**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA**

**TOMOGRAFIA DE EMISSÃO H-ALFA NO TOKAMAK
TCABR**

OMAR CIPRIANO USURIAGA NAJERA

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

Membros da Banca Examinadora:

**Prof. Dr. Edson Del Bosco (INPE)
Prof. Dr. Marisa Roberto (ITA)
Prof. Dr. Munemasa Machida (UNICAMP)
Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão (orientador) (IFUSP)
Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva (IFUSP)**

**SÃO PAULO
2006**

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

Nájera, Omar Usuriaga

Tomografia de emissão H-Alfa no Tokamak TCA-BR.
São Paulo, 2006.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Deptº Física Aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão.

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Física de plasmas ; 2. Espectroscopia
da luz; 3. Tomografia emissão; 4. Elétrons
runaway; 5.Tokamaks; 6. Eletrodo polarizado.

USP/IF/SBI-006/2007

Aos meus queridos pais,
Eusebia e Bernardino, e aos
meus irmãos, Arturo, Huber e
Lênin pelo amor e preocupação
para comigo. À Luz Benites, pelo
amor e compreensão nesses
anos.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a meu orientador o Prof. Dr. Ricardo M. O. Galvão pela orientação e rigor na exposição das idéias. Agradeço também os professores Dr. Ivan Nascimento, Dr. Álvaro Vanucci, Dr. Aluísio N. Fagundes, Dr. Artur Elfimov e Dr. Ruy P. da Silva.

Ao Dr. Yuri Kuznetsov pelo interesse demonstrado por este trabalho e pelos esclarecimentos de “muitas” dúvidas ao respeito da física de plasmas em fusão nuclear controlada.

Aos técnicos do laboratório Ablício dos Reis, Nélcio Nunes e Rogério ao Eng. Nelson Cuevas, Ms. Edson Sanada, Dr. Leonid Ruchko e Dr. Juan Elizondo, pelo acompanhamento e discussão dos diversos sistemas da máquina. Ao Dr. Wanderley de Sá nos assuntos ligados ao sistema de aquisição de dados do TCAB.

Aos funcionários da oficina mecânica, pela confecção de algumas peças do sistema instalado.

Agradeço ao Departamento de Física Aplicada, ao Laboratório de Física de Plasmas e ao COSEAS pelo apoio logístico prestado.

Aos meus amigos e colegas de Pós-graduação, Manuel Espinoza, Edgar Rondan, Erich Saettone, Helder Severo, Antonio Fonseca, Valdemar Bellintani, Celso Ribeiro, Carlos Pires, Edson Ozono e Marco Ono.

Quero também agradecer à atenção das secretarias do Departamento de Física Aplicada, Sra Lia Maria Mavilia Vara e do Laboratório de Física de Plasmas, Sra Eleonora V. D. Lo Duca, que sempre me trataram da melhor forma possível.

Por fim, agradeço à FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) pelo apoio financeiro e também em equipamentos, essencial na execução deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho foi feito um estudo do perfil tomográfico da emissão da linha do átomo de hidrogênio, H-alfa ($\lambda=656,28$ nm) no plasma do TCABR, um tokamak de porte médio em operação no Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

Nosso trabalho centrou-se no estudo dos efeitos da introdução de um eletrodo polarizado na borda do plasma no tokamak TCABR. O eletrodo pode ser introduzido até 1,5 cm para dentro da coluna do plasma, sem causar disrupturas para polarização positiva de 0 até +350V, e situado no plano equatorial do tokamak. Perfis tomográficos de H-alfa com e sem polarização foram medidos. A comparação dos perfis mostra um aumento da densidade de linha na posição central, quando a emissividade H-alfa diminui. A análise dos perfis tomográficos de H-alfa, tempo de confinamento das partículas e também do estudo de reciclagem das partículas neutras, indica que o plasma entra no regime de alto confinamento (modo-H). Cálculos de turbulência e de transporte na borda do plasma (SOL), feitos medindo o potencial flutuante e a corrente de saturação de íons, mostram uma diminuição forte no espectro de potência e de transporte.

Também foram feitos estudos do novo regime de descargas com elétrons fugitivos ("runaway electron"), descoberto no tokamak TCABR. As características distintivas deste regime são um plasma de baixa temperatura fracamente ionizado, destacado do limitador devido a processos de recombinação, e instabilidade de relaxação com fortes picos de emissão H-alfa correlacionados com instabilidade dente de serra da densidade eletrônica de linha. No presente trabalho fazemos a descrição das condições experimentais para a geração destas descargas. A produção dos elétrons fugitivos é analisada; mostrando que a geração de elétrons fugitivos somente pode ser explicada pelo mecanismo de avalanche. A confirmação de baixa temperatura do plasma é obtida de uma análise do perfil tomográfico da emissão H-alfa. Esta emissão não pode ser explicada por excitação de elétrons no plasma. A recombinação, de outro lado, dá uma explicação plausível para a dependência temporal da emissão, em particular para alta densidade de partículas neutras.

ABSTRACT

A study of the tomography profile of the emission of the line of Hydrogen, atomic H-alpha line ($\lambda=656.28$ nm), was carried out in TCABR, a medium-size tokamak in operation at the Laboratory of Plasma Physics of the Institute of Physics of the University of São Paulo.

Our work focuses on the study of the effects of due to the introduction of a biased electrode in the plasma edge of the TCABR tokamak. The electrode could be introduced up to 1.5 cm inside the plasma, without plasma disruptions for positive voltages from 0 to +350V, and was located on the equatorial plane of the plasma column. Tomography profiles of H-alpha with and without bias were measured. Comparison of the profiles shows an increase of the central line-averaged density, while the emissivity of the line H-alpha decreases. The analysis of the tomography profiles of H-alpha, time of confinement of particles and also the study of recycling of the neutral particles, indicate that the confined plasma enters the H-mode regime. Calculations of turbulence and transport at the Scrape-Off-Layer, using measured floating potentials and ion saturation currents, show a strong decrease in the power spectra and transport.

The H-alpha tomography was also employed to study the new regime of runaway discharges that has been discovered in the TCABR tokamak. The distinctive features of this regime are weakly ionized low-temperature plasma detached from the limiter due to the recombination process, and a relaxation instability with strong spikes of H-alpha emission correlated with sawtooth relaxation of the line density. In the present thesis we report experimental data on conditions for generation of these discharges. The runaway electron production is analyzed; show that generation of runaway electrons can only be explained by the runaway avalanche mechanism. The confirmation of low plasma temperature is obtained from an analysis of the tomography profile of H-alpha emission. This emission cannot be explained by excitation by plasma electrons. Recombination, on the other hand, gives a rather plausible explanation for the time dependency of the emission, in particular at high neutral densities.

ÍNDICE

CAPITULO I. INTRODUÇÃO

1.1. PANORAMA MUNDIAL DA ENERGIA	1
1.2. ENERGIA NUCLEAR	4
1.3. FUSÃO NUCLEAR	6
1.4. O TOKAMAK TCABR	10
1.5. TOMOGRAFIA EM PLASMAS DE FUSÃO	15
1.6. DESCRIÇÃO E OBJETIVOS DESTA TESE	16

CAPITULO II. TEORIA DE EMISSÃO DE PLASMA

2.1. MECANISMOS DE RADIAÇÃO NO PLASMA	18
2.1.1. RADIAÇÃO DE LINHA	19
2.1.2. EMISSÃO CONTINUA OU DE BREMSSTRAHLUNG	21
2.1.3. RADIAÇÃO DE RECOMBINAÇÃO	23
2.1.4. EMISSÃO CICLOTRÔNICA	24
2.2. MODELOS ESTATÍSTICOS DO PLASMA	24
2.2.1. MODELO DE EQUILÍBRIO TERMODINÂMICO LOCAL (LTE)	25
2.2.2. MODELO CORONA	26
2.2.3. MODELO COLISIONAL RADIATIVO	29
2.3. EMISSÃO H-ALFA NO TOKAMAK	30
2.3.1. INTERAÇÃO DO PLASMA COM A PAREDE DO TOKAMAK	30
2.3.2. POR QUE SE ESTUDA A EMISSÃO H-ALFA	32
2.3.3. PROCESSOS QUE CONTRIBUEM PARA A EMISSIVIDADE H-ALFA	33
2.3.4. CONFINAMENTO DE PARTÍCULAS	35
2.3.5. PROCESSOS DE RECICLAGEM	39
2.3.6. DENSIDADE DE PARTÍCULAS NEUTRAS	42

CAPITULO III. MÉTODO TOMOGRÁFICO DE RECONSTRUÇÃO ALGÉBRICA

3.1. TOMOGRAFIA	43
3.2. PROBLEMAS INVERSOS	45
3.3. TÉCNICAS DE RECONSTRUÇÃO TOMOGRÁFICA	47
3.4. TRANSFORMADA DE RADON	47
3.4.1. DISCRETIZAÇÃO DA TRANSFORMADA DE RADON	50
3.5. FUNÇÕES DE BASE E A APROXIMAÇÃO POR INTEGRAIS DE LINHA	52
3.6. RECONSTRUÇÃO TOMOGRÁFICA BASEADA EM ÁLGEBRA LINEAR	53
3.7. FATOR DE PESO	56
3.8. RECONSTRUÇÕES ITERATIVAS	58
3.8.1. SEQUÊNCIA DAS CORREÇÕES	59
3.8.2. TIPOS DE CORREÇÃO	59
3.9. TÉCNICA DE RECONSTRUÇÃO ALGÉBRICA (ART)	60
3.9.1. MÉTODO DE KACZMARZ	61

CAPITULO IV. IMPLEMENTAÇÃO DOS ALGORITMOS DE INVERSÃO RADIAL PARA PLASMAS NÃO SIMÉTRICOS E DE RECONSTRUÇÃO TOMOGRÁFICA

4.1. MÉTODO ITERATIVO DE AVALIAÇÃO DA EMISSIVIDADE RADIAL EM PLASMAS ASSIMÉTRICOS	67
4.1.1. TESTE COM DISTRIBUIÇÃO DA EMISSIVIDADE COM SÓ UM MÁXIMO	73
4.1.2. TESTE COM DISTRIBUIÇÃO DA EMISSIVIDADE COM VÁRIOS MÁXIMOS	74
4.2. IMPLEMENTAÇÃO DO ALGORITMO DE RECONSTRUÇÃO TOMOGRÁFICA	76
4.2.1. IMPLEMENTAÇÃO DO ALGORITMO PARA CALCULAR O FATOR DO PESO	76
4.2.2. IMPLEMENTAÇÃO DO ALGORITMO DE ITERAÇÃO	81
4.2.3. O CÓDIGO TRAN	84

CAPITULO V. CONSTRUÇÃO DO SISTEMA TOMOGRÁFICO DE LUZ VISÍVEL

5.1. SISTEMA DE DETECÇÃO DE LINHAS PARALELAS	89
5.2. CONSTRUÇÃO DO SISTEMA TOMOGRÁFICO DE LUZ VISÍVEL NO TCABR	91
5.2.1. CRITÉRIOS DE PROJETO	91
5.2.2. FOTODIODOS	92
5.2.3. JANELAS E FILTROS ÓPTICOS DE INTERFERÊNCIA	97
5.2.4. SISTEMA PINHOLE E POSICIONAMENTO	99
5.2.5. O “ETENDUE” E AS CORREÇÕES GEOMÉTRICAS PARA MEDIDAS DO DETECTOR	101
5.2.6. SISTEMA DE AMPLIFICAÇÃO ELETRÔNICA	107
5.3. CALIBRAÇÃO RELATIVA E ABSOLUTA DOS FOTODIODOS	109
5.3.1. CALIBRAÇÃO RELATIVA	109
5.3.2. CALIBRAÇÃO ABSOLUTA	111
5.4. AQUISIÇÃO DE DADOS	111

CAPITULO VI. EXPERIMENTO COM ELETRODO POLARIZADO

6.1. REGIMES DE CONFINAMENTO DO PLASMA NUM TOKAMAK	113
6.1.1. REGIME ÔHMICO	113
6.1.2. MODO DE BAIXO CONFINAMENTO (MODO-L)	113
6.1.3. MODO DE ALTO CONFINAMENTO (MODO-H)	114
6.2. DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL	115
6.3. EFEITO DA VARIAÇÃO TEMPORAL NA APLICAÇÃO DA TENSÃO DE POLARIZAÇÃO NO ELETRODO	116
6.4. COMPORTAMENTO DO PLASMA COM A VARIAÇÃO DA TENSÃO DE POLARIZAÇÃO DO ELETRODO	119
6.4.1. EMISSIVIDADE H-ALFA COM VARIAÇÃO DA TENSÃO DE POLARIZAÇÃO	125
6.5. VARIAÇÃO ESPACIAL DO ELETRODO POLARIZADO AO LONGO DA COLUNA DO PLASMA	130
6.5.1. EMISSIVIDADE H-ALFA DURANTE A MUDANÇA DE POSIÇÃO DO ELETRODO AO LONGO DA COLUNA DO PLASMA	133

6.6. EFEITO DO ELETRODO POLARIZADO NO PLASMA COM INCREMENTO DA DENSIDADE ELETRÔNICA	139
6.7. PERTURBAÇÃO DA BORDA DO PLASMA COM INJEÇÃO DE GÁS	143
CAPITULO VII. EXPERIMENTO COM ELETRONS FUGITIVOS	
7.1. A FÍSICA DOS ELÉTRONS FUGITIVOS	147
7.1.1. GERAÇÃO DE ELÉTRONS FUGITIVOS	148
7.2. PRODUÇÃO DE ELÉTRONS FUGITIVOS NO TCABR	152
7.3. O REGIME RAD-I	153
7.4. O REGIME RAD-II	155
7.5. RAD II COM DIFERENTES CENÁRIOS DE INJEÇÃO DE GÁS	156
7.5.1. O REGIME RAD-II COM INJEÇÃO DE GÁS EM DOIS ESTÁGIOS	158
7.5.2. O REGIME RAD-II COM INJEÇÃO DE GÁS EM UM SÓ ESTÁGIO	167
CAPITULO VIII: CONCLUSÕES E DESENVOLVIMENTOS FUTUROS	
	177
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	179
APÊNDICE I: TRABALHOS PUBLICADOS	188

CAPÍTULO I. INTRODUÇÃO

Este capítulo apresenta uma breve introdução sobre diversos aspectos relacionados à produção de energia. Também é feito um resumo sobre o tokamak TCABR, incluindo os diagnósticos utilizados para obter certos parâmetros do plasma, e por último uma breve descrição sobre os capítulos desta tese.

1.1. PANORAMA MUNDIAL DA ENERGIA

A energia é muito importante para o desenvolvimento da civilização; as diferentes formas de como a usamos, de onde a obtemos, e como trataremos nossas necessidades energéticas no futuro. Para garantir as fontes de energia no futuro, importantes decisões e muitas pesquisas necessitam serem feitas para limitar os danos ao meio ambiente e à nossa saúde.

A energia aparece em muitas formas, tais como movimento, calor, luz, ligações químicas, e eletricidade. Em termos físicos, sabemos que a massa é uma forma de energia. Dizemos que a energia está presente em várias fontes, como madeira, vento, alimento, gás, carvão, e óleo. Todas essas formas diferentes de energia têm uma coisa em comum: podemos usar para realizar algo que nós queremos. Usamos a energia para pôr coisas em movimento, mudar a temperatura, produzir a luz e o som. Assim podemos dizer: a energia é a capacidade para realizar trabalho útil.

O ciclo da energia começa com a coleção e a extração da energia em sua forma primária, tal como gás, óleo, luz do sol, vento, ou carvão. A etapa seguinte é convertê-la na chamada energia final, tal como eletricidade ou petróleo. Então é necessário transportá-la, distribuí-la e entregá-la aos usuários. Finalmente, os equipamentos à base de eletricidade, fogões e veículos convertem a energia final em trabalho, e entregam os serviços da energia.

A energia foi usada desde o início da história. A energia é um fator essencial no desenvolvimento da civilização. O uso em grande escala do carvão de madeira e do carvão mineral iniciou-se já nos anos 1600. A invenção do motor a vapor no século dezoito introduziu uma revolução: pela primeira vez a energia térmica podia ser convertida em movimento. No século dezenove, o motor a vapor deu início à revolução industrial. Foi também o século em que a eletricidade foi descoberta. No século vinte introduziu-se a era do motor a combustão, da produção em massa, dos aviões e da energia nuclear. Desde o ano de 1970 as pessoas tornaram-se cientes de quanto o mundo moderno depende da energia, e que o uso dessa energia tem conseqüências ambientais. Conseqüentemente, agora estão sendo desenvolvidas novas fontes de energia renováveis.

No entanto, nos próximos 25 ou talvez 100 anos, precisaremos de grandes fontes novas de energia, porque os recursos energéticos presentes (hidrocarbonos, combustíveis fósseis e fissão de U^{235}) terão sido esgotados. Outras disponibilidades energéticas, como hidráulica, a potência do vento, potência das marés, energia geotérmica, combustível derivado de dejetos e biomassa podem, em princípio, contribuir para suprir nossas necessidades energéticas. No entanto, a maioria das previsões questiona a possibilidade dessas fontes darem uma grande contribuição. A conservação ajudará a estender o tempo disponível para uma transição ordenada de nossas fontes de energia fósseis para fontes de energia novas. Esforços consideráveis de conservação já são evidentes na taxa de crescimento da redução de consumo de energia em alguns países industrializados. Mas isto é compensado pela taxa de crescimento significativo de nações não industrializadas, onde um rápido desenvolvimento econômico e industrial está acontecendo.

Há três fontes de energia relativamente inexploradas que são tão grandes que às vezes são descritas como inesgotáveis. Elas são: a energia solar, a fissão nuclear autoproduzida, e a fusão nuclear. Estas são as únicas opções de grandes fontes de energia disponíveis para gerações futuras. Nenhuma destas três fontes de energia está desenvolvida a um nível adequado para que possa ser considerada como uma grande fonte de energia, econômica e segura.

O único tipo de desenvolvimento econômico que conhecemos é intensivo em energia. À medida que se desenvolvem, os habitantes dos países em desenvolvimento terão de passar do atual consumo insignificante de energia – 0,75 TEP (tonelada de equivalente de petróleo por pessoa/ano) – a algo entre 2 e 3 TEPs, o que não é exagerado, pois países desenvolvidos têm índice de 4,5 TEP pessoa/ano. Isso significa que, em 2050, quando a população dos países menos desenvolvidos for de 9 bilhões de habitantes, o consumo mundial de energia terá passado de menos de 9 bilhões de TEP para a cifra colossal de 25 bilhões a 30 bilhões [1]. Esse futuro, aliás, já começou, pois é, em grande parte, a pressão da China e, em grau menor, a da Índia, que estão alterando o perfil da demanda energética. É óbvio que apenas parte desse choque gigantesco de demanda poderá ser atendida pelo petróleo. O resto terá de vir de outras fontes, alternativas ou tradicionais. É por isso que modalidades altamente poluidoras de energia, como o carvão, e recentemente a energia proveniente de biomassa (álcool, óleo vegetal), têm pela frente um futuro assegurado.

Na discussão sobre a capacidade de fazer frente a esse desafio, há duas correntes principais. De um lado, estão os que dão ênfase aos limites físicos de produção do óleo, derivados da geologia e da tecnologia disponível para extrair o petróleo a custos competitivos. Do outro, ficam os que privilegiam fatores econômicos e geopolíticos. O que complica a tarefa de avaliar estas posições contraditórias é ser a indústria petrolífera uma das menos transparentes da economia. Nela, o recurso à contra-informação é moeda corrente. A falsificação de cifras de produção é habitual, do mesmo modo que a do nível das reservas, a que não escapam mesmo empresas muito grandes.

É em relação aos limites físicos e geológicos da extração que se situa o debate sobre o esgotamento das reservas e o atingimento do chamado "Pico de Hubbert", do nome do geólogo King Hubbert, o primeiro a calcular, 50 anos atrás, quando se atingiria, na produção, o ponto mais alto a partir do qual o declínio e a conseqüente explosão dos preços se tornariam irreversíveis.

Marion King Hubbert (1903–1989) é um personagem muito conhecido dentro do mundo da geofísica e da geologia. Em 1949 predisse pela primeira vez que "a era dos combustíveis fósseis será de duração muito curta". Em 1956, quando trabalhava no laboratório de pesquisa da Shell Oil Company em Houston, Hubbert apresentou modelos matemáticos onde anunciava que o cume da produção petrolífera nos Estados Unidos (os 48 estados contíguos continentais, excluindo Alaska), chegaria em seu ponto máximo em torno do ano de 1970. Isto, que em inglês é denominado de "oil peak", se representa com uma curva lógica em forma de um sino, e indica que atingido esse ponto, a produção tende a diminuir de maneira inexorável. No momento de sua predição e apesar de seu prestígio, ninguém ouviu seriamente a Hubbert, sendo criticado e ridicularizado, especialmente pelos economistas. O fato é que certamente, em 1970 a extração do petróleo bruto nos Estados Unidos começou a diminuir, iniciando a época de déficit na balança comercial energética norte-americana.

É razoável supor que a produção mundial do petróleo seguirá a forma de um sino e existe um grande debate sobre quando acontecerá o início do declive dessa curva. Sabe-se já que gerará uma mudança de era, derivado da aguda subida dos preços. Espera-se uma subida dos preços com a chegada ao cume, pela mudança de um mercado orientado à produção a um mercado orientado à demanda.

Ninguém nega que, algum dia o petróleo vai acabar; o que se discute é quando. Os pessimistas, minoritários na indústria, usando a metodologia de Hubbert e de alguns dados coletados

de investigações independentes, estão predizendo o “oil peak” da produção mundial para a primeira década deste século (entre eles mesmos existe uma certa variação nas datas, indo de 2004 ao 2010, embora como dizem, a data exata é irrelevante; o que conta é a tendência inevitável), os otimistas apostam entre 2020 e 2030. A previsão mais otimista é a do Departamento de Energia dos EUA, que indica que o pico seria alcançado entre 2030 e 2075. Asseveram os céticos que, durante muito tempo, as grandes companhias subestimaram as reservas em cerca de 30%, criando uma reserva não-declarada que lhes permitiu, ano após ano, reavaliar a capacidade, mascarando o fato de que, há 20 anos, os volumes descobertos são inferiores aos consumidos. Para os que duvidam da explicação baseada nas limitações geológicas, a razão da baixa taxa de reposição é de natureza econômica. A visão de curto prazo, característica de um tipo de economia dependente do chamado “valor para o acionista”, fez com que as companhias cortassem em 27% o orçamento de exploração, no momento em que pagam dividendos cada vez mais altos, possibilitados pelos bons preços.

O modelo de Hubbert, não obstante, não fornece por si mesmo uma informação quantitativa dos preços e não é possível extrair conclusões do cume individual de cada país, porque os preços do petróleo se fixam de forma global. A fim de ter dados históricos das tendências dos preços, é preciso examinar algum caso de um recurso não renovável que tenha recorrido o ciclo completo da curva de Hubbert. Não existem exemplos precedentes de recursos minerais que tenham recorrido o ciclo. De fato pode ser que o petróleo seja o primeiro caso, o que pode ser uma das razões pelo que o conceito do “cenit do petróleo” seja de difícil compreensão para muitas pessoas.

Um recurso natural não tem por que ser um mineral necessariamente para seguir a curva de Hubbert. Um recurso biológico que é extraído muito mais rápido do que se reproduz pode também seguir uma curva na forma do sino de Hubert. Ao longo da história, existiram diversos casos de recursos biológicos esgotados de forma terminal.

