média de linha em um corda no plano médio horizontal do vaso, desde valores $< 10^{18} m^{-3}$ até $\gtrsim 2 \times 10^{20} m^{-3}$.

Desenvolveu-se também um sistema de pré-ionização por ondas ressonantes ciclotrônicas dos elétrons (ECR-P). Esse sistema tinha a finalidade de auxiliar a ruptura elétrica do gás no regime Tokamak (reduzindo-se o uso do fluxo magnético), aumentar a reprodutibilidade das descargas e, também, reduzir o nível de impurezas no plasma, em virtude dos fenômenos intrínsecos do próprio processo de ruptura do gás.

Esse aparato foi adaptado de um sistema extremamente complexo utilizado em telecomunicação via satélite pela British Telecom. O sistema baseava-se num gerador de microondas na freqüência de 6GHz de potência $\leq 3kW$. Esse sistema foi obtido a custo zero. Um oscilador local de mesma freqüência e de potência ajustável foi acoplado e os guias de ondas foram readaptados. Projetou-se também um sistema de refrigeração e mudaram-se os circuitos auxiliares de controle e proteção.

Projetou-se uma linha de transmissão entre esse sistema e o START, composta basicamente de guias de ondas, um isolador elétrico (PTFE com $\approx 97\%$ de transmissividade medida), uma janela de alúmina (Al_2O_3) de dimensões apropriadas à passagem das ondas com uma mínima perda de potência ($0,3\%$), o qual serviu também como isolador elétrico com o vaso de vácuo. Ao final da linha de transmissão, acoplou-se um sistema intercambiável de polarização das ondas (modos-O/X), seguido de uma antena cônica circular de baixa dispersão de onda, que também foi projetada para esta pesquisa.

Extensivos testes a baixa potência de microondas ("cold test") foram conduzidos para a calibração dos detectores de potência transmitida e refletida e, também, para garantir baixas perdas totais na linha de transmissão, por intermédio do alinhamento entre as diversas interfaces dos muitos componentes dessa linha.

Foram conduzidos vários testes do ECR-P no START, lançando-se ondas de modo-O da região de baixo campo magnético (LFS), em regime de campo magnético toroidal somente e, principalmente, em regime Tokamak, no qual utilizou-se a técnica de indução-compressão. Do primeiro regime, observou-se, por meio da câmera CCD de alta velocidade (HSV), a zona de absorção das ondas, a qual se situava próxima da esperada posição radial da ressonância da onda híbrida superior, a qual era experimentalmente indistinguível da ciclotrônica dos elétrons ($R_{UH} \gtrsim R_{\omega_{ce}}$), por causa do baixo valor da densidade de plasma criada pelo ECR-P, isto é, $n_e \approx 3 \times 10^{16} m^{-3}$, medida através de uma sonda de Langmuir. Esse valor de densidade é, entretanto, relativamente alto, dada a baixa potência do ECR-P ($P_{ECR-P} \lesssim 3kW$). Do segundo regime, observaram-se, em pressões de preenchimento entre $1,1 - 1.5 \times 10^{-5} mbar$, uma maior reprodutibilidade da descarga (menor dispersão do valor máximo da corrente) e a redução do tempo de ruptura do gás (aumentando-se, assim, a eficiência do uso do fluxo magnético para a criação do plasma), ambas com o aumento de P_{ECR-P}. Com o ECR-P, observou-se também uma redução de impurezas tanto de baixos quanto de altos números atômicos (por exemplo, $FeII$, CII, CIII). Atingiram-se, assim, todos os objetivos deste projeto.

Colocou-se também em operação um sistema de injeção de pastilhas criogênicas com o objetivo de aumentar a densidade do plasma.

Recondicionou-se com sucesso um injetor (inicialmente inoperante) em colaboração com ENEA-Frascati. O injetor é do tipo de canhão de gás, capaz de lançar uma única pastilha a cada operação. A temperatura típica das pastilhas era de $8 - 9K$ e tinham dimensões $l_p \simeq 1,18mm$ de comprimento e $D_p \simeq 1,46mm$ de diâmetro, ambas medidas na câmera criogênica. Injetaram-se pastilhas de deutério D_2 com valor nominal de $\sim 3 \times 10^{19}$ átomos de D, propulsionadas por gás H_2 ($0 - 4bar$). A velocidade da pastilha foi calculada através da medida do tempo entre sua detecção pelo detector óptico, via interrupção de um feixe de luz ("optical barriers"), e o pulso resultante da passagem das pastilhas pela cavidade de microondas, que também tinha a função de medir a massa da pastilha.