A indústria baleeira do século XIX é um bom exemplo para explicar de como a chegada ao cume da produção afeta os preços, confirmando que estes teriam de subir após a chegada ao cume da produção. No século XIX dois tipos de baleias foram caçados, o cachalote e a baleia comum, principalmente pelo óleo extraído de sua gordura, que foi usada como combustível para lâmpadas.

A produção de óleo da baleia seguiu uma curva em forma do sino, de acordo com a teoria de Hubbert, um modelo de uma curva gaussiana simples, embora mostrando oscilações fortes. Estes dados concordam perfeitamente com o relatório sobre a abundância da baleia comum apresentado em 2004 [2], que indicam que a queda da produção depois do cume foi causada pelo esgotamento e não pela mudança a diferentes combustíveis. De fato, o “óleo da rocha” começou a substituir ao da baleia somente nos anos 60 do século XIX, após a invenção da lâmpada de querosene por Michael Dietz em 1859. Apesar da disponibilidade do querosene, a caça das baleias continuou até os anos de 1870 e 1880, levando aos cachalotes e as baleias ao borde da extinção.

Retornando aos dados dos preços, vemos primeiro o alto custo que tinha o óleo de baleia em comparação com o petróleo que o substituiu. Em seus preços históricos mais baixos, nos anos 20 do século XIX, o tipo o mais barato de óleo de baleia custava mais de 200 US\$ o barril (159 litros). No momento de seu preço mais elevado (1855) o óleo de baleia foi vendido a mais de 9,4 US\$ o litro, ou 1500 US\$ o barril, todo isto em dólares de 2003 [3]. Isto mostra o difícil que pode resultar substituir combustível fóssil com os biocombustíveis (bioetanol, biodiesel ou outros). Sem a sustentação dos fertilizantes, da irrigação da terra, do transporte e da maquinaria agrícola, que dependem todos de combustíveis fósseis, os biocombustíveis poderiam custar hoje tanto quanto o óleo da baleia custava no século XIX. Isto demonstra a pechincha incrível que supôs o petróleo. No caso do petróleo pode ser reconhecida a fase inicial (até 1971) de preços quase constantes. Segue a esta fase uma época de crescentes oscilações. Se como se diz freqüentemente, estamos perto do cume e se a analogia com a

produção de óleo de baleia permanecer, devemos esperar um aumento importante nos preços nos anos seguintes; uma tendência que possa de fato ter começado em 1999.

A discussão atual sobre as reservas energéticas é a repetição de um debate que começou pelo ano de 1970, entre duas facções radicalmente opostas: de um lado os pessimistas (neo-malthusianos) sob o guarda-chuva do controverso "The Limits To Growth", publicado pelo clube de Roma, e de outro os economistas protegidos pela teoria neoclássica econômica (cornucopianos), que deixa nas mãos invisíveis da economia de mercado desregularizada a solução a qualquer classe de falta de recursos [1].

Nos últimos anos as evidências científicas na mudança climática e no efeito estufa global, a diminuição da camada de ozônio, a perda da biodiversidade, a desertificação e em suma, o impacto ambiental que a presença do homem produz na terra parecem pôr na atualidade esse debate. De fato esses argumentos parecem o único contraponto não exclusivamente ideológico à globalização de uma economia neoliberal que tem no crescimento infinito seu dogma principal.

Surgem as seguintes questões: como é possível tornar compatível o desejável desenvolvimento econômico (e conseqüentemente um aumento do consumo energético) dos países subdesenvolvidos, com as próprias previsões do aumento do consumo energético dos países industrializados num cenário de declive dos recursos não renováveis que constituem o 79,5% do uso energético mundial? Que papel representará a demografia e o crescimento econômico nos países que são hoje em dia os produtores principais da energia, mas não os que mais consomem? Como afetará a crescente desregularização dos mercados a estes desafios energéticos? Que sucesso terá as tentativas regularizadoras do Protocolo de Kyoto quando países como EUA, Rússia e China (apenas Rússia dentro do tratado) possuem 52,9% das reservas mundiais de carvão? Todas estas perguntas não poderão ser respondidas somente com melhores cálculos das reservas energéticas, desde que o mesmo andamento das economias afeta consideravelmente o consumo energético e a proporção da diminuição das reservas. O papel dos estados será muito importante na definição destes dilemas.

O aumento da produção e do consumo de bens materiais e a conseqüente demanda por mais energia está levando rapidamente ao esgotamento dos recursos energéticos não renováveis. Dentre as possíveis fontes alternativas para a produção de energia em larga escala, que estão em fase de estudo, e que podem ser economicamente viáveis, a fusão nuclear apresenta-se como uma séria candidata a suprir as necessidades energéticas futuras. Se comparada à fissão, estudos indicam que a energia obtida a partir de um reator baseado na fusão nuclear terá um custo menor, será mais limpa e poderá ser obtida de forma sustentável. Um projeto internacional bastante ambicioso para a construção de um Reator Experimental Termonuclear Internacional (ITER na sigla em inglês) está sendo desenvolvido. Esse projeto pretende estudar a viabilidade tecnológica e econômica da fusão nuclear numa máquina de confinamento magnético de plasmas a alta temperatura.

1.2. ENERGIA NUCLEAR

Dá-se o nome genérico de energia nuclear a toda energia associada às modificações da constituição do núcleo de um átomo. Esta energia pode ser liberada ou absorvida em conseqüência de uma reação nuclear ou liberada durante um processo de desintegração radioativa. A energia liberada (E) está relacionada com a redução da massa dos produtos da reação (m) através do Princípio da Equivalência Massa-Energia de Albert Einstein, segundo o qual $E=mc^2$, em que c representa a velocidade da luz no vácuo.

A análise da variação da energia de ligação por núcleo com o número de massa permite concluir que a energia nuclear pode ser produzida através da cisão de núcleos pesados (fissão), ou por fusão de núcleos leves.

A energia nuclear tem, fundamentalmente, como principal vantagem a operação normal de um reator nuclear não conduz à libertação de gases do efeito estufa para a atmosfera; deste modo seu uso pode diminuir o efeito estufa.

A fissão nuclear é o processo de geração de energia através da desintegração de um átomo de um elemento pesado (como, por exemplo, urânio ou plutônio). A descoberta da fissão nuclear foi anunciada por Lise Meitner no início do ano de 1939. O primeiro reator de fissão nuclear foi construído em Chicago por uma equipe dirigida por Fermi e começou a operar em 2 de dezembro de 1942, o que foi conhecido com o nome de pilha atômica. Esta denominação resultou do fato do reator de Fermi ser constituído por um empilhamento de blocos de grafite e de lingotes cilíndricos de dióxido de urânio e de urânio metálico com cerca de 7,5 m de largura e 5,8 m de altura. Os primeiros resultados obtidos em reatores de fissão nuclear foram apresentados em Genebra, em 1955, durante a primeira conferência “Átomos para a Paz”.

Existem três tipos de reatores de fissão nuclear: centrais nucleares, reatores de investigação e reatores de conversão. As centrais nucleares aproveitam a energia cinética dos fragmentos originados pelas reações de fissão para aquecer um fluido circulante. O vapor resultante vai acionar turbinas que transformam a energia mecânica em energia elétrica. Os reatores de investigação funcionam a baixa potência (1 a 10 MW), com um fluxo elevado de nêutrons que é diretamente canalizado em feixes para instalações experimentais onde decorrem estudos de Física do Estado Sólido, produção de radioisótopos para Medicina Nuclear ou desenvolvimento de aplicações industriais. Os reatores de conversão transformam, com eficiências elevadas, materiais que não são cindíveis com nêutrons térmicos em material cindível. As conversões mais frequentes são urânio-238 para plutônio-239 e tório-232 para urânio-232.

Em qualquer tipo de reator nuclear é possível distinguir o combustível, o moderador, o líquido de refrigeração e a blindagem. O combustível é o material que possui os núcleos cindíveis e que é colocado no núcleo do reator sob a forma de barras. São, normalmente, usados urânio natural (constituído por cerca de 70% de urânio-235) e ligas de urânio enriquecido (plutônio-239 e urânio-233). O moderador (grafite, água natural, água pesada ou berílio) é utilizado para reduzir a velocidade dos neutrons produzidos nas reações, de modo a aumentar a probabilidade destes neutrons originarem mais fissões nas suas interações com o combustível. O fluido refrigerador evita o aquecimento excessivo do núcleo através da remoção do calor produzido nas reações. Os fluidos refrigeradores mais comuns podem ser gasosos (ar, dióxido de carbono ou hélio), líquidos (água natural, água pesada ou sódio líquido). A blindagem é um dispositivo de proteção radiológica que envolve o núcleo do reator, separando-o da zona de trabalho, e cuja função principal consiste na redução da intensidade das radiações emitidas pelos produtos das reações de fissão até valores admissíveis para a vida humana. Os materiais mais usados na blindagem dos reatores nucleares são o chumbo e diversos tipos de concreto.

Cerca de 200 centrais termonucleares estão atualmente em operação na Europa, produzindo uma parte significativa da energia elétrica. Existem Países (como, por exemplo, a França e a Lituânia) onde a energia nuclear satisfaz mais de 70% das suas necessidades energéticas (a França possui cerca de 60 centrais nucleares).

Os reatores de fissão nuclear são projetados no cumprimento rigoroso de regras muito exigentes impostas pelas Entidades Licenciadoras. Contudo, estes reatores têm os perigos potenciais de qualquer instalação experimental, incluindo o fator humano. Os acidentes verificados até agora em

centrais nucleares não são muito freqüentes, embora em alguns casos (como, por exemplo, em Chernobyl) as suas conseqüências para as populações e o ambiente tenham sido devastadoras.

A energia obtida a partir da fissão apresenta elevados custos tanto no que diz respeito à obtenção do combustível como na instalação e manutenção das usinas. Há também o problema da eliminação ou armazenagem dos resíduos radioativos produzidos.

1.3. FUSÃO NUCLEAR

A fusão nuclear é um processo de produção de energia que consiste na fusão dos núcleos de dois átomos leves (como, por exemplo, o Hidrogênio, o Hélio, o Deutério ou o Trítio) para formarem elementos mais pesados, com redução da massa dos produtos da reação (Fig.1.1).

Figura 1.1: Reação de fusão nuclear usando núcleos de Deutério e Trítio

A física de fusão nuclear têm suas origens nos estudos fundamentais da estrutura atômica e no desejo de entender a fonte de energia do sol e das estrelas. Entre as primeiras realizações experimentais que tiveram um grande efeito no desenvolvimento da energia produzida pela fusão nuclear foi a descoberta do deutério por H. C. Urey em 1932, o primeiro experimento do efeito “pinch” por W. H. Bennett em 1934, e as primeiras observações das reações nucleares de colisões entre deuterons por E. Rutherford em 1934. Nos trabalhos de Rutherford sobre a transmutação de elementos chama a atenção às experiências de Oliphant, Hartecke Rutherford, realizadas em Cambridge, onde eles pela primeira vez observaram duas reações de fusão na colisão de deuterons de alta energia. Estas históricas experiências de fusão resultaram na primeira observação do trítio, um isótopo do hidrogênio.

Foi postulado em 1929 que a produção de energia na maioria das estrelas, é devido a reações nucleares que envolvem elementos leves. Por volta de 1939, o ciclo da fusão nuclear para a produção de energia no sol tinha sido analisado em detalhe por H. Bethe. O Sol recorre à sua imensa massa e à força da gravidade para produzir as reações de fusão. Assim, por volta do início da Segunda Guerra Mundial, era um fato bem conhecido que a fusão de elementos leves representava uma fonte de energia muito grande. Sendo bem conhecida a importância da energia solar no nosso Planeta, podemos afirmar que a fusão é a fonte de energia de toda a vida na Terra.

As principais reações de fusão nuclear são:

Do ponto de vista teórico, a reação mais interessante é a que envolve D , e He^3 , uma vez que é aquela que conduz à libertação de uma maior quantidade de energia por reação e que não produz nêutrons. Contudo esta reação é muito difícil de realizar na Terra dado que a sua secção eficaz de colisão tem um máximo para energias muito elevadas (da ordem de 400 keV) e o He^3 não existe no nosso Planeta (é muito abundante na Lua).

O combustível para fazer a fusão nuclear é abundante e barato. A reação mais fácil de obter na Terra é a que envolve Deutério, elemento encontrado em forma natural na água, e Trítio, que pode ser obtido facilmente dentro dos reatores de fusão, pelo bombardeio de lítio com nêutrons; dado que é a reação que tem um máximo da secção eficaz de colisão à menor temperatura (100 keV).

A fusão não produz resíduos nucleares diretamente. Entretanto, o trítio é radioativo e pode ocorrer a ativação neutrônica da câmara do reator. Este efeito pode ser minimizado com a escolha de materiais estruturais adequados, que possam ser descartados na manutenção ou no término da vida do reator.

O combustível a base da mistura de deutério e trítio, entra em ignição a temperaturas ao redor de 5 keV ou 50 milhões de graus Kelvin. A tais altas temperaturas, o combustível se torna um gás completamente ionizado ou plasma. Conseqüentemente o campo da física de plasma tem um papel fundamental na pesquisa em fusão nuclear.

A fusão tem as vantagens inerentes às energias nucleares, a não emissão de gases poluentes para a atmosfera. Além disso, e quando comparada com a fissão, à fusão apresenta várias vantagens adicionais:

- Os combustíveis são abundantes e estão distribuídos por toda a Terra. A reação mais fácil de obter num laboratório envolve Deutério e Trítio. Estes dois elementos são isótopos do Hidrogênio cujos núcleos têm, respectivamente, um próton e um nêutron e um próton e dois nêutrons. O Deutério é extraído da água, enquanto o Trítio pode ser produzido no interior do reator, a partir de uma camada fértil (“blanket”) de lítio, elemento que ocorre naturalmente na Terra na forma de Li^6 (7,4%) e Li^7 (92,6%):

- Não há transporte de combustíveis radioativos fora das instalações onde se situa o reator;
- O Deutério entra no reator à medida que é utilizado, o que permite a interrupção quase instantânea da operação do reator se ocorrer qualquer anomalia no seu funcionamento;
- Os materiais radioativos que resultam da operação de um reator de fusão poderão perder a sua radioatividade num máximo de 100 anos, enquanto na atualidade são necessários milhares de anos para que os lixos dos reatores de fissão percam a sua radioatividade;
- Um acidente num reator de fusão não conduz à evacuação das populações fora do perímetro de proteção da central (um raio de cinquenta quilômetros);
- Um atentado terrorista numa central elétrica de fusão não terá conseqüências tão nefastas para as populações como no caso das centrais hidroelétricas ou de fissão.

Em 1957 J. D. Lawson do British Atomic Energy Research Establishment, em Harwell, publicou um trabalho muito famoso, intitulado “Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor”. Concentrando-se só nas características mais essenciais, ele calculou o balanço de potência em reatores a fusão operando em condições ideais. Encontrou que para obter um ganho de energia nos reatores a fusão, não só a temperatura tinha que ser suficientemente alta (para o deutério – trítio, $>50 \times 10^6$ K), mas o gás quente deve ser isolado do ambiente durante um tempo suficiente de forma que

as reações de fusão possam produzir mais energia que o necessário para aquecer o plasma. Assim, para a produção da potência de fusão, foram quantificadas simultaneamente as exigências de alta temperatura e de confinamento da energia pela primeira vez.

Segundo o Critério de Lawson, a fusão termonuclear controlada é atingida desde que se verifique a condição:

$$n T_i t_e > 5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$$

em que n representa a densidade do plasma, T_i a temperatura iônica e t_e o tempo de confinamento da energia.

Para valores de T_i da ordem de 10 a 20 keV, a condição anterior pode ser atingida ou com plasmas densos que possuem um curto tempo de confinamento de energia ou com plasmas menos densos, mas, em que a energia esteja confinada durante um longo tempo. No primeiro caso temos a fusão rápida por confinamento inercial (ICF), na qual pastilhas sólidas de Deutério (D) e Trítio (T) são comprimidas por feixes de lasers ou de íons de potência elevada. A segunda hipótese corresponde à fusão lenta por confinamento magnético, na qual os reagentes se encontram no estado de plasma, obtido pela ionização de uma mistura gasosa de D e T .

A pesquisa em fusão por confinamento magnético começou nos anos cinquenta. Inicialmente era classificada; mas logo depois a informação foi liberada porque foram reconhecidas as dificuldades de alcançar a fusão controlada e os benefícios da discussão aberta, pois a pesquisa se beneficiaria grandemente do esforço mundial conectado com o desenvolvimento de novas tecnologias na proliferação de armas nucleares. Então o esforço de quase uma década de pesquisa executado em muitos países foi apresentado na Segunda Conferência (realizada em Genebra) sobre “Usos Pacíficos da Energia Atômica” em 1958. Simultaneamente, a informação da pesquisa em fusão controlada era liberada nos Estados Unidos, Inglaterra, e URSS. A pesquisa em ICF começou uma década depois e permaneceu classificada durante um tempo mais longo, especialmente nos Estados Unidos, mas também agora uma grande parte da informação é disponível no mundo todo.

Um evento famoso na história da fusão nuclear, que revelou o papel dominante do tokamak russo na pesquisa de fusão magnética, foi a viagem a Moscou, em 1969, de um grupo de pesquisa britânico. Utilizando seus próprios equipamentos, eles confirmaram os excelentes resultados alcançados pelos russos, em confinamento de plasmas (temperaturas acima de 10^7 K, muito superiores às alcançadas em outros dispositivos ocidentais). Este evento, seguido da confirmação experimental nos EUA e na Europa, levou a construção de grandes tokamaks. Esse esforço foi também motivado pela crise do petróleo dos anos setenta.

O desenvolvimento da Física de Plasmas para pesquisa em fusão magnética foi influenciado fortemente pelas exigências para alcançar a ignição. Para isto são necessários dois passos: primeiro, a criação de uma configuração magnética estável para confinar o plasma, e segundo, fazer que o tamanho crítico seja o bastante grande, para que as reações de fusão aqueçam o combustível mais rapidamente que o calor perdido por transporte e radiação.

O tokamak foi inventado pelos físicos I. E. Tamm e Andrei Sakharov, na União Soviética. A palavra Tokamak deriva da contração das palavras em russo: “toroidalnaya”, “kamera”, e “magnitnaya”, cuja tradução significa “câmara magnética toroidal”. O tokamak é descendente do “linear pinch” (coluna de plasma que leva correntes ao longo de seu comprimento, cuja atração mútua comprime o plasma longe das paredes do tubo que o contém), descoberto por Willard Bennett em 1934.

Os experimentos em pinch linear começaram no Laboratório Los Alamos e em outros lugares, onde provou ser instável e com alta perda de energia. Estes defeitos foram remediados pelo tokamak (dobrando o cilindro num anel fechado ou toroide, Fig. 1.2), estabilizado por um campo magnético forte, gerado por um solenóide envolto ao redor do toroide que forma o recipiente de vácuo. Para dobrar o canal da corrente num círculo, se requer um campo “vertical” adicional perpendicular ao plano do torus. Assim o tokamak resolve a exigência de um confinamento estável usando três fontes de campo magnético: o campo vertical para confinar a corrente, a corrente para confinar o plasma, e o campo toroidal para estabilizar o canal da corrente.

Figura 1.2: Esquema do Tokamak.

A estabilidade do tokamak deve-se a sua geometria magnética, na qual as linhas de campo produzidas pelo campo toroidal e pelo campo poloidal dão uma direção helicoidal à corrente. As superfícies magnéticas, formadas por esta configuração de campo, são idealmente também superfícies isobáricas, que permitem a manutenção de um gradiente de pressão no plasma.

Nos anos noventa, embora a ignição auto-sustentada não tenha sido alcançada, experimentos em dispositivos de fusão magnética tipo tokamak se aproximaram do "breakeven" (potência produzida na fusão igual à potência injetada), a níveis de potência de fusão que excedem os 10MW (JET 1997), e grande progresso também foi feito em confinamento inercial ICF com experiências de laser em fusão nuclear. Baseado nesses resultados, os requerimentos para alcançar a ignição e obter energia estão agora bastante claros para ambos os métodos. Existe um terceiro processo, a chamada Fusão Fria, o qual é ainda objeto de alguma discordância da comunidade científica, dado que os resultados experimentais não estão completamente esclarecidos.

Para ICF, a meta imediata é a ignição na NIF ("National Ignition Facility") [4] nos Estados Unidos. Aplicações ao conceito para a produção de energia elétrica requererão uma nova tecnologia de laser, ou talvez feixes de íons, capazes de repetições rápidas (várias vezes por segundo) e uma maior eficiência nos lasers de cristal existentes. Meios inovadores para reduzir a energia de laser requerida para compressão são os "fast ignitor" (onde se usam pequenos lasers de alta potência, para acender o alvo depois que fosse comprimido).

A pesquisa em fusão magnética está agora focalizada num esforço internacional para alcançar a ignição num tokamak e em melhorias no conceito, incluindo outros meios para criar as superfícies magnéticas. O JET ("Joint European Torus") [5] é uma das várias experiências de fusão no mundo

onde se confina e caracteriza plasmas a centenas de milhões de graus. O ITER (“International Thermonuclear Experimental Reactor”) [6] é o primeiro reator experimental de fusão, da configuração tokamak, concebido e projetado no âmbito de um Protocolo assinado entre a “European Atomic Energy Community” e os governos do Japão, Rússia, Canadá, Estados Unidos, China, Korea e Índia.

O que torna o JET diferente é o fato de ser a maior experiência mundial de fusão. Tem também a capacidade única de operar com trítio, o combustível dos futuros reatores. O JET é ideal para testar materiais que estarão em contacto com o plasma bem como sistemas de aquecimento e protótipos de diagnósticos sob condições realistas de fusão. O programa científico do JET, e os esforços da Europa na fusão em geral, estão implementados e coordenados pelo EFDA (European Fusion Development Agreement). Os resultados científicos excepcionais do JET, em conjunto com os conhecimentos ganhos na utilização coletiva da experiência, permitiram à Europa desempenhar um papel chave no planejamento do maior e globalmente financiado reator experimental, ITER, onde se prevê a produção de potência de fusão na gama 500-700 MW. O ITER será construído no local proposto pela candidatura Européia, Cadarache, no Sul de França.

O projeto de um reator de fusão enfrenta muitos problemas técnicos, a começar pelas enormes diferenças de temperatura e fluxo de nêutrons em distâncias muito pequenas. Temperaturas de 100 milhões °C e fluxo de nêutrons de 10^{13} nêutrons/cm² /s. Mas a apenas 2 m de distância, onde estão os magnetos supercondutores, o fluxo e a temperatura devem ser quase nulos. O reator de fusão será a solução em longo prazo para os problemas de eliminação da poluição radioativa e térmica, para obtenção de energia a baixo preço.

1.4. O TOKAMAK TCABR

O TCABR [7] (Fig. 1.3), é um tokamak de porte médio projetado e construído (1980 – 1991) no CRPP – Centre de Recherches en Physique des Plasmas / Association Euratom – Suisse, da École Polytechnique Fédérale de Lausanne Suisse, Switzerland, onde chamava-se TCA (Tokamak Chauffage Alfvén), e era dedicado ao estudo de aquecimento de plasma por ondas de Alfvén. O tokamak foi instalado em nosso laboratório, com algumas modificações, e a primeira descarga oficial foi produzida em outubro de 1999. A tabela 1.1 reúne as principais características da máquina.

O TCABR tem como objetivos científicos:

- Continuar os estudos de aquecimento de plasma por ondas de Alfvén.
- Iniciar experimentos com geração de corrente e fluxos no plasma através de ondas de Alfvén, para a obtenção de barreiras de transporte e do modo de alto confinamento (modo H).
- Estudo do mecanismo de geração de elétrons fugitivos (“runaway”).
- Continuar aos estudos de disrupções e turbulência em tokamaks que já vinham sendo realizados no TBR-1.
- Caracterização do plasma pelo efeito de eletrodo polarizado.

Figura 1.3: Desenho esquemático do tokamak TCABR. A: bobinas do sistema de Aquecimento Ôhmico, B: bobinas auxiliares para minimizar o campo de fuga do Aquecimento Ôhmico (conectadas em série com as bobinas do Sistema de Aquecimento Ôhmico), B': bobinas auxiliares para minimização do campo de erro, C: bobinas do Sistema Vertical, D: bobinas do Sistema Toroidal, E: Vaso e F: Janelas de diagnóstico.

Tabela 1.1: Características gerais do tokamak TCABR [7, 8]

PARÂMETRO	VALOR
Raio maior (geométrico) (R)	61 cm
Raio menor (limitador) (a)	18 cm
Seção retangular do recipiente de vácuo	42cm×52cm
Material da parede	Aço tipo 316 L
Gás	H_2 . Injeção contínua e/ou pulsada (válvula piezo-elétrico)
Campo magnético toroidal (B_T)	1,1 T
Corrente de plasma (I_p)	110 kA
Densidade média eletrônica (n_e)	$3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Temperatura iônica central (T_i)	200 eV
Temperatura eletrônica central (T_e)	500 eV
Tempo da duração do plasma (t)	120 ms
Equilíbrio	Campo vertical externo com realimentação

O confinamento do plasma é feito por campos magnéticos de simetria axial. As bobinas que produzem estes campos magnéticos são mostradas na Fig. 1.3.

- **Campo Magnético Toroidal:** As bobinas do campo magnético toroidal são compostas de 72 espiras agrupadas em 16 pacotes de 4 espiras cada. Estas bobinas provêem um campo toroidal quase constante mantendo a estabilidade durante a descarga. A potência necessária é fornecida por um transformador de alta voltagem e uma ponte retificadora. É provisionada uma linha exclusiva de transmissão da central elétrica do campus universitário para o Instituto de Eletrotécnica e Energia e para o Laboratório de Física de Plasma, com tensão de 13,2 kV. A máxima corrente nas espiras pode alcançar 70 kA, com um máximo de voltagem de 200 Volts. O máximo campo magnético é de 1,2 T. Isto limita a corrente de plasma para aproximadamente 110 kA.

Sistema de Aquecimento Ôhmico: O Transformador de Aquecimento Ôhmico (TAO) no TCABR tem um fluxo máximo de 0,46 Vs. O TAO é energizado por um banco de capacitores de $40 \text{ mF} \times 6 \text{ kV}$, 720 kJ. O decaimento da corrente no transformador de Aquecimento Ôhmico pode ser preprogramado para produzir um flat-top da corrente de plasma. Um banco de capacitores é inicialmente descarregado sobre as bobinas do ôhmico. Quando a corrente nas bobinas atinge seu valor máximo e, portanto, a tensão é mínima, o banco é desligado da bobina, através de chaves a vácuo e ignitrons, e esta é conectada a resistores de descarga. Variando-se o valor destas resistências se controla a forma da corrente induzida no plasma.

- **Campos de Equilíbrio:** Para a geração dos campos magnético vertical e horizontal, são usados dois conjuntos de quatro espiras, cada um conectado separadamente em série e alimentadas independentemente por dois sistemas de controle. A fonte de energia das espiras são supridas por um banco de capacitores eletrolíticos de ascensão rápida de $5 \text{ F} \times 400 \text{ V}$. Essas correntes são controladas por meio de chaves transistorizadas de resistores variáveis. Cada resistor variável é composto de 120 resistores em paralelo que são introduzidos em série com as espiras por chaves de 120 estágios cada, cada uma composta de 6 transistores. O valor equivalente dos resistores associados varia entre 25 ohm e 0,00197 ohms, onde o número de estágios de condução muda de 1 a 120. A máxima corrente dos amplificadores está limitada em 2000 A. As espiras do campo vertical também servem para induzir correntes RF no plasma para preionização e descargas de limpeza. As bobinas de campo vertical geram um campo magnético vertical quase uniforme ao longo da câmara de vácuo. As linhas de força do campo vertical têm uma pequena curvatura, na forma de barril, para garantir a estabilidade vertical da coluna de plasma.

O recipiente de vácuo tem muitas janelas de acesso para diagnósticos. Duas janelas circulares são usadas para conexão com as bombas de vácuo turbomoleculares. Cada bomba tem uma capacidade de 450 litros/s e pode manter uma pressão no recipiente de até 5×10^{-8} mbar. As demais janelas servem como acesso para os diferentes diagnósticos que serão descritos na secção seguinte. Um diagrama esquematizado do TCABR é mostrado na Fig. 1.4, ilustrando as posições das janelas e a distribuição dos diagnósticos de medidas ao longo das mesmas. A tabela 1.2 reúne os principais diagnósticos instalados na máquina.

Figura 1.4: Esquema da distribuição dos diagnósticos sobre as janelas do tokamak TCABR.

Tabela 1.2: Principais diagnósticos do TCABR.

DIAGNÓSTICO	FUNÇÃO
Medidores de tensão.	Verificação da voltagem nos bancos de capacitores.
Bobinas de Rogowski.	Medição das correntes das bobinas toroidal, vertical e de aquecimento ôhmico, e para medir a corrente de plasma.
Bobinas de posição.	Monitoramento da posição horizontal e vertical da coluna.
Bobina Diamagnética.	Medição do beta poloidal.
Espira de tensão de enlace.	Monitoramento da tensão induzida pelo transformador de aquecimento ôhmico.
Ion-gauge.	Medição da pressão na câmara.
Analizador de Gás Residual.	Monitoramento da composição dos gases na câmara.
Radiômetro ECE	Medição do perfil de temperatura eletrônica.
Detector de raios-x "duros" (Fotomultiplicadora).	Deteção de raios-x emitidos por elétrons "fugitivos" (runaway) de alta energia.
Detector de raios-x "moles".	Medição de temperatura eletrônica e instabilidades MHD.
Bobinas de Mirnov.	Monitoração das perturbações MHD.
Detector H-alfa.	Medição da emissão da linha H-alfa do Hidrogênio.
Bolômetro.	Medição da radiação emitida pelo plasma.
Sonda eletrostática.	Determinação da temperatura e densidade eletrônica na borda; voltagem de plasma e flutuante.
Espectrômetro óptico.	Analisa a luz emitida pelo plasma.
Interferômetro de microondas.	Medição da densidade eletrônica.

Nas medições experimentais, além dos sinais do arranjo de detectores H-alfa desenvolvidos especialmente para este trabalho, foram usados dispositivos já instalados no tokamak para registrar outros sinais, relacionados com parâmetros importantes da máquina, que serão descritos a seguir de maneira sumária.

- **Corrente de plasma:** É medida com uma bobina de Rogowski colocada na parte externa da câmara de vácuo. O sinal é integrado e amplificado eletronicamente.
- **Posição horizontal e vertical:** A posição da coluna de plasma é monitorada por dois pares de bobinas sensíveis à variação de fluxo e de campo decorrente dos movimentos da coluna. O sinal das bobinas é integrado e amplificado eletronicamente.
- **Tensão de enlace:** A tensão de enlace corresponde à integral do campo elétrico induzido pelo transformador de aquecimento ôhmico ao longo de uma volta inteira do toroide. É medida diretamente a través de 8 espiras independentes colocada sobre a câmara do tokamak, do lado de fora, sendo 4 no lado interno e 4 no lado externo.
- **Interferômetro de microondas (150 GHz):** Mede a densidade em 3 canais diferentes, que podem ser escolhidos em 7 posições radiais distintas.
- **Detector H-alfa:** Serve para a medição da emissão da linha de Balmer H-alfa do átomo de hidrogênio, para monitorar processos radiativos na periferia do plasma. A amplitude deste sinal é proporcional à taxa de de-excitação do átomo de hidrogênio (transição do nível $n=3$ para $n=2$). A medição é feita usando um arranjo óptico, que inclui uma lente de focalização, um filtro de interferência de primeira ordem, para selecionar a linha H-alfa, mais uma lente e um fotodiodo EGG HUV 1000B. O detector “olha” toda a coluna do plasma e tem calibração relativa.
- **Bolômetros:** Um conjunto de bolômetros sensíveis à radiação, numa ampla faixa espectral, permite obter um perfil radial da radiação total do plasma e também serve para testar a reprodutibilidade das descargas.
- **Espectrômetro óptico:** para a medida de impurezas, temperatura iônica, densidade, temperatura eletrônica e Z_{eff} .
- **Sonda eletrostática múltipla:** Constituída de 4 eletrodos, com varredura radial rápida, automatizada com tempo de varredura de 100 ms e excursão de 8 cm, permitindo avançar 3 cm para dentro do plasma, possibilitando obter-se 4 varreduras por descarga. Mede a temperatura e densidade eletrônica na borda.
- **Radiômetro ECE:** Sistema heterodino para detecção da radiação ciclotrônica dos elétrons, permitindo a determinação do perfil radial da temperatura eletrônica.
- **Sistema de aquisição de dados do TCABR:** O sistema de aquisição de dados do TCABR, denominado TCAqs, é descrito em detalhe na referência [9]. Está baseado atualmente em módulos VME.

1.5. TOMOGRAFIA EM PLASMAS DE FUSÃO

O Hidrogênio é usado como gás de trabalho nas descargas do tokamak TCABR [7]. Na região da borda, devido ao contacto do plasma com a parede do limitador e do recipiente de vácuo, grande quantidade de átomos neutros de hidrogênio é encontrada, que, no estado de excitação, emitem diversas linhas espectrais, sendo a H-alfa uma das mais intensas. A observação da emissão H-alfa, por conseguinte, permite o estudo do comportamento do plasma na região de borda do mesmo e também o estudo de reciclagem de partículas neutras no tokamak TCABR.

A região da borda do plasma pode ser dividida radialmente em duas partes: a camada de radiação ("radiation layer") e a sombra do limitador SOL ("Scrape-Off Layer"). A sombra do limitador é a região do plasma fora da última superfície magnética fechada e a camada de radiação é a região onde os processos atômicos (reciclagem de partículas tanto do gás de trabalho quanto das impurezas) influenciam fortemente o balanço de energia e de partículas. A largura desta região (radiation layer) depende da quantidade e pesos atômicos efetivos das impurezas (Z_{eff}) [26, 58].

A tomografia é uma técnica utilizada em varias aplicações para determinar a estrutura interna de diferentes objetos de uma forma não destrutiva. A técnica tomográfica foi desenvolvida principalmente pelo grande interesse médico na obtenção de imagens internas de pacientes através fotografias de raios-x. Em 1920, foi desenvolvido um método de obter fotografias de raios-x onde o filme fotográfico e a fonte de raios-x eram deslocados em sentidos opostos, em planos paralelos, com o paciente entre eles. Esta técnica produz uma imagem bem definida de somente um plano paralelo do objeto, enquanto detalhes de todos os outros planos ficam embaçados, e foi denominada tomografia, do grego $\tau\omicron\mu\omicron\zeta'$, que significa corte.

Quando são obtidas varias projeções da integral da radiação atravessando um objeto ao longo de diferentes linhas de visada, é possível reconstruir matematicamente a estrutura interna do mesmo. As primeiras aplicações dessa técnica em medicina, através de imagens de raios-x, foram feitas na década de sessenta. A técnica foi denominada Tomografia Computadorizada porque os resultados desejados só são obtidos através de métodos numéricos para fazer a inversão das medidas integradas. O Prêmio Nobel em medicina de 1979 foi outorgado a G.N. Hounsfield e A.M. Cormack por suas contribuições para o desenvolvimento da tomografia de raios-x computadorizada.

Nas diferentes aplicações da tomografia, a quantidade a ser determinada é usualmente o coeficiente de absorção local do objeto, para uma determinada radiação, ou a potência emitida localmente pelo objeto. No primeiro caso, a técnica é denominada tomografia computarizada ativa, isto é, uma fonte fora do objeto emite a radiação e a potência transmitida através do objeto é medida. No segundo, é denominada tomografia computarizada passiva ou emissiva, porque o próprio objeto gera a radiação a ser medida. No caso de aplicações em medicina, um exemplo é a tomografia de radiação emitida pelo decaimento de rádio isótopos injetados no paciente.

Vários diagnósticos em física de plasmas utilizam tomografia computadorizada; um exemplo de tomografia ativa é a reconstrução de perfis de densidade medidos por interferometria óptica ou de microondas [10]; e de passiva é a determinação do perfil de emissividade local do plasma em diferentes comprimentos de onda, em particular na faixa de raios-x moles [11]. No entanto, existe uma diferença básica entre a aplicação de tomografia no diagnóstico de plasmas termonucleares e as aplicações mais convencionais, nas quais usualmente não ocorrem variações rápidas no objeto que está sendo investigado [12]. Nessas aplicações, uma grande quantidade de dados pode ser obtida por um único conjunto de detectores em movimento. No caso de plasmas, geralmente há interesse na evolução temporal de estruturas internas turbulentas, que variam em escalas de tempo da ordem de micro-segundos. Além disso, em tokamaks, o acesso ao plasma é bastante limitado, ou seja, reduzido a umas poucas janelas de diagnóstico, que permitem acesso ao interior da câmara de vácuo, e a

poucas linhas de visada, devido a obstruções provocadas por bobinas de campo magnético e estruturas de suporte. Por estas razões, é sempre necessário utilizar um conjunto fixo de detectores e a quantidade de dados disponíveis, num dado instante de tempo, é em geral varias ordens de grandeza menor que em tomografia médica, limitando severamente a resolução espacial do método.

Mesmo com essas limitações, um grande número de sistemas tomográficos foi desenvolvido para diagnósticos das descargas em tokamaks e métodos de reconstrução bastante avançados, específicos para diferentes aplicações. Atualmente, a tomografia de raios-x moles é um diagnóstico padrão em tokamaks, sendo utilizada principalmente para estudar diferentes tipos de instabilidades e a perda rápida de confinamento na parte central da coluna de plasma [13–17]. No entanto, a tomografia de emissão nas partes ultravioleta próximo, visível e infravermelho próximo do espectro não é comum. Usualmente são feitas medidas com um conjunto de detectores alinhados numa única direção e os perfis espaciais são obtidos por inversão de Abel, supondo simetria cilíndrica [18–21], como feito no trabalho de mestrado. Mais recentemente, sistemas com varias direções de visada foram desenvolvidos, com diferentes objetivos e desempenhos. Em particular, foram desenvolvidos sistemas tomográficos para determinar o perfil de emissão de linha H-alfa (ou D-alfa) nos tokamaks JT-60 [22], ASDEX [23], H-7 [24] e outros [25]. Estes sistemas possuem diferentes graus de resolução. Em geral, os métodos numéricos utilizados no processo tomográfico são baseados em algumas informações iniciais sobre os perfis de emissão [16].

1.6. DESCRIÇÃO E OBJETIVOS DESTA TESE

O perfil de emissão de radiação H-alfa é usualmente utilizado em tokamaks para obter informação sobre a densidade de hidrogênio neutro na borda da coluna de plasma, mecanismos de reciclagem de partículas no limitador e paredes da câmara de vácuo, tempo de confinamento de partículas e espessura da camada de ionização, denominada “Scrape-Off Layer”, ou SOL [26].

O projeto proposto para este trabalho de doutoramento foi desenvolver um sistema de tomografia no visível, para caracterizar os perfis de emissão de luz H-alfa dos diferentes tipos de descargas produzidas no TCABR. Com este sistema, é possível obter informação detalhada de alguns processos físicos importantes, como mecanismos de ionização, recombinação e reciclagem de partículas neutras na borda da coluna de plasma por aplicação de eletrodo polarizado, e acompanhar a evolução e melhor caracterização de um novo regime de descarga com elétrons fugitivos que foi recentemente descoberto no TCABR [27, 28].

A seguir é descrito, de forma resumida, o conteúdo de cada capítulo.

No capítulo 2 é apresentado um resumo dos modelos atômicos básicos e define-se o modelo utilizado para a análise da emissão H-alfa. Também são discutidos alguns estudos teóricos sobre a emissão H-alfa e sobre o confinamento de partículas num tokamak.

No capítulo 3 é apresentada uma breve introdução teórica sobre o método de reconstrução tomográfica em geral e é apresentada uma discussão sobre a justificativa da escolha do método ART (“Algebraic Reconstruction Technique”) de inversão tomográfica que é utilizado para a reconstrução da emissividade da linha H-alfa do plasma no TCABR.

No capítulo 4 são desenvolvidos dois algoritmos de inversão, primeiro para a obtenção do perfil radial da emissividade H-alfa através de cordas paralelas (sem a suposição de simetria poloidal) e o segundo para a reconstrução do perfil poloidal de emissão H-alfa obtido por inversão tomográfica aplicando o método ART. Também são apresentadas as simulações obtidas a partir deste método de inversão tomográfica.

No capítulo 5 são descritos os sistemas ópticos construídos e a metodologia para a calibração absoluta dos sistemas. Para a calibração absoluta do sistema tomográfico, que se baseia numa câmera pin-hole, leva-se em conta fatores de correção tanto ópticos como geométricos.

No capítulo 6 é apresentado um estudo sobre os resultados obtidos no TCABR utilizando eletrodo polarizado em diferentes condições da coluna do plasma.

No capítulo 7 são apresentados os resultados experimentais das descargas com elétrons fugitivos (“runaway discharges”) no TCABR, bem como a discussão destes.

No capítulo 8 são apresentadas as conclusões mais importantes obtidas nesta tese, assim como, possíveis desenvolvimentos futuros que podem ser implementados a partir deste trabalho.

Finalmente são apresentadas as referências bibliográficas.

CAPÍTULO II. TEORIA DE EMISSÃO DE PLASMA

Neste capítulo apresentamos uma breve revisão teórica dos principais conceitos físicos que são tratados ao longo da tese. Dessa forma, este capítulo é dividido em três partes: na primeira é feita uma breve avaliação dos diferentes processos radiativos que acontecem em plasma de tokamak, onde fazemos um resumo sobre a radiação de linha, emissão contínua ou de bremsstrahlung, radiação de recombinação e radiação de ciclotron; a segunda inclui os processo de emissão de linhas através do estudo de modelos estatísticos do plasma e, por último, a terceira, descreve a importância do estudo de emissão H-alfa em tokamaks, onde incluímos alguns processos como o tempo de confinamento de partículas, processos de reciclagem e gradiente da densidade eletrônica.

2.1. MECANISMOS DE RADIAÇÃO NO PLASMA

O plasma emite radiação em uma ampla faixa espectral. A partir da detecção e posterior estudo desta radiação, num determinado comprimento de onda, podemos determinar muitos parâmetros que caracterizam completamente as propriedades físicas do plasma. Um espectro pode ser definido como uma sequência de radiação eletromagnética relacionada com determinados comprimentos de onda. Assim, o espectro completo de uma determinada fonte de luz consiste no conjunto de todas as frequências em que a fonte emite. Dado que ainda não existe um equipamento que consiga resolver por completo todo o espectro conhecido, as regiões de interesse devem ser investigadas de maneiras diferentes. Define-se por "região óptica", o intervalo que se estende desde o longínquo infravermelho num extremo do espectro, até o longínquo ultravioleta no outro extremo. Essa região inclui um pequeno intervalo que é a região do visível. A figura 2.1 mostra essa região com os comprimentos de onda correspondentes.

Figura 2.1: Região óptica do espectro eletromagnético

Na prática a região óptica é caracterizada pelo fato de que a radiação pode ser focalizada, direcionada e controlada por espelhos e lentes, além do que, com o uso de prismas e grades, essa radiação pode ser dispersa num espectro. A radiação emitida por átomos excitados, como numa lâmpada de **Hg**, por exemplo, consiste em várias linhas ou frequências discretas. O termo "linha espectral" é normalmente usado para caracterizar a radiação.

A maioria das transições é acompanhada pela emissão de radiação eletromagnética, que contribui para a potência total emitida com um espectro contínuo ou espectro de linhas discretas. Os mecanismos básicos de radiação no plasma incluem: radiação de linha, emissão contínua ou de bremsstrahlung, radiação de recombinação e radiação de ciclotron. Todos estes mecanismos de radiação, exceto a emissão ciclotrônica, têm uma potência de emissão cuja escala com a densidade do plasma é, $n_e n_i = n_e^2$. Isto é porque há n_e elétrons que se espalham com n_i íons com seção eficaz que depende da temperatura, estado de carga, e concentração de impurezas [18].

2.1.1. RADIAÇÃO DE LINHA

O plasma contém elétrons e íons como também átomos neutros e moléculas, embora as partículas carregadas sejam as dominantes. A maioria destas partículas vem do hidrogênio, mas sempre há outras espécies presentes, denominadas de impurezas, que vêm da parede da câmara de vácuo. Carbono, oxigênio e metais são impurezas normais e, embora elas sejam só alguns por cento da densidade de plasma, são muito importantes.

Em colisões entre elétrons e íons, o elétron pode dar uma parcela de sua energia cinética ao íon. O íon pode ser ionizado se a energia for suficiente e libertar um elétron. Também pode ser excitado, onde um elétron é levado a um estado de energia mais alto. Para a maioria dos estados excitados, o elétron voltará muito depressa ao estado de energia mais baixo que esteja disponível. A diferença em energia entre estes dois estados ligados pode ser libertada na forma de um fóton.

A energia do estado de um íon ou átomo é fixo (pelo menos em uma primeira aproximação). Isto significa que o fóton que é emitido quando um elétron vai de um estado de energia mais alto para um mais baixo terá energia, e conseqüentemente comprimento de onda, de acordo com a transição. Isto faz com que o espectro de emissão do plasma mostre picos correspondentes a estes comprimentos de onda. Esses comprimentos de onda também são únicos para um determinado íon. Um espectro então mostrará as espécies que o plasma contém, e uma análise detalhada pode responder muitas perguntas relativas ao estado do plasma.

A radiação de linha origina-se da transição de um elétron, de um estado excitado para um outro estado de mais baixa energia, emitindo um fóton de energia $E = h\nu = E_{ini} - E_{fin}$. A radiação de linha geralmente é uma função muito sensível a temperatura, estado de ionização e concentração de impurezas. Para ionizar o hidrogênio e remover o único elétron, é necessário de 13,6 eV. Em plasmas onde a temperatura é muito mais alta, todo o hidrogênio será ionizado, exceto perto da borda do plasma onde a temperatura é bastante baixa. O alvo da pesquisa em espectroscopia são as impurezas. Estas espécies têm mais elétrons e requerem mais energia para serem ionizadas completamente. Isto significa que teremos emissão de linha até mesmo na parte mais quente do plasma, razão pela qual os trabalhos de espectroscopia são baseados nas impurezas.