Inicialmente foram feitos extensivos testes de bancada com o injetor acoplado a uma réplica dos tubos-guia (feitos de teflon, com formato em S, de $3,3m$ de comprimento e $2mm$ de diâmetro interno), que conduziram posteriormente as pastilhas do injetor ao START. Exploraram-se as zonas de operação desse complexo sistema conjugado, objetivando-se aumentar a reprodutibilidade na injeção, obter uma curva de calibração para a cavidade de microondas e, também, estudar a interdependência dos parâmetros,

como a velocidade e o atraso entre o lançamento e a detecção das pastilhas com a pressão propulsora. Conseguiu-se obter um alto nível de reprodutibilidade e todas as informações desejadas.

As pastilhas foram injetadas da parte superior do START, quase verticalmente, na região de alto campo magnético do vaso (HFS). Explorou-se com sucesso a injeção de pastilhas em plasmas em regimes ôhmico e aquecido por feixes de partículas neutras (NBI), com alto e baixo β, aumentando substancialmente a densidade do plasma (por vezes até por um fator 3). Registraram-se a massa e a velocidade das pastilhas em todas essas descargas. Submeteu-se um artigo à revista "Physics Review Letters" relativo a esse tópico, cujo conteúdo foi incluído neste trabalho (Capítulo 7). Considera-se, assim, o projeto de injeção de pastilhas no START um sucesso absoluto.

Com o uso dos diagnósticos anteriores, estudaram-se os regimes de operação em alta e baixa densidade e seus limites.

Explorou-se periodicamente a densidade superior via pura injeção de gás, sobretudo após o condicionamento do vaso pela técnica de boronização. Descreveu-se em detalhe a fenomenologia da descarga na qual a máxima densidade foi obtida. Na série de descargas na qual ela foi obtida utilizaram-se, simultaneamente, a técnica de boronização e a de absorção de gás por titânio ("Ti-gettering"), além do uso de descargas luminescentes ("glow") em hélio (He) entre descargas consecutivas do tipo Tokamak. A bomba criogênica de vácuo e o sistema de pré-ionização, ECR-P, também estavam em operação. A configuração magnética dessa descarga era de desviador de duplo ponto nulo ("double-null" ou DND).

Obteve-se $\overline{n}_e^{max} = 1,0 \times 10^{20} m^{-3}$, o que equivale a uma densidade de Greenwald de $N_G^{max} \simeq 0,9$ ($I_p = 177kA$, $a = 0,22m$, ambos obtidos pelo código de reconstrução do equilíbrio EFIT). Através de medidas do sistema de espalhamento Thomson (TS), do EFIT e da câmera CCD de alta velocidade (HSV), observou-se uma contração da coluna do plasma nos instantes finais da descarga, o que é comum em todos os Tokamaks convencionais operando em tais regimes. Entretanto, diferentemente de vários outros Tokamaks convencionais, não se observou o clássico desprendimento ("detachment") do desviador ou o aparecimento de MARFES nos instantes que antecedem o término da descarga na qual a densidade era máxima.

Da análise dos sinais de raios-X de baixa energia (SXR), inferiu-se que o processo clássico de colapso da temperatura em vários estágios do plasma também ocorre no START. A densidade máxima reduziu-se, inicialmente, em pequenos saltos, o que pode, classicamente, ser resultante da superposição progressiva de modos MHD de ruptura, à medida que a coluna se contrai. A densidade máxima se reduz com o aparecimento do fenômeno de reconexão interna do plasma (IRE). Entretanto, ela só é totalmente perdida com o aparecimento do fenômeno do deslocamento vertical da coluna (VDE), precedido e causado pela IRE. Dos sinais da câmera de raios-X de baixas energia, observou-se uma perturbação radial que se movia, em direção ao centro do plasma, com velocidade vertical de $0,8km/s$. Essa perturbação apresentava características análogas a uma "bolha fria" ("cold bubble"), que sempre precedia a fase de colapso da oscilação dente-de-serra, nos últimos instantes das descargas. Esse fenômeno de "bolha fria" já foi observado em vários Tokamaks (LT-4, JET) e também no Stellerator LHD. Uma explicação para esse fenômeno foi proposta por Wesson e colaboradores e baseia-se no modo ideal "quasi-interchange".