A intensidade (normalmente medida em unidades de $\text{fótons.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{Å}^{-1}$) de uma linha espectral, com respeito ao comprimento de onda, depende de vários parâmetros [29, 30]:

$$I(\lambda) = I(n_i, n_e, T_i, T_e, \nu, E, B) \quad (2.1)$$

A posição de comprimento de onda de uma linha espectral depende da velocidade ν do íon. Se o íon emitido está se movendo para o receptor, ou onde o registro do sinal é feito, a luz emitida sofre o deslocamento de Doppler na direção de comprimento de onda mais curto (frequência mais alta) e acontece o oposto se o íon está se afastando. Se não houver nenhuma direção preferida para o movimento de um conjunto de partículas, o deslocamento de Doppler se dará em ambos os casos: comprimentos de onda mais longos e mais curtos, resultando num alargamento da linha espectral. No plasma, o movimento térmico dos íons é aleatório em direção e então resulta num alargamento da linha espectral. Isto significa que a temperatura dos íons, T_i , pode ser calculada medindo a largura de uma linha espectral. A influência dos campos elétrico (E) e magnético (B) na emissão de linhas espectrais são mais complicados [30]. Eles trocam os níveis de energia dos átomos pelo efeito Stark e Zeeman, respectivamente. Estes efeitos normalmente são desprezáveis em plasmas de fusão de baixa densidade [18].

A integral sobre $I(\lambda)$ com respeito a comprimento de onda dá a intensidade de uma linha espectral,

$$I = \int I(\lambda) d\lambda \quad (2.2)$$

e depende da densidade eletrônica n_e , densidade de íons n_i e da temperatura dos elétrons T_e . A excitação é causada por colisões entre elétrons e íons. A probabilidade por unidade de tempo que uma colisão conduz a uma excitação de um nível específico é chamada de taxa de coeficiente colisional $\langle \sigma v \rangle$ (expressada em unidades de $m^3 s^{-1}$). Esta quantidade é fortemente dependente da temperatura eletrônica e fracamente da densidade eletrônica. A temperatura eletrônica é proporcional à média da energia cinética dos elétrons no plasma. A dependência da temperatura eletrônica em $\langle \sigma v \rangle$ vem do fato de que a colisão dos elétrons produz bastante energia que é transferida ao íon, de tal modo que este fica excitado. Quanto mais alta a temperatura, maior o número de elétrons com energia o suficiente para excitar. Reunindo essas dependências, obtêm-se uma fórmula muito útil,

$$I = n_i n_e \langle \sigma v \rangle \quad (2.3)$$

A densidade eletrônica é usualmente medida com outras técnicas distintas da espectroscópica. Se medirmos a intensidade I de linhas espectrais, podemos deduzir a densidade de diferentes impurezas de íons e também a temperatura eletrônica. Se soubermos as densidades dos diferentes íons no plasma, podemos calcular a carga média de íons Z_{eff} :

$$Z_{eff} = \frac{\sum Z_i^2 n_i}{\sum Z_i n_i} \quad (2.4)$$

Este número é uma indicação de quão limpo ou sujo é o plasma. Um plasma puro de hidrogênio tem Z_{eff} igual à unidade, e se fosse contaminado com carbono a Z_{eff} eventualmente alcançaria o valor limite de seis, se a temperatura dos elétrons e a densidade de carbono fossem suficientemente altas. Na maioria dos plasmas de fusão, Z_{eff} está entre 1,5 e 3,0. Este número é de importância crucial em um reator de fusão. Para a produção de potência de fusão a energia produzida tem que exceder a energia perdida por radiação.

A carga efetiva Z_{eff} é uma medida dos níveis de impureza, embora a composição específica de impurezas não possa ser determinada diretamente a partir deste parâmetro, e também é uma medida global da diluição do plasma através de impurezas. As localizações radiais destas impurezas devem ser medidas com precisão, para prever o efeito delas no desempenho na fusão devido à queima de combustível. Em casos onde a impureza dominante é conhecida, a concentração aproximada da impureza pode ser deduzida.

O controle das impurezas em futuros reatores de fusão será muito importante. A injeção súbita de impurezas desde a borda do plasma, devido à interação com materiais próximos, tais como limitadores, a parede da câmara de vácuo, antenas de rf, e diagnósticos de borda, pode radiativamente esfriar o canal de corrente causando maiores disrupturas no plasma. Disrupturas podem resultar em danos estruturais do limitador e da parede de vácuo, devido à deposição térmica e devido a forças causadas por grandes correntes induzidas. Possíveis danos ao recipiente de vácuo e estruturas em geral devido a disrupturas é a preocupação principal para a construção de futuros grandes tokamaks.

A recente exploração de modos operacionais promissores em tokamaks, tais como modos de alto confinamento (modo-H), com possíveis acumulações de impurezas, requer uma avaliação precisa do conteúdo de impurezas a fim de avaliar com precisão o transporte e medir o valor potencial delas em reatores de fusão nuclear. Esquemas de controle de perfil para tokamaks avançados também precisam do perfil preciso da Z_{eff} para determinar o perfil da corrente indutiva devido à dependência

linear da resistividade do plasma com Z_{eff} [31]. Então, um método experimental exato de medida da quantidade absoluta e distribuição de impurezas e conseqüentemente do perfil $Z_{eff}(r)$ é necessário.

Existem três métodos diferentes para se determinar a carga iônica efetiva (Z_{eff}). O primeiro é baseado na radiação de bremsstrahlung, normalmente medida na região de comprimento de onda visível [31, 32]. O segundo é calculando a densidade de íons de impurezas e como a soma delas contribui no Z_{eff} e o terceiro, é derivado da resistividade do plasma, calculando a corrente toroidal e a tensão de enlace [33].

2.1.2. EMISSÃO CONTINUA OU DE BREMSSTRAHLUNG

Em plasmas de fusão a contribuição principal à radiação do bremsstrahlung vem das interações elétron-íon, que normalmente consistem em pequenos ângulos de desvio dos elétrons como resultado da dispersão de Coulomb no campo elétrico dos íons. A contribuição por colisões de Coulomb elétron-elétron é geralmente insignificante para energias não relativísticas, porque a invariância no movimento do centro de carga não produz momento dipolar. A radiação de bremsstrahlung resulta de uma interação livre-livre, porque os estados iniciais e finais dos elétrons não são limitados, e seu espectro conseqüentemente é um contínuo. A radiação por unidade de volume do plasma pode ser obtida pela integração da potência emitida por cada evento da dispersão elétron-íon, integrado na distribuição de velocidades e parâmetros de colisão. No caso de uma distribuição Maxwelliana isotrópica, e na aproximação clássica, a potência por unidade de frequência é dada por [18]:

$$j(\nu) = \bar{g} n_e n_i Z_i^2 \left(\frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0} \right)^3 \frac{16 \pi}{3 \sqrt{3} m^2 c^3} \left(\frac{2 m}{\pi T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{h \nu}{T_e}\right), \quad (2.5)$$

onde $\bar{g}$ é o fator de Gaunt. As correções devido à mecânica quântica, como efeitos relativísticos, são geralmente feitas dentro do fator de Gaunt.

A potência emitida por bremsstrahlung cresce com uma lei Z_i^2 e uma quantidade pequena de impurezas pesadas podem facilmente conduzir a uma perda importante de energia no centro do plasma onde as impurezas podem concentrar-se.

- **Cálculo da Z_{eff} usando radiação continua**

Vários métodos foram implementados para o cálculo de Z_{eff} em plasmas de fusão: a partir de radiação continua (bremsstrahlung) no visível [31, 32], resistividade do plasma [33], raios-X [34], espectroscopia de recombinação e troca de carga [35]. A radiação de bremsstrahlung no visível provê os melhores dados para fazer medidas da Z_{eff} porque a análise é relativamente direta. Porém, tem-se encontrado evidências de que a radiação bremsstrahlung nesta faixa do espectro é afetada por contaminação molecular de partículas neutras provenientes de regiões mais frias do plasma [36] e, por conseguinte, dando medidas inexatas da Z_{eff} especialmente na borda do plasma.

A densidade de potência espectral $\Delta P_{ff}/\Delta \lambda$, gerada num plasma com distribuição de velocidades Maxwelliana, como radiação contínua de bremsstrahlung é determinada por [31, 32]:

$$\frac{\Delta P_{ff}}{\Delta \lambda} = \frac{16 e^6}{3 c^2} \left(\frac{\pi}{6 m_e^3} \right)^{1/2} \frac{n_e n_i Z_i^2 \bar{g}_{ff}}{T_e^{1/2} \lambda^2} \exp\left(-\frac{h c}{T_e \lambda}\right), \quad (2.6)$$

onde n_i é a densidade de íons no estado de carga Z_i e $\bar{g}_{ff}$ é o fator de Gaunt (free-free). Como em plasmas magneticamente confinados geralmente incluem-se muitos tipos de impurezas em vários estados de carga, é necessário somar a Eq. (2.6) sobre todas as espécies de íons:

$$\epsilon_\lambda = \frac{\Delta P_{ff}}{\Delta \lambda} = \frac{(1,89 \times 10^{-28}) n_e \sum_i n_i Z_i^2 \bar{g}_{ff}}{T_e^{1/2} \lambda^2} \exp\left(-\frac{12400}{T_e \lambda}\right), \text{ (W.cm}^{-3}\text{.Å}^{-1}\text{)} \quad (2.7)$$

onde n_e e n_i são expressos em partículas por centímetro cúbico, T_e é expresso em elétron volts, e λ é expresso em angströms. A carga efetiva Z_{eff} é o fator pelo qual a radiação contínua P_{Mix} do plasma (que consiste em uma mistura de íons), excede a radiação de hidrogênio puro P_H do plasma, e está definida por:

$$Z_{eff} \equiv \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{n_e} = \frac{P_{Mix}}{P_H} \quad (2.8)$$

Das Eqs. (2.7) e (2.8), Z_{eff} pode ser expresso como:

$$Z_{eff} = \frac{\epsilon_\lambda T_e^{1/2} \lambda^2}{(1,89 \times 10^{-28}) n_e^2 \bar{g}_{ff} \exp(-12400 / T_e \lambda)} \quad (2.9)$$

O valor de $\bar{g}_{ff}$ é dado na referência [37]. Tem dependência da temperatura e pode ser aproximado no intervalo entre $0,1 \text{ keV} < T_e < 2 \text{ keV}$ por [32]:

$$\bar{g}_{ff} = 1,35 T_e^{0,15} \quad (2.10)$$

Como resultado, a Z_{eff} dado na Eq. (2.9) tem uma dependência da temperatura eletrônica de $T_e^{0,35}$. Para $\lambda=9600 \text{ Å}$ e $T_e=1 \text{ keV}$, o fator exponencial para este comprimento de onda e temperatura, chega próximo à unidade:

$$\exp\left(-\frac{h c}{\lambda k T}\right) = \exp\left(-\frac{12398}{\lambda [Å] T_e [eV]}\right) = 0,9987; \quad (2.11)$$

Z_{eff} pode, então, ser escrito como:

$$Z_{eff} \approx \frac{1}{1,5 \times 10^{-29}} \frac{\epsilon_\lambda \sqrt{T_e} \lambda^2}{n_e^2 \bar{g}_{ff}}, \quad (2.12)$$

com ϵ_λ em unidades de $\text{fótons.cm}^{-3}\text{.Å}^{-1}\text{.sr}^{-1}\text{.s}^{-1}$ e T_e em eV . O fator de Gaunt $\bar{g}_{ff}$ é calculado desde funções aproximadas encontradas na referência [37] e é fracamente dependente de T_e e Z_{eff} .

A vantagem de se medir Z_{eff} através da radiação bremsstrahlung é que se obtém a informação sem levar em conta o número de espécies de impurezas presentes no plasma. Porém, este método de medida apresenta três dificuldades principais: a radiação bremsstrahlung é mais sensível a mudanças na densidade eletrônica que Z_{eff} , requerendo uma precisão muito alta na medida de n_e ; tem que se escolher uma região do espectro visível que esteja completamente livre de radiação de linha, que é

especialmente difícil nas regiões da borda do plasma onde radiações de linha de espécies atômica e molecular podem dominar a fraca radiação de bremsstrahlung (devido a baixas densidades na borda); para obter um perfil radial de Z_{eff} tem que se executar uma inversão radial das integrais de linha das intensidades medidas. Este método propaga qualquer erro de medida do plasma da borda para o centro, tornando a forma do perfil de Z_{eff} e a magnitude absoluta mais incerta.

Duas técnicas são usadas para medir o perfil radial da $Z_{eff}(r)$ desde integrais de linha de radiação contínua: A primeira técnica executa uma inversão radial (ou inversão de Abel) dos dados da intensidade de radiação bremsstrahlung (brilhança) medido pelo arranjo de fotodiodos, obtendo-se o perfil radial de emissividade de radiação bremsstrahlung, $\mathcal{E}_{brems}(r)$. Então se calcula $Z_{eff}(r)$ diretamente usando os perfis radiais da densidade eletrônica $n_e(r)$ e temperatura eletrônica $T_e(r)$. A segunda técnica considera a intensidade de radiação bremsstrahlung para cada corda observada, usando os perfis de n_e e T_e , onde o perfil de Z_{eff} é determinado por um ajuste de curvas.

Um problema bem conhecido com as medidas de radiação bremsstrahlung é a contaminação por radiação de linha [35, 38], que emana da região mais fria da borda do plasma. Isto tende a tornar a medida da emissão maior que a emissão de bremsstrahlung, especialmente para cordas perto da borda. Então, no cálculo do ajuste se inclui uma correção arbitrária para a radiação da borda, com o critério estatístico que é novamente a minimização da curva. Esta correção pode resultar em valores não físicos de Z_{eff} perto da borda do plasma, mas às vezes é necessário alcançar o melhor ajuste estatístico de todas os dados experimentais.

Um outro método que é usado para comparação de cálculo da Z_{eff} na região central é a partir da resistividade do plasma. Usando a resistividade de Spitzer no centro do plasma [39] e derivando a densidade de corrente no centro desde o fator de segurança q_0 , a Z_{eff} é:

$$Z_{eff} = 60,6 \frac{V_L q_0 T_e(0)^{3/2}}{B_\phi N(Z_{eff}) \ln \Lambda}, \quad (2.13)$$

onde T_e em keV e as outras quantidades em unidades SI. Na Eq. (2.13) V_L é a tensão de enlace no centro, B_ϕ é o campo magnético toroidal, $\ln \Lambda$ é o logaritmo de Coulomb e $N(Z_{eff})$ é a correção de Spitzer – Härn para plasmas não hidrogenoides. A Eq. (2.13) tem sido validada para uma grande gama de Z_{eff} em muitos tokamaks. O valor para q_0 é achado do cálculo do perfil da densidade de corrente baseado no perfil de T_e .

2.1.3. RADIAÇÃO DE RECOMBINAÇÃO

A recombinação radiativa é o processo quando um elétron livre se recombina com um íon e entra num estado excitado. O excesso de energia, a energia cinética do elétron e a energia de ligação do estado excitado, é libertado na forma de um fóton. Considerando que os elétrons livres têm uma gama contínua de energia cinética, então a exibição de radiação emitida apresenta-se como um espectro contínuo de comprimentos de onda. A radiação de recombinação pode ser expressa em forma semelhante como a de bremsstrahlung (Eq. 2.7) [18, 40],

$$\mathcal{E}_{rec} = 2 \frac{1.5 \times 10^{-29} R_y n_e n_i Z_i^4 \exp\left(-\frac{h c}{\lambda T_e}\right)}{\lambda^2 T_e^{3/2}} \sum_{n=n^*}^{\infty} \frac{\bar{g}_{bfn}}{n^3} \exp\left(\frac{Z_i^2 R_y}{n^2 T_e}\right), \quad (2.14)$$

dado em $\text{fótons.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}.\text{sr}^{-1}.\text{Å}^{-1}$, onde R_y é a constante de Rydberg, ou a energia de ionização para o hidrogênio (13,6 eV) e onde $\bar{g}_{fn}$ é o fator de Gaunt livre-fundamental sobre o número principal n . A dependência da temperatura eletrônica e carga iônica são diferentes da radiação bremsstrahlung. A diferente dependência da carga iônica nos impede de escrever a Eq. (2.14) na mesma forma como o bremsstrahlung, com Z_{eff} . O último termo, a soma, leva em consideração os n -casos o elétron pode entrar. Se usarmos o modelo de Bohr simples para os níveis atômicos, o número quântico principal n do nível de energia mais baixa de um íon de carga Z_i que um elétron pode entrar com a subsequente emissão de um fóton de comprimento de onda λ , é determinado por:

$$\frac{R_y Z_i^2}{(n^*)^2} \leq \frac{h c}{\lambda} \quad (2.15)$$

Para que a radiação de recombinação seja comparável ao bremsstrahlung, n^* tem que ser igual a unidade e o expoente na soma deve ser grande. Em outras palavras, a energia do fóton tem que ser muito maior que a temperatura eletrônica para a radiação de recombinação dominar. Isto significa que na gama de comprimento de onda visível, onde a energia do fóton está na ordem de 1 eV , que é muito menor que a temperatura eletrônica, a radiação no contínuo será só bremsstrahlung. Na borda do plasma, onde a temperatura eletrônica é da ordem da energia do fóton, a radiação de recombinação ainda é da ordem de alguns por cento do bremsstrahlung.

2.1.4. EMISSÃO CICLOTRÔNICA

A radiação de ciclotron surge do movimento de giro de partículas carregadas em torno das linhas do campo magnético. Os elétrons, devido a sua baixa massa e conseqüentemente frequência elevada de ciclotron $\omega = eB/m_e$, fornecem a maior parte da radiação, quando a contribuição principal e das impurezas dos íons for insignificante. No exemplo das experiências típicas da fusão, em que $B=1$ até $B=10\text{ T}$, a radiação é emitida principalmente na região espectral de microondas. Uma estimativa da densidade de potência emitida é dada na referência [41], onde a suposição de um plasma opticamente opaco para a escala espectral de interesse é utilizada.

A emissão ciclotrônica é importante em plasmas de fusão [42] onde, $T_e \sim 10\text{ keV}$ para fusão de Deutério-Tritio. Neste caso a emissão ciclotrônica eletrônica eleva a temperatura de ignição por aproximadamente 3 keV . Para fusão de Deutério-Deutério, onde $T_e \sim 50\text{ keV}$, a emissão ciclotrônica excede à bremsstrahlung. É tão grande que ignição não é possível por longo tempo a menos que o plasma seja feito tão grande para que haja bastante absorção para prevenir perdas significantes de energia. O tamanho exigido tem escala de $1/\beta^3$; assim a obtenção do beta de equilíbrio alto é importante para um reator D-D. Até mesmo com $\langle\beta\rangle=10\%$ o tamanho de plasma exigido é maior que 10 metros [42].

2.2. MODELOS ESTATÍSTICOS DO PLASMA

A radiação de linha é emitida quando um átomo, ou íon excitado, decai para um nível de energia mais baixo. Devido às altas temperaturas, os átomos e íons são facilmente excitados ou ionizados, principalmente através de colisões com elétrons. A radiação de linha é emitida nas faixas espectrais do infravermelho a raios-X. Das medidas das linhas espectrais, pode-se derivar a densidade de hidrogênio neutro, os tipos das impurezas que estão presente no plasma, densidade e estados de ionização. Esta seção discute alguns modelos de plasma para a descrição da densidade de população de níveis de energia e estados de carga, e de como os mecanismos de população dos estados excitados são relacionados à emissão de linhas espectrais.

Os modelos estatísticos são utilizados para a determinação das funções de distribuição que caracterizam o estado de um plasma, de modo que se possam determinar a população dos possíveis estados dos átomos no mesmo. Os modelos estatísticos mais simples usados para caracterização de níveis de população de átomos em plasmas são [18, 30, 43]:

- Modelo de Equilíbrio Termodinâmico Local (LTE).
- Modelo Corona.
- Modelo Colisional Radiativo.

2.2.1. MODELO DE EQUILÍBRIO TERMODINÂMICO LOCAL (LTE)

Para prever a emissão por radiação de linha do átomo de hidrogênio e espécies de impurezas, é necessário um modelo que descreva a população do estado fundamental e níveis excitados de energia. O estado (função de distribuição) de um plasma que se encontra em equilíbrio termodinâmico (TE) pode ser completamente descrito por um número finito de variáveis termodinâmicas e representado pela função de distribuição de Boltzmann:

$$\frac{n(z, p)}{n(z, q)} = \frac{g(z, p)}{g(z, q)} \exp\left(-\frac{E(p, q)}{T_e}\right) \quad (2.16)$$

onde $n(z, p)$ e $n(z, q)$ representam as densidades de população de íons com carga z no nível de energia p e q respectivamente, T_e é a temperatura eletrônica em unidades de energia, $E(p, q) = E(p) - E(q)$ a diferença de energia entre os níveis, e g é o peso estatístico dos níveis que surge devido à degenerescência dos estados quânticos em cada nível de energia.

Esse equilíbrio termodinâmico pode ser teoricamente realizado no interior de uma cavidade com paredes a temperatura constante (corpo negro). Na prática não se chega a esse equilíbrio em plasmas de laboratório, mas um equilíbrio termodinâmico local (LTE) pode ser obtido [30].

A relação de densidades de estados fundamentais de diferentes estados de ionização são determinadas pela equação de Saha [18]:

$$\frac{n(z + g, g) n_e}{n(z, q)} = \frac{2 g(z + g, g)}{g(z, q)} \left(\frac{2 \pi m_e T_e}{h^2} \right) \exp\left(-\frac{\chi(z, q)}{T_e}\right) \quad (2.17)$$

onde n_e é a densidade eletrônica e $\chi(z, q)$ o potencial de ionização do nível q de estado com carga z .

No modelo LTE, a distribuição da densidade de níveis de energia eletrônica se dá predominantemente por processos colisionais. Esses processos devem ocorrer com rapidez suficiente, de forma a poderem responder às mudanças temporais nas condições do plasma. Assim sendo, em uma determinada região no plasma, a distribuição de densidade de população dos elétrons depende apenas da temperatura, densidade e composição química do plasma.

Estas distribuições de níveis de energia só são aplicadas no equilíbrio termodinâmico local. Isto normalmente não é aplicável a plasmas de tokamak, com exceção de níveis de energia muito altos. Então, outros modelos têm que ser usados. Porém, freqüentemente é conveniente expressar esses modelos como sendo desvios das densidades do equilíbrio.

Sem detalharmos os critérios para validade do modelo LTE, resumimos aqui que as condições para sua aplicação estão relacionadas com a razão entre a probabilidade de transição radiativa e a probabilidade de transição colisional, onde a taxa de excitação colisional deve ser pelo menos 10 vezes maior que a taxa de decaimento radiativo, o que leva ao seguinte critério de aplicação [18, 44]:

$$n_e \geq 1,6 \times 10^{19} (T_e)^{1/2} (\chi_{ij}), \quad m^{-3} \quad (2.18)$$

onde T_e e χ_{ij} são dados em eV . Este critério só é satisfeito em plasmas criados em dispositivos de confinamento magnético nas transições entre os níveis mais altos, onde χ_{ij} é pequeno, e raramente é satisfeito para transições em níveis mais baixos.

Se utilizarmos os valores de T_e para o tokamak TCABR e χ_{ij} para a energia do fóton da linha H-alfa ($\sim 1,9$ eV), temos: $n_e \geq 10^{22} \text{ m}^{-3}$, o que não é satisfeito para os valores de densidade obtidos no TCABR, mostrando-nos a impossibilidade de se utilizar o modelo LTE para nossas análises.