Embora o START fosse raramente operado com densidade relativamente baixa, vários fenômenos

interessantes foram observados nesse regime ($I_p \approx 167kA$, $\overline{n}_e \approx 0.33 \times 10^{19} m^{-3}$). Observou-se, em regime ôhmico, o aparecimento de surtos periódicos no sinal da bobina de Mirnov, após, mas não de modo correlacionado com a detecção de fótons na região dos raios-X energéticos ("hard X-ray"), medidos por um detector do tipo contador de fótons ("pile up"). Similares surtos foram observados em vários Tokamaks operando com densidades muito baixas. Existem, entretanto, muitas diferenças entre as observações nos Tokamaks convencionais e no START. Primeiro, os surtos no START eram observados, principalmente, no sinal da bobina de Mirnov (localizada no poste do START), o qual apresentava alta freqüência de amostragem ($2,5MHz$), e não no detector de raios-X energéticos, no qual, classicamente, se esperava observar tal fenômeno. A periodicidade desses surtos no START era de $0,007$–$0,01ms$, o que era muito mais baixa que o intervalo dos surtos nos outros Tokamaks, isto é, $0,07$–$0,2ms$. Diferentemente dos Tokamaks convencionais, não se observou no START a clássica modulação dos sinais macroscópicos do plasma, como na densidade de linha, na tensão de enlace, na corrente do plasma, etc., o que mostra que as oscilações no START não causam mudanças observáveis no transporte de partículas do plasma. É plausível, assim, que esses surtos tenham uma estrutura espacial localizada na borda do plasma e, provavelmente, na borda externa, já que é ali onde se espera uma maior concentração de elétrons energéticos, por causa do deslocamento radial de suas órbitas.

Os surtos no plasma do START tinham um aspecto típico de pacote de onda, exponencialmente amortecida, de uma determinada freqüência da portadora (com analogia a uma onda de rádio) que pouco variava, isto é, $0,94$–$0,98MHz$. Essa freqüência foi interpretada por meio do seguinte mecanismo: uma onda de Alfvén é excitada e, de alguma forma, atinge a borda externa do plasma, ou talvez seja ali excitada, por exemplo, por meio de um feixe de elétrons energéticos cuja órbita estivesse próxima dessa região. Conseqüentemente, a linha de campo magnético conduz essa onda até a borda interna do plasma, a qual fará muitas revoluções em torno do poste central, com a freqüência $f_A \gtrsim 0,89MHz$, inferida dos parâmetros experimentais do plasma.

Caracterizou-se também o regime de elétrons energéticos no START segundo as teorias clássicas. A velocidade de deriva média de um feixe de elétrons equivalente à corrente de plasma, no instante do aparecimento do primeiro surto no plasma, é $v_e^d \approx 1,4 \times 10^6 m/s$. Este valor está marginalmente próximo de $v_e^b \gtrsim 1,6 \times 10^6 m/s$, que é a velocidade limite para o aparecimento da instabilidade de elétrons energéticos ("fan instability") proposta por Parail e Pogutse, baseada no mecanismo relativo ao efeito Doppler anômalo. É interessante notar que ambas as velocidades mencionadas são menores que a velocidade crítica para o aparecimento dos elétrons energéticos, isto é, $v_e^c \approx 3,6 \times 10^6 m/s$.

Ainda nesse contexto, o modelo de Moghaddan [Moghaddan 1985] prevê corretamente a existência de instabilidades acionadas pelo efeito Doppler anômalo no início dos surtos no START, isto é, $E_T/E_T^c \approx 0,08$ e $\omega_{pe}/\omega_{ce} \approx 1,7$. Classicamente, entretanto, segundo a classificação de Knoepfel [Knoepfel 1979], altos valores de ω_{pe}/ω_{ce} não conduziriam a nenhuma instabilidade, e o plasma seria classificado como quase-térmico.

No instante do aparecimento do primeiro surto no plasma, obtive-se, $J/\overline{n}_e = I_p/N \approx 2,2 \times 10^{-13} (A.m)$, ou seja, um limite muito maior que o dos outros Tokamaks convencionais cujo valor limite foi revisado neste trabalho, isto é, $1,2 \times 10^{-13} (A.m)$. Curiosamente, esse último valor coincide com o obtido no instante

da aparição dos elétrons energéticos.

Assim, conclui-se que descargas em regime de elétrons de alta energia no START podem apresentar um limite muito maior para o aparecimento da instabilidade de feixe de elétrons de alta energia, além de ter parte da fenomenologia distinta dos Tokamaks convencionais.

Uma base de dados foi criada para o estudo específico dos regimes de operação do START. As descargas tinham diferentes geometrias, com ou sem o uso do NBI e de pastilhas criogênicas.

Observou-se, por intermédio do diagrama de Greenwald, que a densidade aumenta com o uso do NBI, tal qual nos Tokamaks convencionais, mas o limite de densidade proposto por Greenwald não é excedido, o que mostra uma certa independência desse limite com a potência total injetada no plasma.

O uso de pastilhas criogênicas em descargas ôhmicas ou sob NBI proporcionou um aumento de densidade acima do limite de Greenwald ($N_G \leq 1,6$). Num dos cenários mais interessantes no START, obtiveram-se, simultaneamente, via injeção de pastilhas criogênicas, altas densidades ($N_G \approx 1,0-1,1$), grande eficiência de reposição de partículas ($\sim 100\%$) e melhoria no confinamento em descargas de altos valores de β ($\sim 23-27\%$). É provável que o limite de pressão tenha sido atingido.

Praticamente as mesmas considerações feitas para a descrição do diagrama de Greenwald são válidas para o diagrama de Hugill, com relação a dinâmica da densidade, isto é, a influência do NBI, do condicionamento do vaso e da injeção das pastilhas. Uma observação interessante no diagrama de Hugill diz respeito ao valor do número de Murakami, M, atingido no START com injeção de pastilhas, comparado a modernos Tokamaks, como o D-III e o ASDEX-U, ambos operando em regime ôhmico em modo-L. Utilizando-se um valor semelhante de q_{cyl}, isto é, na faixa de $\sim 3,3-3,7$, o valor máximo de M é similar nessas máquinas ao obtido no START. Entretanto, os raios maiores R_o, típicos do DIII-D e do ASDEX, são $1,66m$ e $1,65m$, respectivamente, ou seja, aproximadamente 6 vezes o do START ($\lesssim 0.29m$). Isso mostra a grande capacidade do START em obter altos valores de densidade por campo magnético externo ($\overline{n}_e/B_T$). Certamente o número escasso de resultados dessa comparação mais a inadequação do parâmetro M como um fator de normalização do limite de densidade absoluta em Tokamaks não permitem quantificar melhor essa eficiência.

Como sugestão para trabalhos futuros, seria extremamente interessante comparar os resultados dos novos LARTs, como o MAST, o NSXT, o ETE (Brasil), etc., criando-se uma base de dados internacional referente à densidade limite de operação dos LARTs. No decorrer dessa tarefa, muitas das questões relacionadas à fenomenologia de alta e baixa densidade poderão ser esclarecidas, como, por exemplo, por que freqüentemente se observam MARFES no MAST mas nunca se observou no START. Uma idéia inicial para a abordagem nessa comparação pode vir da análise da potência (ou sua densidade) injetada no plasma, mais o impacto do sistema de alimentação de gás pela coluna central do MAST, que não existia no START.

Dada também a arbitrariedade e dificuldade de se utilizar médias para a determinação da densidade limite, mais a evidência experimental de que a densidade global do plasma possa estar fortemente associada à densidade e ao transporte na borda do plasma, pode-se postular que uma possível formulação da densidade limite poderia incluir, alternativamente, a média superficial da densidade, além das grandezas clássicas, facilmente medidas, como, por exemplo, I_p. Certamente a base de dados criada neste trabalho,

com a possível inclusão de resultados de estudos similares em Tokamaks convencionais modernos, poderá levar à criação de uma nova lei empírica para a densidade limite em Tokamaks modernos, esféricos ou não.

Referências

Alikaev V.V. et al., Sov. J. Plasma Phys., **1**, 303 (1975).

Akers R. et al, in proceedings of the 25th EPS Conference, Praha, 1998 (European Physical Society, Geneva, Switzerland, 1998), Vol.**22C**, p.2014.