2.2.2. MODELO CORONA

O modelo atômico proposto para explicar alguns aspectos da corona solar tem sido muito útil em estudos de plasma de baixas densidades produzidos em laboratórios. Esse modelo é válido para plasmas opticamente transparentes [44]. As relações de balanço entre a ionização colisional e recombinação radioativa são descritas respectivamente por:

$$e + N(z) \rightarrow N(z+1) + e + e, \quad e + A(z+1) \rightarrow A(z) + h\nu \quad (2.19)$$

onde e representa um elétron, $N(z)$, $N(z+1)$, $A(z)$ e $A(z+1)$ são os íons ou átomos de carga z e $z+1$, e $h\nu$ é a energia de radiação emitida. A taxa de ionização é proporcional à densidade eletrônica n_e e a taxa de recombinação é proporcional ao quadrado da densidade eletrônica n_e^2 .

- **Modelo Corona Independente do Tempo:** Neste modelo a hipótese básica é de que qualquer variação nos parâmetros do plasma seja suficientemente pequena, tal que, para cada instante, exista um novo estado estacionário. As hipóteses básicas e equações para cada estado estacionário do modelo corona independente do tempo são:
 - ◆ Os elétrons livres do plasma têm uma distribuição maxwelliana de velocidades. Não há necessidade de se fazer qualquer hipótese sobre a distribuição de velocidades das partículas pesadas, exceto quando a sua energia média for da ordem ou menor que a energia dos elétrons, pois neste caso, as colisões entre íons poderiam ser importantes.
 - ◆ O balanço entre a ionização e recombinação pode ser escrita como:

$$\frac{n(z, g)}{n(z+1, g)} = \frac{\alpha(T_e, z+1, g)}{S(T_e, z, g)} \quad (2.20)$$

onde $S(T_e, z, g)$ é o coeficiente de ionização colisional, $\alpha(T_e, z, g)$ é o coeficiente de recombinação radiativa, e g é o número quântico que representa o estado fundamental.

- ◆ As densidades das partículas dos níveis excitados são determinadas pelo balanço entre as taxas de excitação colisional do estado fundamental e a taxa de decaimento espontâneo de um estado excitado p , assim:

$$n_e n(z, g) X(T_e, g, p) = n(z, p) \sum_{q < p} A(p, q) \quad (2.21)$$

onde $X(T_e, g, p)$ é a taxa de excitação colisional, $n(z, p)$ é a densidade de partículas de carga z no estado excitado p , e $A(p, q)$ é a probabilidade de emissão espontânea do estado p para o estado q .

A emissividade $\mathcal{E}(p, q)$ (potência emitida por unidade de tempo por unidade de volume por unidade de ângulo sólido) de uma linha espectral emitida em um plasma opticamente transparente por uma transição entre os níveis p e q é determinada por:

$$\mathcal{E}^z(p, q) = \frac{h\nu}{4\pi} A(p, q) n(z, p) \quad (2.22)$$

que é válida independentemente do modelo usado para se obter $n(z, p)$. Para o equilíbrio corona, usando a Eq. (2.22), obtemos:

$$\mathcal{E}^z(p, q) = \frac{h\nu}{4\pi} \frac{A(p, q)}{\sum_{k=g}^{p-g} A(p, k)} X(g, p) n_e n(z, g) \quad (2.23)$$

A emissividade é proporcional à densidade eletrônica e à densidade do estado fundamental de íons no estado de carga z , que dependem fortemente da temperatura. Para elementos leves os valores para $A(p, q)$ são bem conhecidos e tabulados [45, 46].

A razão das densidades dos íons de carga z e $z+1$ para o modelo corona de estado estacionário com $S(T_e, z, g)$ e $\alpha(T_e, z, g)$, propostos nas referências [47] e [48] respectivamente, pode ser escrita como:

$$\frac{n(z, g)}{n(z+1, g)} = \frac{\alpha(T_e, z+1, g)}{S(T_e, z, g)} = 7,87 \times 10^{-9} \chi^2(z, g) \left(\frac{\chi(z, g)}{k T_e} \right)^{3/4} \exp\left(\frac{\chi(z, g)}{k T_e} \right) \quad (2.24)$$

onde kT_e e o potencial de ionização $\chi(z, g)$ são dados em eV.

O modelo corona, ao contrário do LTE, requer densidades eletrônicas baixas, e os elétrons devem estar a temperaturas maiores que 10^4 °K [44]. O limite máximo de densidade deve ser o ponto onde as taxas de colisões começam a serem comparáveis às de emissões por decaimento radiativo. Os valores do coeficiente de excitação $X(T_e, g, p)$ podem ser calculados a partir da seção de choque de excitação σ_{ji} , e são dados por [49]:

$$X(T_e, g, p) = \langle \sigma_{ji} v \rangle = \frac{8,5 \times 10^{-4} G f(p, q)}{T_e^{1/2} \chi(p, q)} \exp\left(-\frac{1,16 \times 10^4 \chi(p, q)}{T_e} \right) \quad (2.25)$$

onde G é o fator efetivo médio de Gaunt, $f(p, q)$ é a força do oscilador ("oscillator strength"). T_e é expresso em eV, $\chi(p, q)$ em eV e $X(T_e, p, q)$ em $\text{cm}^3 \cdot \text{seg}^{-1}$.

Um critério de aplicabilidade do modelo corona independente do tempo pode ser dado por:

$$\sum_{i < j} A_{ij} \geq n_e \langle \sigma_{ji} v \rangle = n_e X(T_e, g, p) \quad (2.26)$$

onde o valor $\sum A$ pode ser encontrado na referência [50]. Então podemos escrever o critério como

$$n_e < 5,6 \times 10^8 (z+1)^6 T_e^{1/2} \exp\left(\frac{1,162 \times 10^3 (z+1)^2}{T_e}\right) \quad (2.27)$$

Utilizando os valores de T_e (≈ 500 eV) para o tokamak TCABR e z para o hidrogênio, temos: $n_e < 8,7 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, o que não é verdade para os valores de densidade obtidos no TCABR, mostrando que este critério não é satisfeito pelo plasma do TCABR.

- **Modelo Corona Dependente do Tempo:** Neste modelo, as mudanças na densidade de população dos níveis excitados, causadas pela variação da densidade ou da temperatura eletrônica, ocorrem numa taxa que é lenta comparada com o tempo de relaxação intrínseco dos processos atômicos [51]. As equações básicas que descrevem o modelo corona dependente do tempo seguem as seguintes hipóteses:

- ◆ Os elétrons trocam energia por colisões elásticas numa taxa suficientemente rápida, tal que as variações no estado do plasma podem ser desprezadas. A distribuição de velocidades é sempre Maxwelliana.
- ◆ A ionização ocorre por colisões de um elétron com um átomo ou íon no seu estado fundamental e as recombinações ocorrem por processos radiativos. A equação diferencial que descreve a taxa da densidade de população dos níveis de um íon de carga z pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{dn(z, g)}{dt} = & n(z-1, g) n_e S(T_e, z-1, g) - n(z, g) n_e S(T_e, z, g) \\ & - n(z, g) n_e \alpha(T_e, z, g) + n(z+1, g) n_e \alpha(T_e, z+1, g) \end{aligned} \quad (2.28)$$

- ◆ As excitações ocorrem quando uma partícula no estado fundamental sofre uma colisão inelástica com um elétron. A seguir o nível excitado decai espontaneamente emitindo radiação. A taxa de variação da população de um íon no estado p é dada por:

$$\frac{dn(z, p)}{dt} = n_e X(T_e, z, g, p) n(z, g) - n(z, p) \sum_{r < p} A(z, p, r) \quad (2.29)$$

Portanto, a taxa com que é formado o íon de maior carga z é:

$$\frac{dn(z_s)}{dt} = n_e n(z_s - 1, g) S(z_s - 1) - n_e n(z_s) \alpha(z_s) \quad (2.30)$$

onde,

$$n(z_s - 1) + n(z_s) = \text{constante} \quad (2.31)$$

Este conjunto de equações tem como solução:

$$n(z_s) = \frac{[n(z_s - 1) + n(z_s)] S(z_s - 1)}{S(z_s - 1) + \alpha(z_s)} \times (1 - \exp\{-n_e [S(z_s - 1) + \alpha(z_s)] t\}) \quad (2.32)$$

tal que o tempo de relaxação intrínseco τ , característico da aproximação final do estado estacionário, é dado por:

$$\tau = \frac{1}{n_e [S(z_s - 1) + \alpha(z_s)]} \quad (2.33)$$

que poderíamos aproximar por [50] $\tau \approx 10^{12} / n_e$ (n_e em cm^{-3}). Então, para podermos utilizar este modelo para nossa análise, temos que comparar τ com o tempo de duração do plasma em questão. Como o plasma do TCABR tem um tempo de duração da ordem de **100 ms**, e o τ para o mesmo é da ordem de **100 ms a 1 s**, dependendo do tipo de descarga na máquina, o modelo corona dependente do tempo pode ser utilizado observando-se as devidas restrições.

2.2.3. MODELO COLISIONAL RADIATIVO

Este modelo contém algumas restrições impostas aos modelos LTE e corona, isto é, para os casos onde o plasma não é suficientemente tênue para que o modelo corona seja válido, e não é suficientemente denso para que o modelo LTE seja utilizado, foi desenvolvido um modelo misto chamado de Modelo colisional Radiativo. O modelo colisional Radiativo é baseado nas seguintes hipóteses [44, 50]:

- Os elétrons livres obedecem à distribuição Maxwelliana de velocidades.
- As ionizações ocorrem por colisões eletrônicas de qualquer nível ligado e são parcialmente balanceadas pela recombinação de três corpos em qualquer nível (o que não é levado em conta no modelo corona). Esses processos são representados por:

$$N(z, g) + e + e \rightarrow N(z - 1, g) + e \quad (2.34)$$

$$N(z - 1, p) + e \rightarrow N(z, g) + e + e \quad (2.35)$$

onde $N(z, p)$ representa um átomo ou íon de carga iônica z em um nível quântico p (g para o estado fundamental). Os coeficientes de ionização S e de recombinação β são definidos para que a taxa de processos individuais seja:

$$(a) \text{ ionização: } n_e n(z, p) S(T_e, z, p) \text{ (em } \text{cm}^{-3} \text{ seg}^{-1} \text{)}$$

$$(b) \text{ recombinação: } n_e^2 n(z + 1, g) \beta(T_e, z + 1, p)$$

- As transições colisionais entre todos os níveis ligados e o decaimento radiativo são feitos para todos os níveis permitidos (no modelo corona eram levadas em conta apenas as transições envolvendo o estado fundamental). Esses processos são representados por:

$$N(z, p) + e \Leftrightarrow N(z, q) + e + \text{energia cinética} \quad (2.36)$$

- A radiação é emitida quando um elétron de um nível superior decai para um nível inferior por emissão espontânea e quando um elétron livre é capturado na colisão. Esses processos radiativos podem ser representados por:

$$\begin{aligned}
N(z, p) &\rightarrow N(z, q) + h\nu \\
N(z+1, g) + e &\rightarrow N(z, p) + h\nu
\end{aligned}
\tag{2.37}$$

onde $h\nu$ representa a energia envolvida na transição do nível p para o nível q . As taxas de ocorrência desses processos são:

$$\begin{aligned}
\text{(a) decaimento espontâneo:} & \quad n(z, p) A(z, p, q) \quad (\text{em cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}) \\
\text{(b) recombinação radiativa:} & \quad n_e n(z+1) \alpha(T_e, z+1, p) \quad (\text{em cm}^{-3} \text{ seg}^{-1})
\end{aligned}$$

- O plasma é considerado opticamente transparente, especialmente na radiação de ressonância.

O modelo Colisional Radiativo é freqüentemente aplicado a plasmas de tokamak, especialmente quando as densidades são altas e as temperaturas baixas, onde é necessário levar em conta no modelo os processos de recombinação radiativa, dieletrônica, troca de carga, porque os níveis excitados podem estar significativamente povoados.

O modelo Colisional Radiativo é indicado para descrever os parâmetros do plasma e é o mais adequado para a análise das taxas de reciclagem de partículas neutras produzido no TCABR, devido à sua ampla faixa de abrangência quanto aos processos colisionais e radiativos. Por isso, será aplicado na interpretação dos resultados de medidas de emissividade da radiação H-alfa.

2.3. EMISSÃO H-ALFA NO TOKAMAK

Em certas condições o plasma de hidrogênio pode alcançar regimes diferentes dependendo da intensidade do campo magnético: o regime é chamado de “atômico” para campo magnético relativamente intenso, na qual o plasma de hidrogênio emite forte radiação atômica, e o regime “molecular” para um campo magnético relativamente fraco, no qual a radiação é predominantemente de origem molecular. Neste capítulo discutiremos o plasma de hidrogênio no regime atômico. Nas experiências, as densidades de hidrogênio dos estados atômicos de $n \geq 3$ são determinados a partir do espectro de emissão das linhas de Balmer do hidrogênio. Em plasma de hidrogênio no regime atômico, todos os níveis atômicos excitados, até mesmo estados com $n > 10$, são fortemente superpovoados.

A emissão H-alfa é um diagnóstico útil empregada em muitos tokamaks [39]. A luz observada é emitida pela reciclagem de hidrogênio neutro; devido a sua interação com o plasma é difundindo fora da área de confinamento. O uso mais comum deste diagnóstico é a medida do fluxo de partículas recicladas, e por inferência a qualidade do confinamento. Para este propósito, comumente um espectrômetro ou arranjos de fotodiodos é usado para analisar a luz da borda do plasma e registrar a intensidade da emissão H-alfa.

2.3.1. INTERAÇÃO DO PLASMA COM A PAREDE DO TOKAMAK

O confinamento magnético tem como propósito principal isolar o plasma quente da parede da câmara de vácuo relativamente frio que contém o plasma. Porém, o plasma sempre entra em contato com a parede e com outras superfícies no interior da câmara de vácuo, como o limitador. As interações resultantes são complexas e podem ter consequências muito significantes.

As duas áreas principais de preocupação são [52]:

- A parede da câmara de vácuo será danificada pelo plasma e pelos produtos de reação e,
- As impurezas provenientes da parede entrarão no plasma e resultarão em perdas de energia em forma de radiação.

O controle de impurezas refere-se a técnicas que são empregadas para manter a pureza do plasma dentro de limites aceitáveis, impedindo que átomos provenientes da corrosão da parede ou de íons dos produtos das reações nucleares entrem no plasma.

Uma técnica que é muito usada consiste no desvio magnético dos fluxos de partículas que emanam do plasma, para uma região exterior separada da coluna central de plasma. O princípio, mostrado na Fig. 2.2a, é desviar algumas ou todas as linhas de campo magnéticas perto das paredes, para fora da coluna central de plasma, numa região exterior separada desta.

Num tokamak pode-se dividir o plasma em duas regiões distintas [53]:

- O plasma da coluna central e,
- O plasma da região da sombra do limitador, conhecido também como SOL (Scrape-Off Layer).

Figura 2.2. a): Fluxo de plasma no limitador e divisor: (1) limitador simples, (2) limitador com bombeamento e (3) divisor [52]. b): Algumas configurações de limitadores e divertores [52].

As partículas do plasma da região central se difundem perpendicularmente às linhas de campo em direção às paredes do vaso. Na borda do plasma, ou seja, a região onde se encontra menor densidade de partículas e a mais alta velocidade de convecção, ocorrem fenômenos de interação plasma-parede como liberação de impurezas e reciclagem. Estes processos físicos que ocorrem nesta região influenciam as condições do plasma na coluna central.

Um divisor magnético pode ser usado para reduzir a interação entre o plasma e os materiais das superfícies circunvizinhas. Um divisor é um dispositivo que guia as linhas de campo magnéticas perto da borda do plasma, para a região do SOL, onde as partículas são neutralizadas por colisão com a placa coletora do divisor. Uma fração das partículas refletidas é bombeada para fora da câmara de vácuo, impedindo a volta do volume contaminado de plasma. O resto de partículas refletidas permanece no SOL, como um gás frio parcialmente ionizado. Os átomos de impurezas, produto da corrosão da placa coletora, são impedidos de voltar para o plasma, pelo gás de alta densidade e pela própria ação do divisor sendo ionizados.

Há três geometrias básicas de divertores Fig. 2.2b, que são utilizadas para uma máquina com geometria toroidal tipo tokamak.

- O divisor de campo poloidal está baseado em um ou muitos condutores de corrente, concêntricos com a corrente de plasma no tokamak. Tem a vantagem de manter a simetria. A principal desvantagem é a necessidade de ter os condutores dentro do recipiente de vácuo e, por conseguinte, perto das bobinas de campo toroidal.
- O divisor de campo toroidal produz um campo toroidal nulo por meio de uma bobina que leva a corrente ao raio menor do toroide, com a corrente fluindo na direção oposta às bobinas de campo toroidal. É considerado incompatível para um tokamak por causa das exigências espaciais muito complexas na geometria do tokamak. Um divisor toroidal também danifica a simetria de um tokamak.
- O divisor tipo “bundle” usa um par de pequenas bobinas enroladas que conduzem corrente, que desvia o fluxo toroidal para fora do toroide principal. Deteriora a simetria do tokamak, mas é elétrica e mecanicamente conveniente, desde que fica situado no lado radial exterior de um tokamak.

Uma alternativa ao divisor é o uso de um material “limitador” na câmara de vácuo. O limitador é um meio pelo qual o plasma pode ser mantido diretamente interagindo com a parede do vaso. O limitador consiste principalmente de um anel de metal na direção poloidal (limitador poloidal), também pode ser um anel toroidal (limitador toroidal), ou pode consistir de uma simples barra com segmentos retos.

As partículas que entram no SOL são varridas para o limitador com velocidades perto da corrente térmica, onde são refletidos como partículas neutras. Por meio de um sistema de bombeamento, uma fração significativa de partículas neutras refletida do limitador é bombeada para fora da câmara de vácuo. Portanto, o limitador pode ser utilizado como um mecanismo para remover impurezas do plasma.

Fluxos térmicos intensos e localizados sobre o limitador podem gerar elétrons fugitivos (runaway), particularmente durante baixa densidade no início das descargas. Por causa da necessidade de resistir ao choque térmico, os materiais escolhidos para limitadores são, por exemplo, tungstênio, tântalo, molibdênio, ligas refratárias, ou várias formas de carbono ou grafite. O limitador deve ser capaz de resistir à fluxos térmicos intensos sem derreter ou trincar.

2.3.2. POR QUE SE ESTUDA A EMISSÃO H-ALFA

Como o hidrogênio é o principal constituinte do plasma no tokamak TCABR, medidas da emissão de níveis excitados de átomos de hidrogênio são uma ferramenta de diagnóstico muito importante. O processo de dissociação de hidrogênio molecular também cria átomos de hidrogênio excitados.

As linhas de Balmer do hidrogênio são resultado da transição entre os estados excitados $n \geq 3$ e o primeiro estado excitado $n=2$. Os parâmetros das linhas de Balmer do hidrogênio são listados na Tabela 2.1, onde E_n é a energia de excitação do nível n (com respeito ao estado fundamental), I_n a energia de ionização (para $n=1$, $I_1=I_{ion}=13,59$ eV) e $g_n=2n^2$ é o peso estatístico do nível n . Como pode ser visto desta tabela, as probabilidades de transição para os estados excitados mais altos são muito menores que para os estados excitados mais baixos. Como as densidades de população dos estados excitados mais altos são menores, que as densidades dos estados excitados baixos, as

emissividades daqueles são menores. Então, na prática, a precisão na determinação das densidades de população é menor para as densidades dos estados excitados mais altos.

Quando um átomo é excitado para o nível $n=3$, e decai para o nível $n=2$, produz um fóton H-alfa. A emissão H-alfa é um indicador da ionização do hidrogênio porque a energia requerida para excitar o hidrogênio para o nível $n=3$ é aproximadamente igual à energia de ionização do átomo de hidrogênio [54].

Tabela 2.1: Parâmetros das linhas de Balmer do hidrogênio

Transição $n \geq 3 \rightarrow p=2$	λ (nm)	E_n (eV)	I_n (eV)	g_n
3→2 (H_α)	656,28	12,084	1,511	18
4→2 (H_β)	486,13	12,745	0,85	32
5→2 (H_γ)	43,05	13,051	0,544	50
6→2 (H_δ)	410,17	13,217	0,378	72
7→2 (H_ϵ)	397,01	13,318	0,277	98
8→2	388,91	13,383	0,212	128
9→2	383,54	13,427	0,168	162
10→2	379,79	13,459	0,136	200
12→2	375,02	13,501	0,094	288
14→2	372,19	13,526	0,069	392
16→2	370,39	13,542	0,053	512
18→2	369,16	13,553	0,042	648

A emissão H-alfa é uma função da densidade eletrônica n_e , temperatura eletrônica T_e , e população de hidrogênio neutro. Da emissividade destas linhas pode-se determinar parâmetros tais como a densidade de hidrogênio neutro, perfis de taxa de ionização (a taxa pelo qual os prótons do plasma são produzidos por ionização de átomos neutros que se difundem no plasma), fluxos de partículas na parede, e a taxas de retenção de partículas no limitador.

Desses estudos, determinaremos variações da emissão total H-alfa com a densidade média, o comportamento da reciclagem, a “profundidade” da camada de radiação no SOL (Scrape-Off Layer), e o tempo de confinamento da partícula τ_p .

2.3.3. PROCESSOS QUE CONTRIBUEM PARA A EMISSIVIDADE H-ALFA

No princípio foi suposto que os átomos de hidrogênio só são excitados através de colisões de elétrons com hidrogênio atômico. A maioria das partículas que entram no plasma são moléculas de hidrogênio. Os processos responsáveis para a ruptura da molécula e emissão de radiação e seus produtos são ilustrados na Fig. 2.3.

As moléculas de H_2 são perdidas pelos seguintes processos [55, 56]:

e

onde H^* denota um átomo produzido que pode ser excitado e então pode emitir radiação H-alfa.

O impacto eletrônico em H e H_2^+ , e a troca de carga de H , dão os outros canais de excitação dos átomos de hidrogênio:

e

Figura 2.3. Reações responsáveis para a produção de fótons H-alfa e elétrons na borda de um tokamak obtidos da referência [42].

A excitação atômica (Eq. 2.38e) é o processo que foi inicialmente considerado. É importante realçar que na ionização dissociativa de qualquer molécula H_2 (Eq. 2.38b) ou H_2^+ (Eqs. 2.38c ou 2.38d seguido por 2.38g) uma parte da afluência não dá origem à emissão H-alfa, ao contrário do que é considerado quando só são levadas em conta excitação atômica e ionização.

Na Ref. [56] são mencionadas outros processos tais como recombinação radiativa, dissociação de H_3^+ e troca de carga, que não têm importância como fontes de H^* . Embora a reação de troca de carga molecular da Eq. (2.38d) tenha uma seção de choque pequena, de acordo com a literatura [57], recentes experiências mostram que a seção de choque de troca de carga com H_2 excitado poderia ser significativamente maior e poderia dar uma contribuição. Porém, isto só afeta a relação de produção de H_2^+ , mas não significativamente o número de fótons de H-alfa emitidos por molécula. O hidrogênio molecular reciclado na parede poderia não ser excitado antes que sofresse um das reações das Eqs. (2.38a-d) [55], sendo portanto distinto do hidrogênio que é injetado dentro do recipiente.

A relativa importância das reações Eqs. (2.38a-h) é determinada ao comparar suas seções de choque. Enquanto a maioria das seções de choque são tabelados, algumas para a reação que origina H^* no estado $n=3$, não são conhecidas, e portanto têm que ser determinadas ajustando os dados para estados em que a seção de choque é conhecida [57].