Allen, J.M. et al., Plasma Phys. Control. Fusion **28**, 101 (1986).

Antonini V. et al, in proceedings of the 14th EPS Conference, Madrid, 1987 (European Physical Society, Geneva, Switzerland, 1987), Vol.**II D**, II p.536.

Appel L.C., Bevir M.K., Walsh M.J., Nucl. Fusion **41**, 169 (2001).

Artsimovich L.A., Nucl. Fusion **12**, 215 (1972).

Ashby D.E.T.F. and Hughes M.H., Nucl. Fusion **21**, 911 (1981).

ASDEX-U Grupo, comunicação privada, 1998.

Blaney T.G., in Infrared and Millimeter Waves, edited by K.J.Button, Academic Press, New York, Vol.3, Chap.1, pg1-75 (1980).

Borras K., Nucl. Fusion **31**, 1035 (1991).

Diva Group, Nucl. Fusion **20**, 271 (1980).

Bruhns H. et al., Nucl. Fusion **27**, 2179 (1987).

Buzhinskij O.I. and Semenets Y.M., Fusion Techn., **32**, 1 (1997).

Collins G.A. et al., Nucl. Fusion **28**, 255 (1988).

Connor J.W., ISSP-20, "Piero-Caldirola", Theory of Fusion Plasmas, Bologna, O. Sauter and E. Sindoni Editors, 31 (2002).

Connor J., Hastie, R.J., Nucl. Fusion **15**, 415 (1975).

Cordey J.G., Plasma Phys. Control. Fusion **39**, B115 (1997).

Dolan T.J., Fusion Research, Principles Experiments and Technology, Pregamon Press Inc. 1980, New York.

DIII-D Grupo, comunicação privada, (1998).

D'Ippolito D.A. et al., Phys. of Plasmas **9**, 222 (2002).

DIVA Group, Nucl. Fusion **20**, 271 (1980).

Dreicer H., Phys. Rev., **115**, 238 (1959); **117**, 329 (1960).

Duck R., Tese de doutorado, University of Manchester Institute of Science and Technology (1994).

Field A., notas operacionais do START ops.note 97.16 (1997).

Furth H.P. and Rutherford, P.H., Phys. Rev., **28**, 545 (1972).

Galvão R.M.O. et al., Plasma Phys. Controlled Fusion **43**, 1181 (2001).

Gates D., comunicação privada, 2003.

Gibson A., Nucl. Fusion **16**, 546 (1976).

Goldston R.J. and Rutherford P.H., Introduction to Plasma Physics, IOP Publishing Ltd 1995, Bristol UK.

Gorelik L. et al., Nucl. Fusion **12**, 185 (1972).

Greenwald M., Plasma Phys. Control. Fusion **44**, R27 (2002).

Greenwald M. et al., Nucl. Fusion **28**, 2199 (1988).

Gruber O., Plasma Phys. Control. Fusion **39**, B19 (1997).

Gryaznevich M. et al., Phys. of Plasmas **10**, 1803 (2003).

Gryaznevich M. et al., Phys. Rev. Letter **80**, 3972 (1998b).

Gryaznevich M. et al., in proceedings of the 25th EPS Conference, Praha, 1998a (European Physical Society, Geneva, Switzerland, 1998a), Vol.**22C**, p.846.

Gurevich A.V., Diamant, Y.S., Nucl. Fusion **18**, 629 (1978).

Gusev V.K., Plasma Devices and Operations, **9**, 1 (2001).

Hasegawa A., L.Chen, M.E.Mauel, Nuclear Fusion, **30**, 2405 (1990).

Helander P. et al., Plasma Phys. Controlled Fusion **44**, B247 (2002).

Hender T.C., Voss, G.M., Taylor H.P., Fusion Engineering and Design, **45**, 265 (1999).

Hora H. et al., Phys. Lett. A, **175**, 138 (1993).

Howard J., M.Petersson, Nucl. Fusion, **32**, 361 1992.

Hutchinson I.H., Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press, 1987, New York.

ITER Team, ITER Conceptual Design Report, ITER Documentation series $n.^\circ$ 10 Project (1990).

Jassby D.L., Comments Plasma Physics. Controll. Fus., **3**, 151 (1978).

Jones S.E. et al., Nature, **338**, 127 (1989).