Nas referências [45, 55, 56] encontram-se estimadas as contribuições relativas dos vários processos para radiação de H-alfa. É encontrado que aproximadamente 2/3 de todo H_2 se torna H_2^+ , mas a excitação dos produtos dos átomos de H restantes são a fonte principal de H-alfa: só aproximadamente 20% de fótons H-alfa são produzidos através dos impactos de elétrons em moléculas (H_2 e H_2^+). As discrepâncias aparentes podem ser explicadas como segue. A parte de recombinação dissociativa e excitação de H_2^+ , e também a ionização dissociativa ($H_2^+ + e \Rightarrow H^+ + H + 2e$), precisam ser levadas em conta para a produção total de H-alfa, porque reduz o número de átomos de hidrogênio excitado.

Figura 2.4. Número médio de fótons H-alfa produzidos por molécula H_2 depositada num plasma de baixa densidade, onde as curvas significam: (1) excitação dissociativa (ED) de H_2 , (3) ED e recombinação dissociativa (RD) de H_2^+ , (4) todos os processos moleculares (soma das curvas 1 e 3), (5) excitação de átomos H , e (6) todos os processos – o rendimento total por molécula (soma das curvas 1, 3 e 5). A curva 2 mostra o número de fótons H-alfa por íon de H_2^+ a través de RD e ED de H_2^+ , conforme dado na referência [55].

Enquanto os processos moleculares não têm nenhuma importância para a produção total de H-alfa, porque a maioria das reações conduz ao H^* , eles podem ter consequências significativas para a emissão local de H-alfa. A meia vida de H_2^+ , derivada das seções de choque dos processos dissociativos, é da ordem de vários microsegundos. Então, a carga H_2^+ tem tempo suficiente para ser transportada ao longo das linhas de campo no SOL, ou no plasma, e dar a radiação H-alfa em uma localização completamente diferente de onde as moléculas H_2 entram no SOL. Isto influencia a compreensão das assimetrias dentro da emissão H-alfa.

Dependendo da quantia de reciclagem, que difere entre tokamaks, a produção de fótons de H-alfa, levando em conta os processos moleculares, é da ordem de 0,04 a 0,08 fótons por molécula [55, 56]. O número total de fótons H-alfa por molécula é mostrado como uma função da temperatura eletrônica na Fig. 2.4 (curva 6). Nestes cálculos a troca de carga (Eq. 2.38h) é levada em conta, com contribuições perto do 30% da radiação.

2.3.4. CONFINAMENTO DE PARTÍCULAS

Para um plasma no qual a fonte de elétrons é principalmente hidrogênio atômico, então a fonte de elétrons é diretamente proporcional à emissão de uma linha espectral do hidrogênio [46, 51]. A linha selecionada para medidas da fonte de elétrons no TCABR é H-alfa ($\lambda=656,3 \text{ nm}$). Utilizando o modelo

colisional radiativo para o hidrogênio, se observa que o número de ionizações devido a colisões eletrônicas, por fóton emitido de H-alfa, é aproximadamente uma constante perto de **10** para $T_e > 10^5$ K, na região onde a mais intensa luz H-alfa é emitida (Fig. 2.5) [46, 58].

Figura 2.5: Número de ionizações ocorridas por fóton H-alfa emitido, conforme obtido na referência [18].

Para pequenos valores do número de carga efetivo, Z_{eff} , o número de íons H^+ é aproximadamente igual ao número total de elétrons [46]. Então, o fluxo total de hidrogênio neutro que entra no plasma é proporcional ao número total de fótons H-alfa emitidos pelo plasma, e o tempo de confinamento das partículas pode ser deduzido da emissão H-alfa [59]. Reações moleculares não são consideradas como a fonte imediata de elétrons no plasma nem como uma fonte de emissão H-alfa, desde que espectros moleculares não são observados no TCABR.

- **Tempo de confinamento:** Utilizando espectroscopia absoluta da radiação de hidrogênio, é possível deduzir o tempo de confinamento global das partículas no plasma. Seguindo a Ref. [60], temos:

$$\tau_p = \frac{N_e}{\Gamma - \frac{dN_e}{dt}} \quad (2.39)$$

onde N_e é o número total de elétrons no plasma (número total de íons H^+), e Γ é a taxa de ionização de novas partículas do plasma (afluência total de íons H^+); logo temos a equação de continuidade:

$$\frac{dN_e}{dt} = -\frac{N_e}{\tau_p} + \sum \text{taxa de ionização} \quad (2.40)$$

o primeiro termo do lado direito nos indica a razão de perda e o segundo termo a produção ou ionização total. Do modelo radiativo-colisional, obtém-se a equação de equilíbrio para o caso do hidrogênio como sendo:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_0 n_e S^{CR} - n_+ n_e \alpha^{CR}, \quad (2.41)$$

onde n_+ é a densidade de íons de hidrogênio, S^{CR} é o coeficiente de ionização radiativo colisional e α^{CR} é o coeficiente de recombinação radiativo colisional.

Para um plasma puro, onde as impurezas são fontes insignificantes de elétrons no plasma,

$$\frac{dN_e}{dt} = -\frac{N_e}{\tau_p} + \int n_e n_0 S d^3r, \quad (2.42)$$

onde n_0 é a densidade de partículas neutras e S é o coeficiente da taxa de ionização por impacto eletrônico.

A intensidade (radiância) da radiação H-alfa é determinada por [57]:

$$B = \int_{-a}^a \frac{1}{4\pi} \epsilon_\alpha dr, \quad (\text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}) \quad (2.43)$$

onde ϵ_α é a emissividade H-alfa e a linha de visada do detector é ao longo de um diâmetro menor da descarga. Podemos fazer uma estimativa da razão dos coeficientes de ionização e recombinação através da seguinte expressão [61]:

$$\frac{S^{CR}}{\alpha^{CR}} = \frac{n_{z+1,1}}{n_{z,1}} = 1,27 \times 10^8 \frac{1}{(\chi_{ij})^2} \left(\frac{T_e}{\chi_{ij}} \right)^{3/4} \frac{1}{\exp\left(\frac{\chi_{ij}}{T_e}\right)}, \quad (2.44)$$

onde χ_{ij} é o potencial de ionização.

Substituindo os valores para a linha H-alfa, usando um T_e mínimo de $1,5 \text{ eV}$, temos que:

$$\frac{S^{CR}}{\alpha^{CR}} \approx 1 \times 10^6 \gg 1, \quad (2.45)$$

então podemos ignorar o termo que envolve no segundo termo da Eq. (2.41) e escrever:

$$\left. \frac{dn_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = n_0 n_e S^{CR} \quad (\text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}) \quad (2.46)$$

A emissividade ϵ_α da linha H-alfa é dada por:

$$\epsilon_\alpha = n_0 n_e \langle \sigma_{13} v \rangle A_{32}, \quad (\text{fótons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}) \quad (2.47)$$

onde $\langle \sigma_{13} v \rangle$ é o coeficiente de excitação colisional do nível $n=1$ para o nível $n=3$, e A_{32} é o coeficiente de Einstein para o decaimento ao estado $n=2$. Comparando as Eqs. (2.46) e (2.47), encontramos que a produção local de elétrons está relacionada com a emissividade da linha H-alfa por:

$$\left. \frac{dn_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = \frac{S^{CR}}{\langle \sigma_{13} v \rangle A_{32}} \epsilon_\alpha \quad (2.48)$$

Os parâmetros atômicos, como S , $\langle \sigma_{13} v \rangle$ e A_{32} são conhecidos em tabelas [46] e, assim sendo, a Eq. (2.48) nos permite calcular o tempo de confinamento de partículas e o fator de reciclagem. A Eq. (2.48), no entanto, ainda pode ser desenvolvida de tal modo que contenha parâmetros mais conhecidos, como temperatura e densidade eletrônica. Para isso fazemos:

$$\left. \frac{dn_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = n_1 n_e S^{CR}, \quad (2.49)$$

onde n_1 é a densidade do hidrogênio neutro no nível $n=1$. Neste caso a emissividade local será:

$$\varepsilon_\alpha = n_3 A_{32}, \quad (2.50)$$

onde n_3 é a densidade de partículas neutras com elétrons no estado excitado $n=3$, então a intensidade B de H-alfa (Eq. 2.28) fica:

$$B = \int_{-a}^a \frac{1}{4\pi} n_3 A_{32} dr \quad (2.51)$$

Na Eq. (2.50), a dificuldade ainda é a determinação do fator n_3 . No trabalho de Johnson e Hinnoy [46], a densidade do hidrogênio excitado no nível $n=3$ é substituída por:

$$n_3 = n_1 r_1(3) \frac{n_E(3)}{n_E(1)}, \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (2.52)$$

onde $n_E(j)$ é a densidade de população do j -ésimo nível de acordo com a equação de Saha em equilíbrio e $r_1(3)$ é um parâmetro obtido da solução do conjunto de equações diferenciais de equilíbrio para o modelo colisional radiativo tabelado em [62]. A razão $n_E(1)/n_E(3)$ então pode ser escrita em função da temperatura eletrônica como sendo [46]:

$$\frac{n_E(1)}{n_E(3)} = \frac{1}{9} \exp\left(\frac{12,087}{T_e}\right) \quad (2.53)$$

A partir das Eqs. (2.49), (2.50), (2.52) e (2.53) obtemos:

$$\left. \frac{dn_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = \frac{n_e}{A_{32}} \frac{S^{CR}}{r_1(3)} \frac{1}{9} \exp\left(\frac{12,087}{T_e}\right) \varepsilon_\alpha \quad (2.54)$$

onde os valores de S^{CR} e $r_1(3)$ são apresentados na Ref. [51] para cada valor de T_e e n_e . Fazendo uma comparação das equações (2.48) e (2.53) obtemos:

$$\frac{S^{CR}}{\langle \sigma_{13} v \rangle A_{32}} = \frac{n_e}{A_{32}} \frac{S^{CR}}{r_1(3)} \frac{1}{9} \exp\left(\frac{12,087}{T_e}\right) \quad (2.55)$$

De acordo com a Tabela 2.2 podemos definir o valor da razão para o tokamak TCABR ($n_e \approx 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e na borda temos que $T_e \approx 11 \text{ eV}$) como sendo:

$$\frac{1}{\varepsilon_\alpha} \left. \frac{dn_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = \frac{n_e n_E(1) S^{CR}}{A_{32} n_E(3)} = 13,19 \text{ ionizações/fóton}, \quad (\text{na borda}) \quad (2.56)$$

Tabela 2.2: Taxa de ionização por emissão H-alfa (número de ionizações por fóton) para diferentes temperaturas e densidades [46].

T_e (eV)	$\bar{n}_e$ (cm ⁻³)			
	10 ¹¹	10 ¹²	10 ¹³	10 ¹⁴
1,4	0,69	0,92	1,70	2,79
2,8	2,06	2,58	4,24	17,98
5,5	4,54	5,24	9,17	34,03
11	6,98	8,09	13,19	47,75
22	8,83	10,11	15,80	56,11
44	10,12	11,30	16,84	54,38
88	10,76	11,82	16,83	51,39
177	10,54	11,84	16,19	45,28

Na referência [58] é encontrado que a relação $n_0 n_e S / n_3 A_{32}$ (Eq. 2.55) é aproximadamente independente de n_e e T_e , desde que $n_e \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $T_e \geq 5 \text{ eV}$, e é independente de n_0 . Em geral, pode-se ter a emissividade como uma função do raio para calcular τ_p . Assim, temos das Eqs. (2.41) e (2.51), que a taxa de ionização em função de parâmetros conhecidos é [57]:

$$\begin{aligned}
 \int_0^a n_e n_0 S r dr &\approx \frac{1}{2} a \int_{-a}^a \left(\frac{n_e n_0 S}{n_3 A_{32}} \right) (n_3 A_{32}) dr \\
 &\approx \frac{1}{2} a \left(\frac{n_e n_0 S}{n_3 A_{32}} \right) \int_{-a}^a (n_3 A_{32}) dr \\
 &= 2 \pi a \left(\frac{n_e n_0 S}{n_3 A_{32}} \right) B
 \end{aligned} \tag{2.57}$$

Finalmente, supondo simetria toroidal, temos que durante o estado estacionário da descarga (durante a fase de equilíbrio), a taxa de troca no número de íons ou elétrons (produção e perda), dN_e/dt , é muito pequena e poderia ser desprezada na Eq. (2.41) ($dn_e/dt=0$); então temos o tempo de confinamento das partículas como sendo [57]:

$$\tau_p = \frac{3 a}{16 \pi} \left(\frac{n_3 A_{32}}{n_0 n_e S} \right) \frac{\bar{n}_e}{B}, \tag{2.58}$$

onde o raio do plasma a é dado em cm, densidade eletrônica n_e em cm⁻³ e a intensidade B de H-alfa em $\text{fotons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$.

2.3.5. PROCESSOS DE RECICLAGEM

A reciclagem nas paredes e no limitador, nas descargas em um tokamak, desempenha um papel importante na dinâmica do plasma. A dinâmica das partículas na maioria das descargas é dominada por reciclagem. Devido a sua alta taxa, o plasma pode ser mantido por um tempo maior de confinamento das partículas, sem a injeção de gás neutro. Os detalhes da reciclagem estão relacionados com a questão de formação do plasma com gás pulsado. O mecanismo responsável pela desorção do gás de trabalho desde a superfície do recipiente também causa a desorção de gases de

impureza e, assim eles são importantes na realização de descargas de alta densidade do plasma e em descargas de limpeza. A reciclagem foi estudada em muitos tokamaks por vários métodos experimentais.

A seguir, são descritas as técnicas usadas para estudar a reciclagem e os principais resultados. As taxas de reciclagem são fortemente dependentes da condição da parede antes da operação do tokamak, como afetado por “baking”, descarga de limpeza, e “gettering”. Além disso, a condição da parede e as taxas de reciclagem também podem mudar profundamente como resultado das contínuas descargas do tokamak.

- **Processos fundamentais:** São conhecidos três processos que conduzem à reciclagem de partículas no plasma: retroespalhamento de íons incidentes, armadilhamento e a subsequente difusão e re-emissão, e desorção do gás de trabalho absorvido na superfície [36]. O último pode ser causado por fótons, troca de cargas neutras, ou bombardeio de plasma.

O livre caminho médio para ionização e troca de cargas com partículas neutras originadas no plasma é

$$\lambda = \frac{v}{n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ionização}} + n \langle \sigma v \rangle_{\text{intercambio de carga}}}, \quad (2.59)$$

onde $\langle \sigma v \rangle$ é o coeficiente de excitação colisional e v é a velocidade média das partículas neutras.

Para a presente operação da máquina, com $n_e \leq 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ e raio menor, $a \leq 18 \text{ cm}$, λ é maior que a , e fluxos significantes de partículas neutras de alta energia são incidentes nas paredes. Como 50% destas partículas neutras serão refletidas com energias entre 30% e 50% da incidente [63], o resto das partículas é depositado no metal do vaso, no qual eles serão difundidos e em algum momento posterior vêm à superfície e reapareçam em descargas subsequentes. Como o produto de $(n_e a)$ aumenta, o fluxo de partículas de alta energia é atenuado e as paredes são bombardeadas com partículas neutras cujas energias refletem a regiões de temperatura mais frias na borda.

De acordo com [64], demonstra-se que estas partículas penetram a profundidades de só algumas centenas de angstroms. Não obstante, por causa de difusão no volume, espera-se que a densidade de equilíbrio do hidrogênio seja estabelecida em escalas de tempo bastante curtas.

Uma atenuação semelhante do fluxo de partículas de alta energia acontece em máquinas menores de plasma a alta densidade. Assim no futuro, com o aumento do tamanho das máquinas e da densidade do plasma, a desorção e a baixa energia das partículas refletidas se tornarão os processos dominantes, conduzindo-as à reciclagem.

- **Fator de reciclagem:** Na equação de equilíbrio, os termos da produção de elétrons podem ser subdivididos em três tipos de contribuições:

$$\sum S_i = \Phi_e^H + \Phi_e^i + \Phi_g, \quad (2.60)$$

onde Φ_e^H é o fluxo devido ao gás de trabalho, hidrogênio, Φ_e^i é o fluxo devido a impurezas e Φ_g o fluxo devido à injeção de gás (puffing) durante a operação do tokamak.

Os termos Φ_e^H e Φ_e^i podem ser combinados, se considerarmos que a razão entre os dois termos é proporcional às respectivas concentrações de cada elemento no plasma.

$$\frac{\Phi_e^H}{\Phi_e^i} = \frac{n_H}{\sum_j n_j z_j} \quad (2.61)$$

então

$$\left. \frac{dN_e}{dt} \right|_T = \Phi_e^H \left(1 + \frac{\sum_j n_j z_j}{n_H} \right) - \frac{N_e}{\tau_p} \quad (2.62)$$

e a produção de íons pode ser colocada em termos da perda por meio de uma constante R , que é o fator de reciclagem definido por:

$$R = 1 - \frac{\tau_p}{\tau_0}, \quad (2.63)$$

onde da Eq. (2.41) se têm:

$$\tau_p = \frac{N_e}{\sum S_i - \frac{dN_e}{dt}} \quad (2.64)$$

e

$$\tau_0 = - \frac{N_e}{dN_e/dt} \quad (2.65)$$

A Eq. (2.63) representa a qualidade do equilíbrio produzido num tokamak. Logo a Eq. (2.62) pode ser expressa como:

$$\left. \frac{dN_e}{dt} \right|_T = R \frac{N_e}{\tau_p} - \frac{N_e}{\tau_p} \quad (2.66)$$

que nos fornece:

$$\log N_e(t) = - \frac{(1-R)}{\tau_p} t + k \quad (2.67)$$

ou

$$N_e(t) = N_e(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \quad (2.68)$$

Finalmente o fator de reciclagem é [51]:

$$R = \frac{\sum S_i}{n_e} \tau_p = 2 \pi a \left(\frac{n_e n_0 S}{n_3 A_{32}} \right) \frac{B}{\bar{n}_e} \tau_p \quad (2.69)$$

2.3.6. DENSIDADE DE PARTÍCULAS NEUTRAS

O conhecimento da densidade de partículas neutras do hidrogênio no SOL é crucial para a compreensão dos processos físicos nesta região do plasma. O decaimento característico das partículas neutras dentro do SOL é um fenômeno que tem relação direta com a formação do modo de alto confinamento ou modo-H no plasma [65, 66, 67]. Existem três métodos para medir o perfil de densidade das partículas neutras. O método mais geral é usando fluorescência induzida por um laser, determinando a densidade do estado fundamental do hidrogênio. Este método foi aplicado com sucesso no Tokamak TEXTOR [68], sendo a principal dificuldade a produção da radiação do laser na região ultravioleta no vácuo. A segunda possibilidade é o uso da densidade eletrônica e diagnósticos de troca de carga junto com um código computacional de modelagem para calcular os perfis da densidade de partículas neutras [65, 69]. Finalmente a radiação da transição H-alfa é relacionada diretamente à densidade de partículas neutras e pode ser espectroscopicamente medida de uma maneira direta. Um arranjo apropriado de linhas de visada e suposições adicionais, como a simetria toroidal, permitem a reconstrução direta do perfil radial da radiação H-alfa e finalmente da densidade de partículas neutras.

A densidade de partículas neutras é calculada usando a Eq. (2.47): $\epsilon_\alpha = n_0 n_e \langle \sigma_{13} v \rangle A_{32}$, onde ϵ_α é a emissividade de radiação H-alfa, n_e a densidade eletrônica, n_0 a densidade do hidrogênio neutro e $\langle \sigma_{13} v \rangle$, A_{32} são constantes conhecidas. Então temos que n_0 é proporcional a ϵ_α / n_e

CAPÍTULO III. MÉTODO TOMOGRÁFICO DE RECONSTRUÇÃO ALGÉBRICA

Nas experiências no TCABR são precisos parâmetros de plasma com perfil espacial para a análise de processos físicos relevantes. Diagnósticos com resolução espacial são habitualmente empregados para determinar a densidade e temperatura eletrônica. Também são feitas medidas passivas da emissão de fótons para estabelecer as propriedades das impurezas e o cálculo da temperatura iônica. Os perfis radiais de algumas grandezas físicas podem ser obtidos usando uma varredura numa direção da coluna do plasma, desde que a simetria axial pode ser suposta e empregando o método convencional de inversão de Abel. Quando a configuração de confinamento é axialmente assimétrica, como no caso do TCABR, devem ser usadas técnicas mais complexas.

A tomografia computacional é uma ferramenta útil para diagnósticos de plasma em tokamaks. Infelizmente, o acesso ao tokamak é fortemente limitado em muitos experimentos, o que torna a inversão tomográfica um problema altamente indeterminado ou “mal condicionado”.

Neste capítulo é apresentado, em forma detalhada, o método Tomográfico de Reconstrução Algébrica “ART”, que será utilizado para a reconstrução da emissividade do plasma no TCABR na faixa de luz visível. Técnicas tomográficas de reconstrução algébrica foram intensamente aplicadas na medicina [70], na obtenção de imagens nos escaneres SPECT (“Single Photon Emission Computerized Tomography”) e PET (“Positron Emission Tomography”). Algumas vantagens da aplicação de algoritmos iterativos com dados fortemente limitados serão discutidas em detalhe ao longo deste capítulo. Para conhecer outros métodos de inversão tomográfica, existe uma gama extensa de referências bibliográficas [70, 71, 72].

3.1. TOMOGRAFIA

O problema da reconstrução do interior de um objeto, a partir de projeções, foi estudado por muitos pesquisadores em diversas áreas. Em muitas aplicações há necessidade de examinar a estrutura interna de um objeto sem abri-lo. Os médicos querem ver o interior do corpo humano e os geólogos anseiam ver uma seção do interior da terra. Por várias razões, eles não podem fazer muitas aberturas no objeto. O conjunto de técnicas para obter estas seções da parte interna do objeto, sem alterar suas propriedades, é conhecido por tomografia.

Primeiro foram desenvolvidas técnicas de reconstrução de imagem para uso em radioastronomia [73], com a finalidade de identificar regiões do sol que emitem radiação de microondas. A principal dificuldade é que as antenas de microondas não focalizam pontos, somente cortes que cruzam a superfície solar como uma corda. Assim a emissão total de uma corda foi medida, e desde uma série de somas de cordas, foi reconstruído um mapa da atividade solar. Também foram desenvolvidas independentemente técnicas de reconstrução de imagem para aplicações ópticas [73, 74, 75].

Um passo significativo foi dado por Cormack [76, 77], que desenvolveu uma técnica matemática para reconstruir imagens desde projeções de raios-x e a aplicou para medidas em amostras simples (“phantoms”).

No campo de aplicações médicas, um escaner de raios-x que reconstrói a estrutura interna do corpo humano a partir de medidas da absorção radiativa foi construído em 1972 pela empresa EMI Ltd. [78], e teve um grande impacto no diagnóstico radiológico.

Todas as técnicas de reconstrução tomográficas fazem uso de ondas, que podem ser de origens eletromagnéticas ou acústicas. Estas ondas podem ser emitidas, absorvidas, transmitidas, refletidas, refratadas e difratadas, ou combinações destas, através de estruturas dentro do objeto. Nestes casos tratamos de tomografia de emissão, transmissão, reflexão e difração. Em todos os casos devem ser observadas ondas oriundas de muitas direções de propagação. Quanto maior o número de direções de visada melhor torna-se a reconstrução do objeto. Em resumo, a tomografia é a imagem da estrutura interna do objeto visto de muitas direções.

Sob certas condições, a propagação da onda é quase ao longo de linhas retas, ou cordas. A condição mais importante é de que as características do objeto não se alterem muito num comprimento de onda. Esta condição é geralmente satisfeita para comprimentos de onda curtos. Quando se aplica a aproximação de linhas retas, a descrição de propagação de onda é grandemente simplificada e assim pode-se fazer a tomografia. Outra vantagem ao considerar a propagação ao longo de linhas retas é a possibilidade de considerar a propagação proveniente de cortes isolados do meio; isto permite reconstruir seções isoladas do objeto. Estas duas simplificações tornam a tomografia matematicamente equivalente à reconstrução de uma função de duas dimensões a partir de integrais de linha. Esse processo é descrito pela transformada inversa de Radon que será discutida mais adiante.

Utilizando comprimentos de onda mais longos, por exemplo ondas de rádio e ondas acústicas, a aproximação de linhas retas pode não ser válida. Porém, parte da simplificação da tomografia de linha reta pode ser conservada quando a propagação da onda é através de cordas longas (curvadas). Esta aproximação é aplicada na obtenção da imagem do interior da terra [79]. O conceito de cordas é formulado pela aproximação de ótica geométrica. Quando o comprimento de onda for muito longo para a aproximação de ótica geométrica, efeitos de difração têm que ser considerados, e o conceito de linhas retas já não são mais validos. Este é o domínio da tomografia de difração que encontra sua aplicação na indústria petroleira [80].

Quando a propagação da onda não é ao longo de linhas retas, a propagação geralmente não é confinada num plano. Por conseqüência, é impossível considerar cortes isolados. Isto implica que a medida e as técnicas de reconstrução ficam muito mais difíceis, e o nome tomografia se torna inapropriado. Contudo, se a simetria do objeto permitir, há uma possibilidade de limitar as medidas para a reconstrução de uma seção. Se supormos que o objeto não varia numa certa direção, seções perpendiculares isoladas a esta direção podem ser obtidas. Quando essa suposição de simetria não pode ser feita, e quando a coleta de dados for insuficiente para reconstruir o objeto tridimensional, ainda pode ser possível deduzir algumas de suas propriedades estatísticas. Isto é chamado de tomografia estatística.

Neste trabalho, a reconstrução tomográfica da emissividade do plasma usa luz visível com comprimentos de onda entre 200 nm e 700 nm. Pela aproximação de ótica geométrica, a condição de linha reta é plenamente satisfeita para essa faixa de comprimentos de onda, portanto só será considerada a tomografia de linha reta.

Comumente a tomografia de linhas retas corresponde a cordas. As integrais de linha, que são os dados experimentais, correspondem a uma mudança em amplitude ou fase das ondas que se propagam ao longo destas cordas. A integração pode ser de uma destas três quantidades: o coeficiente de absorção do objeto, sua emissividade, ou sua variação de fase (inverso da velocidade de fase). Conseqüentemente, a tomografia reconstrói a imagem interna da absorção do objeto, emissão do objeto e da fase do objeto respectivamente. Damos um exemplo de cada um destes casos.

- **Absorção do objeto:** A aplicação mais famosa é a varredura CT (“Computerized Tomography”) para a obtenção de imagens com fins médicos. Em tal dispositivo, uma fonte de raios-x move-se ao redor do paciente. Um detector mede a atenuação da radiação de raios-x,

ao longo de muitas linhas num plano, através do paciente. A escala de atenuação é igual ao logaritmo natural do coeficiente de absorção integrado ao longo da linha de visada. A reconstrução tomográfica gera uma imagem do coeficiente de absorção numa seção do paciente [70, 78].

- **Emissão do objeto:** Em uma variante a varredura CT, os raios-x absorvidos pelo paciente são substituídos por algum elemento cujas características são feitas para emitir raios gama. Isto é realizado por administração de isótopos radioativos ligados a moléculas orgânicas que preferencialmente se aglomeram em áreas de interesse. A radiação se propaga em linhas retas e não é absorvida pelo paciente. As radiações resultantes são medidas ao redor do paciente e a imagem final mostra a emissividade do paciente. Esta técnica é chamada de tomografia de emissão de pósitrons, ou PET (Positron Emission Tomography) [70, 78].
- **Fase do objeto:** A variação da velocidade de fase de uma onda através de um objeto sinaliza a estrutura espacial deste. Esta variação de fase só pode ser observada por métodos indiretos, tal como a interferência (o instrumento que mede esta mudança recebe o nome de interferômetro). O plasma é um objeto de fase para certos comprimentos de ondas. No plasma os elétrons livres mudam a velocidade de fase das ondas geradas pelo interferômetro, onde a diferença de fase da onda que se propaga através do plasma é proporcional à densidade eletrônica integrada ao longo da linha de visada. Se tivermos muitas visadas pode-se reconstruir a imagem da distribuição da densidade eletrônica numa seção do plasma [81].

3.2. PROBLEMAS INVERSOS

A tomografia faz parte da classe de problemas inversos que são distintos da classe de problemas diretos. Ambos os tipos de problemas lidam com o estado de um objeto, por um lado, e com um conjunto de observações experimentais, no outro. Naturalmente o estado do objeto e as observações experimentais estão relacionados pelas leis da física.

O problema direto é uma questão de interpretação: determinado o estado do objeto, explicar ou prever o resultado do experimento. Isto é um problema de física computacional. O problema direto segue a ordem natural de causa e efeito. O problema inverso é uma questão de inferência: o que podemos dizer sobre o estado de um objeto desde sua observação ou através de dados experimentais? Aqui a ordem é invertida: deduzir a causa a partir do efeito. É claro que o problema direto deve ser bem entendido, antes de fazer a tentativa em resolver o problema inverso. Em tomografia, o estado desconhecido é uma distribuição de duas dimensões e os dados experimentais correspondem a integrais de linha.

Em tomografia, o problema inverso é equivalente a achar uma solução a um conjunto de equações integrais. Outro tipo de problema inverso é a necessidade de achar uma solução a um conjunto de equações diferenciais parciais. Em ambos os casos, a física determina a forma das equações. Os dados experimentais dão os valores das integrais no primeiro caso e as condições iniciais e de fronteira no segundo.

A dificuldade em lidar com problemas inversos é que eles são freqüentemente mal posto ("ill-posed"). Um problema é mal posto se cumpre uma das seguintes propriedades:

- a solução não existe, ou
- a solução não é única, ou
- a solução é muito sensível a pequenas variações na entrada, em outras palavras, é instável.

A primeira característica parece imprópria a problemas inversos, porque sabemos que a solução existe; ela é o estado do objeto que observamos. Porém, devido a erros de medida, a formulação matemática aproximada do problema pode não ter solução. A segunda e terceira propriedades estão relacionadas e entram em jogo quando os dados experimentais contiverem informação insuficiente para deduzir a informação desejada sobre o estado do objeto. Como consequência, a solução para o problema inverso não é única ou é extremamente sensível a pequenas variações nos dados. De todas as três propriedades, a terceira é a mais perigosa.

A aproximação geral para superar a terceira propriedade (instabilidade da solução para pequenas variações nos dados) é chamada de regularização [71]. O conceito de regularização foi proposto por Tikhonov [82]. A idéia é usar alguma informação adicional para amortecer o comportamento turbulento da solução. A informação adicional é calculada dentro de uma norma no espaço de solução. O mínimo desta norma é a mais provável solução. O peso da norma no algoritmo é indicado pelo parâmetro de regularização λ , que pode ser visto como uma medida da importância da regularização. Se a regularização for aplicada de uma maneira correta, a solução para o problema inverso pode aproximar-se da verdadeira solução quando $\lambda \rightarrow 0$ e os erros de medida desaparecem. Isto é o chamado critério de Tikhonov.

Outro modo para entender a regularização vem da explicação feita por Bertero [83]: “O papel do conhecimento prévio é discriminar entre soluções interessantes e soluções espúrias, geradas pela propagação descontrolada de erros nos dados de medida. O princípio do método de regularização é incluir explicitamente condições adicionais no início, em lugar de recorrer, durante os cálculos, a alguns artifícios que eliminem a instabilidade. As desvantagens essenciais de tais artifícios são as implicações diretas na obtenção de soluções admissíveis, que freqüentemente permanecem na escuridão”.

Isto é o que se denomina critério de Bertero, onde se inclui a informação previa explicitamente, antes de começar a fazer os cálculos. Este critério força a resolver o problema inverso exatamente na prescrição matemática da solução. O uso do parâmetro de regularização de Tikhonov exige um conhecimento do critério de Bertero.

Existem situações onde o problema não é linear, porque as grandezas físicas não são uma função linear das variáveis. O mal condicionamento, porém, não é uma propriedade exclusiva dos problemas não lineares. Como veremos posteriormente, problemas inversos lineares podem ter soluções instáveis. A tomografia é um problema linear, e por isso focalizaremos o estudo em problemas inversos lineares e a regularização deles.

Em muitos problemas inversos, o número de quantidades desconhecidas é infinito. Tal é o caso em tomografia, onde a função de duas coordenadas, que variam suavemente, deve ser reconstruída a partir de um conjunto finito de medidas.

Isto ilustra o que já dissemos; que muitos problemas inversos são mal postos: os dados experimentais não passam toda a informação ao observador. A perda de informação é bastante geral: muitos estados podem ser descritos por um número infinito de parâmetros, considerando que o experimento só provê um conjunto finito de dados. A limitação é resultado das amostras. Esta discrepância (finito versus infinito) causa o déficit de informação que torna o problema um problema mal posto.

Existem basicamente duas estratégias para reconciliar a limitação do conjunto de dados experimentais com o número infinito de parâmetros do estado desconhecido. Na primeira aproximação, denominada teoria inversa contínua, começamos como se o conjunto de dados fosse completo e portanto efetivamente infinito. Na segunda aproximação, denominada teoria inversa discreta, aceitamos a limitação no conjunto de dados, efetuamos as correções necessárias desde o começo. Tentamos

achar um conjunto limitado de parâmetros que descrevam a solução. Esta distinção é usada nas referências [84, 85].

Na teoria inversa contínua, tanto os dados como os estados são tratados como distribuições cujos argumentos são quantidades contínuas de números reais. Os métodos de reconstrução que resultam desta estratégia são chamados de métodos analíticos. Métodos analíticos são baseados em soluções matemáticas exatas das equações de imagem e conseqüentemente são mais rápidos.

Na teoria inversa discreta, os dados e o estado são tratados como distribuições discretizadas. Os métodos de reconstrução são chamados de métodos iterativos. Os métodos iterativos produzem soluções numéricas que são pensadas como um modo de “força – bruta” de se resolver às equações de imagem.

3.3. TÉCNICAS DE RECONSTRUÇÃO TOMOGRÁFICA

Nesta seção somente os métodos de comparação que são usados em problemas semelhantes em física de plasma são nomeados e o método que será usado na tese é desenvolvido em forma detalhada na seção 3.10. Apesar dessa restrição, a maior parte dos métodos de reconstrução tomográfica são enumerados; maiores detalhes podem ser encontrados nas referências [70, 71, 72, 86].

Nesta seção, começamos enumerando alguns dos métodos da **teoria inversa contínua** (métodos analíticos) para resolver o problema tomográfico; estes métodos são:

- Reconstrução Bidimensional de Fourier.
- Retroprojeção Filtrada (“Filtering Back-Projection” FBP).
- Métodos de Cormack.

Nesta tese não usamos os métodos analíticos. Agora enumeramos os métodos da **teoria inversa discreta** (métodos iterativos); estes métodos são:

- Método da Máxima Entropia.
- Métodos Iterativos: técnicas de reconstrução algébrica aditiva (ART), e multiplicativa (MART).

Como vimos, a tomografia é equivalente à reconstrução de uma distribuição a partir de suas projeções. No que segue apresentamos a transformada de Radon, que é uma descrição matemática da tomografia.

3.4. TRANSFORMADA DE RADON

A Transformada de Radon é uma descrição matemática do problema direto (os trabalhos originais de Radon encontram-se nas referências [87, 88]). A transformada de Radon pode ser definida num formalismo mais geral como

$$f(\xi_0, \xi_1, \xi_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(x, y) \delta(\xi_0 - \xi_1 x - \xi_2 y) dx dy, \quad (3.1)$$

onde a função delta descreve a integral de “emissividade” ε ao longo de uma linha de visada. Esta linha é descrita por três parâmetros ξ_0 , ξ_1 e ξ_2 que devem ter uma ligação entre elas para eliminar um grau de liberdade.

Na literatura são usadas duas formas de representação das linhas de visada. A primeira, chamada integração inclinada (“slant stacking”) é usada em aplicações sísmicas e é talvez a mais fácil de se compreender. A transformada de Radon $f(p, \tau)$ de uma função contínua bidimensional $\varepsilon(x, y)$ é encontrada integrando valores de ε ao longo de linhas inclinadas,

$$f(p, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x, px + \tau) dx. \quad (3.2)$$

A posição da linha é determinada pelos parâmetros de inclinação p e de τ (Fig. 3.1a). Esta forma de escrever a transformada de Radon é também conhecida como integração inclinada ou transformada τ - p .

Fig. 3.1: a): Os parâmetros τ e p que definem a posição da linha. b): A transformada de Radon da linha é um ponto no plano τ - p (plano de Radon).

Usando a função delta de Dirac, a Eq. (3.2) pode ser escrita como

$$f(p, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x, y) \delta(y - px - \tau) dx dy \quad (3.3)$$

Os valores de $f(p, \tau)$ são representados por pontos no espaço bidimensional ou espaço de Radon, conforme indicado na Fig. 3.1b. Em princípio, os dois parâmetros não têm limites mínimos ou máximos, mas na implementação discreta se usam quantidades limitadas na amostragem de ambos os parâmetros.

Da Eq. (3.1) identificamos os parâmetros para esta representação (“slant stacking”),

$$(\xi_0, \xi_1, \xi_2) = (-\tau, p, -1). \quad (3.4)$$

A outra definição da Transformada de Radon é usada em muitos campos da ciência, por exemplo, em tomografia, astronomia e microscopia [87], onde a função fundamental $\varepsilon(x, y)$ não tem nenhuma orientação preferencial. Isto leva a descrever a equação da linha em sua forma mais geral,

$$\rho = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (3.5)$$

isto é, $(\xi_0, \xi_1, \xi_2) = (\rho, \cos \theta, \sin \theta)$.

O significado dos parâmetros usados para identificar a posição da linha é ilustrado na Fig. 3.2. O parâmetro ρ é a distância mais curta da origem do sistema de coordenadas à linha e θ (ângulo de projeção) o ângulo que faz com o eixo x , correspondendo à orientação angular da linha. A integral de linha da função sobre a linha é indicada por $f(\rho, \theta)$, denominada Transformada de Radon de $\varepsilon(x, y)$. A amostragem de $f(\rho, \theta)$ constitui os dados experimentais.

Figura 3.2. a): Os dois parâmetros ρ e θ definem a posição da linha. b): Geometria da transformada de Radon para cordas paralelas.

Então a Transformada de Radon é dada por

$$f(\rho, \theta) = \Re \varepsilon = \int_{L(\rho, \theta)} \varepsilon(x, y) ds, \quad (3.6)$$

onde ds é o elemento de comprimento ao longo da linha determinada pelos valores fixos ρ e θ . A Transformada de Radon pode ser vista como uma equação (linear) integral de Fredholm de primeira espécie,

$$f(\rho, \theta) = \iint K(\rho, \theta, x, y) \varepsilon(x, y) dx dy. \quad (3.7)$$

Nesta equação, cada um dos pares de coordenadas (ρ, θ) e (x, y) poderia ser substituído por uma única coordenada, simplificando a comparação com a literatura das equações de Fredholm. A função K é o núcleo. Em tomografia, K é a função delta de Dirac em duas dimensões: $\delta(\rho - x \cos \theta - y \sin \theta)$ que é diferente de zero só na linha (ρ, θ) . É bem conhecido que a solução numérica da equação integral de Fredholm de primeira espécie é instável [89, 90, 91], porque é um problema mal posto.

Uma projeção é um subconjunto de dados $f(\rho, \theta)$, para um valor fixo de θ (Fig. 3.2b). Esta é a razão pela qual às vezes se diz que a Transformada de Radon lida com reconstrução de imagens a partir de projeções. Então a Transformada de Radon pode ser escrita como

$$f(\rho, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x, y) \delta(\rho - x \cos \theta - y \sin \theta) dx dy. \quad (3.8)$$

Esta definição pode ser comparada com a Eq. (3.3), onde notamos que nenhum símbolo novo é atribuído para a transformada de Radon, onde os argumentos são usados somente para diferenciar a definição usada.

Maneiras equivalentes de escrever a Eq. (3.8) são

$$f(\rho, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\rho \cos \theta - s \operatorname{sen} \theta, \rho \operatorname{sen} \theta + s \cos \theta) ds, \quad (3.9)$$

$$f(\rho, \theta) = \frac{1}{|\operatorname{sen} \theta|} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon\left(x, \frac{\rho}{\operatorname{sen} \theta} - x \cot \theta\right) dx, \quad (3.10)$$

$$f(\rho, \theta) = \frac{1}{|\operatorname{sen} \theta|} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x, y) \delta\left(y - \frac{\rho}{\operatorname{sen} \theta} + x \cot \theta\right) dx dy, \quad (3.11)$$

$$f(\rho, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x, y) \delta(\rho - x \cos \theta - y \operatorname{sen} \theta) dx dy, \quad (3.12)$$

onde a distancia s é medida ao longo da linha, com a origem no ponto $x_0 = \rho \cos \theta$, $y_0 = \rho \operatorname{sen} \theta$ (veja Fig. 3.2a). A primeira coisa a observar sobre a transformada de Radon é que todas as linhas podem ser descritas escolhendo que $0 \leq \theta < 2\pi$ e $\rho \geq 0$, mas outros limites também podem ser usados. Se forem introduzidos valores negativos de ρ os domínios dos parâmetros são limitados por

$$0 \leq \theta < \pi \quad \text{e} \quad -\rho_{\max} \leq \rho \leq \rho_{\max}, \quad (3.13)$$

onde $\rho_{\max}$ é positivo e finito quando alguma implementação discreta for considerada. Ambos limites de domínio dos parâmetros são válidos e são relacionadas por

$$f(\rho, \theta) = f(-\rho, \theta + \pi), \quad (3.14)$$

que é facilmente obtido da Eq. (3.8) usando o fato de que a função delta é par.

3.4.1. DISCRETIZAÇÃO DA TRANSFORMADA DE RADON

Freqüentemente na resolução da transformada de Radon, usam-se diferentes fórmulas de reconstrução (métodos tomográficos), seja na forma do operador de retroprojeção (transformada de Fourier 1D/2D) ou de operações matriciais (álgebra linear). Isto sugere que estes métodos de reconstrução tomográfica podem ser executados usando uma aproximação por somatórias para a transformada de Radon, o que implica na discretização de fórmulas contínuas e seleção cuidadosa dos parâmetros de amostragem.

Na maioria dos métodos de reconstrução é usada uma amostragem linear de todas as variáveis:

$$\begin{aligned} x &= x_m = x_{\min} + m \Delta x & m &= 0, 1, \dots, M-1 \\ y &= y_n = y_{\min} + n \Delta y & n &= 0, 1, \dots, N-1 \\ \rho &= \rho_r = \rho_{\min} + r \Delta \rho & r &= 0, 1, \dots, R-1 \\ \theta &= \theta_t = \theta_{\min} + t \Delta \theta & t &= 0, 1, \dots, T-1 \end{aligned} \quad (3.15)$$

onde x_{min} é a posição da primeira amostra, Δx é a distância da amostragem de x , e m é o índice discreto usado para enumerar as M amostras de x , o mesmo se aplica para os parâmetros de y , ρ e θ . Se supormos uma imagem quadrada centrada, então temos

$$\Delta x = \Delta y, \quad (3.16)$$

$$M = N, \quad (3.17)$$

$$x_{min} = -x_{max} = -\frac{(M-1)}{2} \Delta x, \quad (3.18)$$

$$y_{min} = x_{min} = -y_{max} = -\frac{(M-1)}{2} \Delta x, \quad (3.19)$$

$$\rho_{min} = -\rho_{max} = -\frac{(R-1)}{2} \Delta \rho, \quad (3.20)$$

o que resulta em poucos parâmetros livres: Δx , M , T , R e $\Delta \rho$. A escolha destes parâmetros em general não resulta em boa estabilidade numérica, mas implica uma rápida e razoavelmente fácil implementação dos algoritmos.

A Eq. (3.14) apresenta os limites do domínio dos parâmetros. É possível escolher $\rho \geq 0$, o que implica que $0 \leq \theta < 2\pi$. É também possível escolher $0 \leq \theta < \pi$ e ρ sendo positivo e negativo. Esta escolha será feita na implementação do método de reconstrução. Ou seja, fazer-se-á $0 \leq \theta < \pi$ e $\theta_{min} = 0$, que implica em $\Delta \theta = \pi T$. Esta escolha coincide com os limites usados na maioria dos outros métodos de reconstrução.

Quando implementamos um algoritmo da transformada de Radon (ou inversa de Radon) alguns detalhes muito importantes devem ser cumpridos para assegurar um desempenho razoável. Primeiramente a amostragem deve ser adequada em todos os parâmetros. Isto implica em limites nos intervalos de amostragem. Secundariamente supõe-se que a função $s(x,y)$ a ser reconstruída é zero se $(x^2 + y^2)^{1/2} > |\rho_{max}|$. Esta condição assegura que $f(\rho, \theta) = 0$, se $|\rho| > |\rho_{max}|$. Se esta condição não pode ser cumprida, deve-se esperar problemas numéricos, porque uma implementação numérica não tem toda a informação necessária para reconstruir a função.

Normalmente ρ_r é colocado simetricamente ao redor de $\rho = 0$, e R é escolhido sendo impar. Neste caso usamos

$$\rho_{min} = -\Delta \rho \frac{R-1}{2}. \quad (3.21)$$

Esta escolha implica que $\rho_{min} = -\rho_{max}$. O parâmetro M é escolhido para cumprir que as projeções estejam confinadas na imagem reconstruída, a fim de reconstruir uma imagem de todas as projeções diferentes de zero,

$$\max_{x_m, y_n} \sqrt{x^2 + y^2} = x_{min} \frac{\sqrt{2}}{\Delta x} > \rho_{max} \Rightarrow M > \left(\sqrt{2} \frac{|\rho_{min}|}{\Delta x} \right) + 1 \quad (3.22)$$

Das projeções o único parâmetro necessário a ser determinado é a distância de amostragem Δx . A escolha ótima da distância da amostragem da imagem Δx será determinada pelos filtros usados na implementação discreta. No geral um limite inferior é usado $\Delta p = \Delta x$.

Uma forma de definir a transformada de Radon discreta poderia ser a de aproximar a Eq. (3.9),

$$f(\rho_r, \theta_t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\rho_r \cos \theta_t - s \sin \theta_t, \rho_r \sin \theta_t + s \cos \theta_t) ds, \quad (3.23)$$

por

$$f(\rho_r, \theta_t) \approx \Delta s \sum_{j=0}^{J-1} \varepsilon(\rho_r \cos \theta_t - s_j \sin \theta_t, \rho_r \sin \theta_t + s_j \cos \theta_t), \quad (3.24)$$

onde s_j é a amostragem linear da variável s . Esta aproximação tem algumas implicações. A mais importante é que para um valor dado de j , os pontos da imagem encontrados em Eq. (3.24), isto é, $(x, y) = (\rho_r \cos \theta_t - s_j \sin \theta_t, \rho_r \sin \theta_t + s_j \cos \theta_t)$ (no princípio) nunca coincidem com as amostras da imagem (suposta) $\varepsilon(m, n) = \varepsilon(x_m, y_n)$. Isto torna necessária uma interpolação bidimensional nas variáveis (x, y) , que deve ser evitada devido à geração de ruídos.