Jones S.E., Nature, **321**, 127 (1986).

Kadomtsev B.B., Tokamak Plasma: A Complex Physical System, IOP Publishing Ltd 1992, Bristol UK.

Kadomtsev B.B., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 6th Eur. Phy. Soc. Conf. Moscow, 1973), Vol.II, Moscow (1973) p.1.

Kloe J. et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 2685 (1999).

Knight P., milestone report F/PL/WPB7.2e/PJK, 1996.

Knoepfel H. and Spong D.A., Nuc. Fusion, **19**(16) 785 (1979).

Koubiti M. et al., Plasma Phys. Controlled Fusion **44**, 261 (2002).

Krasheninnikov S.I., Phys. Letters A **283**, 369 (2001).

Lackner K., Plasma Phys. Controlled Fusion **26**, 105 (1984).

Lahiri S. et al., Nucl. Fusion **36**, 254 (1996).

Lang P.T. et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 1487 (1997).

Lloyd B. et al., Nuc. Fusion, **31**(11), 2031 (1991).

Lyon J.F., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 7th Eur. Phy. Soc. Conf. Lausanne, 1975) Vol.II, CRPP, Switzerland (1975) p.24.

Maingi R. et al., Phys. Plasmas **4**, 1752 (1997).

Martin R., notas operacionais do START ops.note 96.12 (1996).

Martin R., notas operacionais do START ops.note 94.60 (1994).

Martinez-Val J.M. et al., Current Trends in International Fusion Research, Plenum Press, New York, 43 (1997).

McClements K.G. et al., Plasma Phys. Control. Fusion **41**, 661 (1999).

Moghaddan-Taaheri E. et al., Phys. Fuids **28**(11), 3356 (1985).

Murakami M. et al., Nucl. Fusion **16**, 347 (1976b).

Murakami M. et al., Nucl. Fusion **14**, 779 (1976a).

Müller H.W., et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 2199 (1999).

Nagayama Y. et al., Phys. Rev. Letters, **90**, 20500-1 (2003).

Ohyabu N., Nucl. Fusion **19**, 1491 (1979).

Ongena J. and Van Oost G., Transactions of Fusion Technology **37**, 3 (2000).

Ortolani S. and Rostagni G., relatório UPce 80/03, Università di Padova, Março 1980.

Parail V.V. and Pogutse O.P, Reviews of Plasma Physics (Consultants Bureau, New York, 1986) **11**, 1 (1986).

Park W., Monticello D. A., Nucl. Fusion **30**, 2413 (1990).

Peng Y-K.M. and Dory A.R., Very Low Aspect Ratio Tokamak, Oak Ridge National Laboratory Rep. ORNL/TM-6535 (October 1978).

Peng Y-K.M., Spherical Torus, Compact Fusion at Low Field, Oak Ridge National Laboratory Rep. ORNL/FEDC-84/7 (January 1985).

Peng Y-K.M. and Stricker D.J., Nuc. Fusion, **26**(6), 769 (1986).

Petrie T.W. et. al., Nuc. Fusion, **33**(6), 929 (1993).

Rebhan E., Nucl. Fusion **15**, 277 (1975).

Rebut P.H., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988), Vol.2, IAEA, Vienna (1989) p.191.

Ribeiro C. et al., Phys. Rev. Lett., submetido em 2003.

Ribeiro C. et al., Fusion Engineering and Design, **58-59**, 319 (2001).

Ribeiro C. et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 25th Eur. Phy. Soc. Conf. Prague, 1998), Vol.22C, EPS, (1998) p.842.

Ribeiro C. et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Phy. Soc. Conf. Berchtesgarden, 1997), Vol1 (part I), EPS, (1997) p.249.

Ribeiro C. et al., Milestone B5.1g: Commission 6GHz Preionisation on START: Final Report, Culham Science Centre, UK, 1995.

Ribeiro C., notas operacionais do START ops.note 94.40, (1994).

Roach C. et al., Nucl. Fusion **41**, 11 (2001).

Robinson D.C. and Todd T.N., Culham Report CLM-R222, UK, (1982).

Rose D.J. and Melville Clark, Jr., Plasmas and Controlled Fusion, The MIT Press and John Wiley & Sons, Inc. 1961, Massachusetts.

Rosenbluth M.N, and Putvinski S.V., Nucl. Fusion **37**, 1355 (1997).

Rostoker N., Current Trends in International Fusion Research, Plenum Press, New York, 43 (1997c).

Rostoker N. et al., Science, **128**, 1419 (1997b).

Rostoker N. et al., Comments on Plasma Phys. Controlled Fusion **18**, 1 (1997a).

Rozhansky V. et al., Plasma Phys. Controlled Fusion **37**, 399 (1995).

Shafranov V.D., At. Energy **5**, 38 (1956).

Schissel D.P., et al., Nucl. Fusion **34**, 1401 (1994).

Schokker B.C., Tese de doutorado, FOM-Instituut voor Plasmafysica 'Rijnhuizen', 1996.

Schüller F.C. et al., Plasma Phys. Control. Fusion **37**, A135 (1995).

Sesnic S., in Procc. Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems (Varenna, 1975), p.357.

Sett Y., Tese de doutorado, capítulo 5 (2002).

Skinner C.H. et al., Nucl. Fusion **42**, 329 (2002).

Sokolov Yu A., JETP Lett. **29**, 218 (1979).

Sørensen H., Fusion Technology, (Proc. 14th Symposium, Avingon, 1986), Vol.2, CEA, France (1986) p.1355.

Srelkov V.S., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 5th Eur. Phy. Soc. Conf. Grenoble, 1972), Vol.II, CEA, France (1972) p.1.

Stacey W., Phys. of Plamas **5**, 3656 (1998).

Stracham J.D. et al., Journal of Nuclear Materials, **145-147**, 186 (1987).

Strait E.J. et al., Phys. Plasmas **1**, 1415 (1994).

Strauss H.R. and Park W., Phys. Plasmas **5**, 2676 (1998).

STW 9th Internation Spherical Tokamak Workshop, Culham Science Centre, Setembro de 2003 (hptt: www.fusion.org.uk/stw/index.html)

Sykes A. et al., Phys. Plasmas **8**, 2101 (2001b).

Sykes A. et al., Nucl. Fusion **41**, 1423 (2001).

Sykes A. et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 495 (2000).

Sykes A. relatório interno SUN (START useful note) 97.25 (1997b).

Sykes A. et al., Plasma Phys. Control. Fusion **39**, B247 (1997a).

Sykes A. et al, relatório interno OPS.Note 97.04.

Sykes A., Plasma Phys. Control. Fusion **36**, B93 (1994).

Sykes A. et al., Nucl. Fusion **32**, 695 (1992).

Tokar M.Z., Phys. Rev. Lett. **91**, 095001-1 (2003).

Turlur S. et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 22nd Eur. Phy. Soc. Conf. Bournemouth, 1995), Vol.19C, part IV, EPS, UK (1995) p.73.

Veron D., in Infrared and Millimeter Waves, edited by K.J.Button, Academic Press, New York, Vol.11, Chap.2, pg67-135, (1979).

Wakatani M., comunicação privada, (1999).

Walsh M.J., comunicação privada, maio de 2003.

Walsh M.J. et al., Rev. Sci. Instruments **70**, I (part 2) 742, (1999).

Walsh M.J. et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 22nd Eur. Phy. Soc. Conf. Bournemouth, 1995), Vol.19C, part III, EPS, UK (1995) p.33.

Walsh M.J. and **Ribeiro** C., relatório interno OPS.Note 95.60.

Walsh M.J. and Sykes A., relatório interno OPS.Note 95.36.

Wesson J. et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1987 (Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986), Vol.2, IAEA, Vienna (1987) 3.

Wesson J., Tokamaks, edited by J. Wesson, Oxford University Press, Inc., second edition, 1997, New York.

Wilson H. et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 30th Eur. Phy. Soc. Conf. St. Pertersburg, 2003), a ser publicada (2003).

Winter J., Journal of Nucl. Materials, **176 & 177**, 14 (1990).

Wittenberg L.J. et al., Fusion Technology **10** 167 (1986).

Whaley D.R. et al., Nuc. Fusion, **32**(12), 757 (1992).

Wurden G.A. et al., Rev. Sci. Instrum. **61**, 3604 (1990).

Yoshikawa K. et al., Fusion Technol. **19** 870 1992.

Xu X.Q. et al., Phys. of Plasmas **10**, 1773 (2003).