3.5. FUNÇÕES DE BASE

Métodos tomográficos que fazem uso de funções base são usualmente usados para reconstruir perfis de emissão de plasmas termonucleares. Nestes métodos, o problema de inversão é discretizado por desenvolvimento do perfil de emissão num sistema de funções base. Três tipos de funções base podem ser aplicados [92, 93, 94, 95, 96, 97]:

- **Funções de Base Global:** São funções que não se anulam sobre uma grande parte da região de emissão e descrevem algumas propriedades lineares de seu perfil. Exemplos de funções de base globais aplicadas em tomografia na pesquisa em fusão nuclear são desenvolvimentos de Fourier-Zernike [98] e Fourier-Bessel [99] (método muito aplicado em tomografia de raios – X).
- **Funções de Base Local (LBF):** Inclui os chamados “pixels” [100, 101], para os quais a função base é igual a 1 dentro do pixel correspondente e 0 fora dela, e funções relacionadas que são diferentes de zero numa pequena região de reconstrução no espaço do objeto [85, 93, 97]. Funções de base locais são versáteis porque não são relacionadas com as formas esperadas do perfil de emissão, nem são influenciadas pelo sistema de medida. Em pesquisa de fusão, normalmente muitas funções de base são necessárias para descrever com precisão os perfis de emissão medidos. Para superar esta indeterminação e a natureza mal posta do problema tomográfico, se requer conhecer como regularização alguma informação inicial (a priori), por exemplo a suposição de suavidade nos dados e de que a emissão seja igual a zero fora do plasma.
- **Funções de Base Natural (NBF):** Frequentemente denominados *pixels naturais*. São funções de base global que são relacionadas às cordas com largura finita, vistas pelo sistema de detecção, e que estão idealmente adaptadas em um certo arranjo para descrever as medidas do sistema de detecção. Por causa da relação com o sistema de detecção, o número de NBF é aproximadamente igual ao número de medidas, eliminando a exigência do conhecimento de uma informação a priori.

A Função de Base Natural (NBF) foi aplicada em reconstruções tomográficas de raios – X no tokamak JET [96]. Os resultados, quando comparados com os obtidos com o método de funções de base locais (LBF), no qual alguma informação a priori é usada, dão resultados semelhantes para o mesmo número de funções de base [96].

As reconstruções NBF são aplicadas em sistemas tomográficos de pósitrons na medicina (SPECT), nos quais a imagem tomográfica é formada pela emissão de radionuclídeos injetados no paciente. Uma semelhança entre SPECT e tomografia em pesquisa de fusão é que as larguras das cordas do sistema de detecção são relativamente grandes, para alcançar uma boa relação sinal – ruído. Também a diferença importante é que muitas mais medidas (direções de visada) estão disponíveis no sistema SPECT. Porém, recentemente foram desenvolvidos diagnósticos tomográficos de raios – X e de bolometria em dispositivos de fusão [93, 96, 102], os quais adquirem informações suficientes (com número de cordas superiores a 300) para fazer reconstruções razoáveis por meio do método NBF, sem a necessidade do uso de alguma informação a priori.

Como esses casos descritos não correspondem a nossa realidade (devido ao alto custo), o sistema tomográfico desenvolvido para esta tese faz uso de funções de base locais (LBF), devido ao limitado número de detectores (e seus correspondentes sistemas de aquisição de dados) de que se dispõe na atualidade no tokamak TCABR. Para fazer uma reconstrução de boa qualidade, além de explorarmos a existência, na atualidade, de processadores muito rápidos, utilizamos as seguintes informações iniciais como parâmetros de regularização:

- Emissividade igual a zero fora do plasma.
- Emissividade positiva.
- Largura das cordas igual à quarta parte do tamanho do pixel (limite de Nyquist [70]).
- Funções de base com pixel de forma quadrada.
- Suavização da matriz de peso e dos dados medidos.

3.6. RECONSTRUÇÃO TOMOGRÁFICA BASEADA EM ÁLGEBRA LINEAR

Se comparado à transformada de Radon baseada em métodos de reconstrução analíticos, o uso de álgebra linear tem diversas vantagens, tais como fácil incorporação de geometrias irregulares. O sistema de matrizes pode modelar diversas propriedades e limitações no sistema de medida, tais como o tamanho e a variação da sensibilidade dos detectores. Além disso, um parâmetro de regularização pode ser incorporado a fim de contornar o problema frequentemente mal posto neste tipo de reconstruções.

Partindo da definição da Transformada de Radon Eq. (3.9), definimos a integral de linha L e a integral de fatia “strip” S com largura w como segue (Fig. 3.3a)

$$L(\varepsilon; \rho, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\rho \cos \theta - s \sin \theta, \rho \sin \theta + s \cos \theta) ds \quad (3.25)$$

$$S(\varepsilon; \rho, \theta, w) = \int_{\rho - \frac{w}{2}}^{\rho + \frac{w}{2}} L(\varepsilon; \xi, \theta) d\xi, \quad (3.26)$$

onde observamos que ambos L e S são funções lineares com argumento ε , e que, para pequenos valores de w , S pode ser aproximado por:

$$S(\varepsilon; \rho, \theta, w) \approx w L(\varepsilon; \rho, \theta) \quad (3.27)$$

A partir desta notação podemos reescrever a Transformada de Radon como:

$$f_i(\rho, \theta) = \iint \varepsilon(x, y) ds = S(\varepsilon; \rho, \theta, w) \quad (3.28)$$

Figura 3.3: a): Geometria que relaciona a corda i de largura w que intercepta a função de base local j , centrada em (x_j, y_j) e suposta na forma de um quadrado. b): O elemento da matriz a_{ij} pode ser considerado como o fator de peso entre algum valor da projeção numerada por i e a imagem de pixel j .

A transformada de Radon é uma transformada linear com respeito à função $\varepsilon(x, y)$. A versão discreta da transformada de Radon, em vez de considerar a versão integral da transformada de Radon, usa operadores de uma representação matricial. No que segue, o sub-índice i indica que a quantidade é para um detector i . A função $\varepsilon(x, y)$ é discretizada num vetor unidimensional ε_j . A discretização é feita pelo desenvolvimento de $\varepsilon(x, y)$ em funções de base $b_j(x, y)$ por

$$\varepsilon(x, y) \approx \sum_j \varepsilon_j b_j(x, y). \quad (3.29)$$

Esta é a aproximação feita nos denominados métodos de desenvolvimento em série para reconstruções tomográficas. Se a discretização de $\varepsilon(x, y)$ é feita em pixels (funções de base local) [74], então as funções de base são [70]:

$$b_j(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{se } (x, y) \text{ se encontra dentro do pixel } j \\ 0 & \text{fora dela} \end{cases}. \quad (3.30)$$

Então combinando as Eqs. (3.28) e (3.29), vemos que os coeficientes podem satisfazer:

$$\sum_j \varepsilon_j S(b_j; \rho_i, \theta_i, w) = f_i, \quad (3.31)$$

onde a função $S(b_j; \rho_i, \theta_i, w)$, que atua como um peso, é às vezes chamada de função geométrica ou de peso. Definimos o elemento desta função com fila i e coluna j , por

$$a_{ij} = S(b_j; \rho_i, \theta_i, w), \quad (3.32)$$

então a Eq. (3.31) pode-se escrever em forma matricial como

$$A \vec{\varepsilon} = \vec{f} \quad (3.34)$$

onde $A \in \mathbb{R}^{I \times J}$ é chamada matriz do sistema. Esta função geométrica contém toda a informação pertinente sobre a geometria de visada e dos fatores de calibração das cordas. A também é às vezes chamada de função de peso, por conter os fatores de peso a_{ij} entre cada um dos pixels da imagem e cada um das linhas das projeções, como mostrado na Fig. 3.3b.

Na presente implementação são usadas funções de base local que descrevem a interpolação linear entre pontos do pixel. Estas funções de base asseguram que a representação $\varepsilon(x,y)$ na Eq. (3.29) seja contínua. No caso de funções de base de pixel constante, ε_j corresponde à emissividade média no pixel. No caso de interpolação linear ε_j corresponde ao valor do pixel, então $\varepsilon_j = \varepsilon(x_j, y_j)$, onde (x_j, y_j) são as coordenadas do pixel no ponto j .

O método apresentado tem uma dependência linear entre dois vetores, o vetor $\vec{f}$ contendo as projeções de dimensão I ($I=RT$), e o vetor desconhecido $\vec{\varepsilon}$ de dimensão J ($J=MN$). Para tomografia o vetor $\vec{f}$ conterá os valores discretos das projeções contidos num vetor, $\vec{\varepsilon}$ é o conjunto de pixels reconstruídos que forma a imagem contida num vetor, e assim a matriz A tem $RTMN$ elementos que normalmente são muito grandes.

No resto deste capítulo é usado o formalismo de reconstrução algébrica aditiva (ART), que é uma aproximação conveniente para implementar algoritmos numéricos. Comparado a outros métodos de reconstrução da transformada de Radon, diversas possibilidades e novos problemas levantam-se no uso de ART:

- A álgebra linear é muito usada na matemática, e o formalismo pode ser usado para reconstrução tomográfica em física de plasmas.
- Uma varredura irregular da geometria a ser reconstruída, como por exemplo no caso de linhas de visadas limitadas, é muito ruim para os métodos tomográficos diretos, e, com a aproximação da álgebra linear, os problemas com dados faltantes nas projeções podem facilmente ser incorporados no formalismo da matriz.
- A matriz A pode ser singular, isto é, pode ter valor do determinante muito pequeno, o que significa que a reconstrução escrita no formalismo da álgebra linear é um problema mal posto. Algumas das imagens avaliadas podem estar sub determinadas e outras sobre determinadas devido à cobertura desigual das projeções (linhas de visada) no domínio da imagem. Este problema deve então ser controlado com regularizações.
- A matriz A não tem uma estrutura simples, o que faz a inversão de A necessitar de métodos bastante lentos. A razão para A não ter uma estrutura simples é em parte devido aos parâmetros da linha (ρ, θ) não terem uma relação simples com as coordenadas da imagem (x, y) .
- O algoritmo de reconstrução iterativo produz menor ruído na imagem reconstruída que os algoritmos de reconstrução direta. Também se tem um considerável controle sobre o processo de reconstrução e correções que atenuem a variação espacial podem ser incorporadas.

Algumas possíveis desvantagens dos algoritmos iterativos são:

- Uma grande quantidade de cálculos e grande tempo de computação são necessários.
- É necessária a incorporação de regularização que faça a iteração numericamente mais estável e menos sensível a ruídos.
- A matriz A é normalmente muito grande, por exemplo $256^2 \times 256^2$ elementos; assim a tentativa de resolver a Eq. (3.34) somente com operações matriciais, que implica no cálculo da

inversa de A , é extremamente complexo, tanto em uso de memória e tempo de computação, o que faz esta operação impraticável.

- Também há vários problemas que fazem a inversão da matriz muito difícil: se não há bastantes projeções para prover J equações independentes ($I < J$), haverá muitas possíveis soluções.
- Devido a ruído e outros artefatos, os dados das projeções podem ser inconsistentes; neste caso não há nenhuma solução possível.

3.7 FATOR DE PESO

Sistemas de detecção tomográficos têm uma superfície de detecção finita e uma resolução angular finita. A combinação destes resultados é o que se chama de “largura de cordas finitas”. Em sistemas físicos de detecção, as medidas não são integrais de linha exatamente. Efeitos como o tamanho do detector, a largura da corda de visada e as propriedades de visada fora do plano de reconstrução precisam ser levados em conta. É importante que a largura da corda seja tão pequena quanto possível, tanto para a precisão como também para a satisfação da condição de Nyquist [70, 71], que recomenda que a largura da corda seja menor ou igual à metade da dimensão do pixel. Em muitas técnicas de reconstrução tomográfica (ART, FBP), a área de interseção (fator de peso) da projeção (integral de linha), satisfaz uma das melhores aproximações ao processo de reconstrução tomográfica. A escolha de largura das cordas é o resultado do compromisso entre resposta (relação sinal – ruído) e a resolução pretendida. Muitos algoritmos tomográficos são baseados na hipótese de que as medidas estão ao longo de linhas infinitamente finas, o que pode resultar no obscurecimento da imagem, ou pior, numa interpretação incorreta das medidas, se existirem estruturas do tamanho das larguras da corda. Na prática, escolhe-se frequentemente a largura da corda como sendo menor que a metade da dimensão do pixel, como um acordo entre precisão e velocidade de cálculo.

Nossa preocupação principal não só é restabelecer todas as características que estiverem perdidas pelo processo de alisamento da largura da corda, mas também levar em consideração as propriedades da imagem. Isto é particularmente importante quando houver gradientes pronunciados ou cumes localizados no objeto e conduz a uma melhor reconstrução da imagem.

A escolha da geometria dos pixels esta ligada ao número de visadas e de cordas nas projeções. A Fig. 3.4 mostra exemplos de pixels “ótimos” para geometrias simples. Claramente pelas limitações experimentais e pelo sistema tomográfico construído (duas visadas), nesta tese usaremos pixels de geometria quadrada (Fig. 3.4a). A guisa de informação, a Fig. 3.5 corresponde a pixels comumente usados em aplicações médicas, onde um grande número de visadas e projeções é possível de ser utilizados.

Figura 3.4: Exemplos de pixels geométricos: a): 2 visadas, 4 cordas por visada, 32 elementos da matriz. b): 6 visadas, 3 cordas por visada, 54 elementos da matriz. c): 6 visadas, 5 cordas por visada, 210 elementos da matriz.

Figura 3.5: Pixel Poligonal: 32 visadas, 32 cordas por visada, 32768 elementos da matriz.

Normalmente são consideradas células quadradas. A função A , ou matriz com elementos a_{ij} também é chamada **matriz de peso** (Fig. 3.3). O fator a_{ij} é igual à fração de área do j -ésimo pixel da imagem interceptada pela i -ésima corda. Ele contém toda a informação da contribuição da emissividade para um certo detector. Para sistemas mais complexos, os elementos da matriz de peso podem descrever com precisão o sistema de imagem [84].

A fator de peso a_{ij} normalmente é pré-calculado e armazenado para ser usado durante a reconstrução. Devido ao número grande de valores, a tabela pode ser comprimida e usadas aproximações. Teoricamente, a_{ij} é igual à área de interseção entre o pixel i e a corda j , como mostrado na Fig. 3.3. Outras escolhas são disponíveis, porém, como segue.

- 1 ou 0 , de acordo com o centro do pixel ficar dentro ou fora da corda. Esta escolha é a mais simples de implementar, e reduz o tempo de cálculo consideravelmente, mas geralmente é considerada de menor precisão.
- A distância do centro do pixel à corda. Esta escolha divide a contribuição de um pixel entre as duas cordas adjacentes num modo linear.
- Em função do comprimento da corda que fica inserido na área do pixel (Fig. 3.6a). Esta escolha foi usada por Hounsfield na varredura EMI original e que será usada nesta tese. O algoritmo é desenvolvido no próximo capítulo.

Os elementos da matriz A podem ser calculados de diversas maneiras. Um método muito comum é usar a aproximação da vizinhança mais próxima [103]. Também pode ser usada uma aproximação de primeira ordem sendo melhor que a interpolação. Alternativas à geração dos pixels da imagem dos elementos da matriz podem ser encontradas em [104, 105, 106, 107, 108].

Figura 3.6: a): O elemento da matriz de peso é igual ao comprimento da corda que fica inserido dentro do pixel. b): A linha com índice i , correspondente a (ρ_i, θ_i) , cruza o pixel quadrado centrado em (x_m, y_n) .

3.8 RECONSTRUÇÕES ITERATIVAS

Os métodos iterativos descritos a seguir constituem métodos para resolver a Eq. (3.34) sem inverter a matriz, e são realmente mais rápidos, até mesmo quando a matriz inversa é dada. O problema é resolver a Eq. (3.6) para a função de emissividade $\varepsilon(x,y)$.

A estratégia básica dos métodos iterativos é partir de uma hipótese inicial para a emissividade de cada pixel e fazer correções sucessivas de forma a reproduzir as medidas das projeções. Quando as reproduções anteriores são insatisfatórias, novas correções são feitas, o procedimento é repetido até que as projeções calculadas concordem com as medidas dentro da precisão desejada. A precisão só está idealmente limitada pelo número de iterações.

O procedimento é como segue. Primeiro escolhe-se um conjunto de valores para ε ; por exemplo é freqüentemente usada uma emissividade constante, $\varepsilon_j=0$. Então as projeções são calculadas desde estes valores iniciais. Agora suponhamos que a projeção calculada para uma dada corda seja muito pequena quando comparada com o valor medido. A emissividade de cada pixel que contribui a esta corda é então incrementada por uma quantia apropriada, de acordo com fórmulas a serem descritas adiante. Quando isto é finalizado para todos os pixels e todas as cordas, a primeira iteração é completada. O procedimento é então repetido até que a precisão desejada seja alcançada.

Matematicamente o processo de correção durante a iteração I é descrito pela equação:

$$\varepsilon_j^I = \varepsilon_j^{I-1} + \sum_i \Delta \varepsilon_{ij}^I \quad (3.35)$$

onde ε_j^{I-1} é a emissividade j antes da iteração, ε_j^I é a emissividade depois da iteração e $\Delta \varepsilon_{ij}^I$ é a correção aplicada ao pixel j desde a corda i .

Figura 3.7: Reconstrução iterativa. (a): Projeções atuais (medidas) f . (b): Projeções como calculado depois da iteração I , f^I . (c): As diferenças entre f e f^I são retroprojetadas como uma prévia correção da reconstrução, produzindo $(I+1)$ aproximações.

Na Eq. (3.35) as quantidades retroprojetadas são termos corrigidos derivados das projeções, em lugar das próprias projeções, e eles são acrescentados aos valores prévios. Na realidade, se o ponto de partida é uma tela em branco ($\varepsilon_j=0$), a primeira iteração é idêntica a retroprojeção. Uma única iteração não é exata, então, as correções são aplicadas para todos os pixels ao longo da corda. O processo de iteração é ilustrado na Fig. 3.7. A resposta à pergunta de quando parar a iteração não é

simples. Na maioria das aplicações o número ótimo de iterações é até que algum critério seja satisfeito; por exemplo, o erro, ou a taxa de diminuição de erro, esteja abaixo de um determinado nível desejado.

3.8.1 SEQUÊNCIA DAS CORREÇÕES

Os métodos iterativos são classificados principalmente de acordo com a sequência na qual são feitas as correções e incorporadas durante a iteração, e de como esta escolha tem um efeito significativo no desempenho do método. São propostas três variações, como seguem:

- **Correção Simultânea:** Na aproximação mais simples, todas as projeções são calculadas no início de iteração e as correções são aplicadas simultaneamente em todos os pixels; ou seja, nenhuma atualização é incorporada até o final da iteração.
- **Correção de Pixel-por-Pixel:** Nesta sequência, cada pixel é corrigido simultaneamente para todas as cordas que o atravessam, e estas correções são incorporadas antes da movimentação a outros pixel (Fig. 3.8a). Esta técnica foi introduzida em microscopia eletrônica com o nome de Técnica Iterativa de Reconstrução Simultânea (“Simultaneous Iterative Reconstruction Technique – SIRT”); uma aplicação para física de plasmas pode ser vista na referência [109]. O número de multiplicações é maior que para a correção simultânea porque cada corda é recalculada muitas vezes durante a iteração.
- **Correção de Corda-por-Corda:** A correção de Corda-por-Corda é também nomeada de Técnica de Reconstrução Algébrica (“Algebraic Reconstruction Technique – ART”). Nesta variação, é calculado um determinado conjunto de projeções e correções correspondentes são aplicadas a todos os pixels. Estes valores de emissividade atualizados são usados para calcular a próxima projeção, e assim sucessivamente (Fig. 3.8b). Esta variação é a mais eficiente, porque uma grande quantia de atualizações é incorporada durante cada iteração sem qualquer aumento no tempo de computação.

Figura 3.8: Sucessivas correções são usadas em reconstrução iterativas. (a): Correção de Pixel-por-pixel. Um determinado pixel é corrigido para todas as cordas que passam por ele. Então este valor atualizado é usado em cálculos subsequentes das cordas durante a iteração. (b): Correção de Corda-por-Corda. Correções que surgem de uma determinada corda são aplicados a todos os pixels que compõem a corda. Estes valores atualizados são usados para calcular outras cordas durante a mesma iteração.

3.8.2 TIPOS DE CORREÇÃO

Suponhamos, que durante a iteração l , o valor calculado para uma corda f_i^c é comparada com o valor medido f_i , então o erro achado é dado por:

$$\Delta f_i = f_i - f_i^c \quad (3.36)$$

Correções $\Delta \varepsilon_{ij}^l$ são calculadas de forma que, se aplicadas a todos os pixels que constituem a corda i , o valor calculado será aumentado de Δf_i . Existem dois modos para distribuir a correção entre os pixels e são descritas a seguir:

- **Correção Aditiva:** Cada pixel recebe uma correção em proporção a seu peso a_{ij} ,

$$\Delta \varepsilon_{ij}^l = \frac{a_{ij} \Delta f_i}{\sum_j a_{ij}^2} \quad (3.37)$$

O denominador garante a dimensão correta da equação e é um fator normalizador para assegurar que a mudança total na corda, se todos os pixels são corrigidos, é Δf_i .

- **Correção Multiplicativa:** Cada pixel recebe uma correção proporcional a sua emissividade atribuída ε_j^a ,

$$\Delta \varepsilon_{ij}^l = \frac{\varepsilon_j^a \Delta f_i}{f_i^c} \quad (3.38)$$

Novamente a normalização é tal que a correção da projeção é Δf_i . Usando a Eq. (3.36) e rearranjando, obtemos:

$$\varepsilon_j^a + \Delta \varepsilon_{ij}^l = \frac{\varepsilon_j^a f_i}{f_i^l} \quad (3.39)$$

que diz que a emissividade corrigida é igual à emissividade anterior multiplicada pela razão entre os valores medido e calculado da projeção para a corda considerada.

3.9 TÉCNICA DE RECONSTRUÇÃO ALGÉBRICA (ART)

Para algumas aplicações, existem situações em que não é possível medir um número grande de projeções, ou estas não estão uniformemente distribuídas entre 180° ou 360°. Estas condições são requisitos necessários para que as técnicas baseadas em transformadas possam produzir resultados com a precisão desejada. Problemas deste tipo são resolvidos com a aplicação do método ART que significa Técnica de Reconstrução Algébrica.

O esquema ART foi publicado na literatura biomédica em 1970; Cormack e Hounsfield a usaram para reconstruir as primeiras imagens tomográficas. Provavelmente, não sabiam do trabalho de Johann Radon nesse ponto, e mais tarde descobriu-se que ART é uma reinvenção do algoritmo introduzido por Kaczmarz por volta de 1937.

Os métodos de reconstrução algébricos são utilizados em aplicações onde a falta de precisão e velocidade de implementação não são fatores críticos. A principal condição necessária para se aplicar esta técnica é conhecer as direções das cordas de visada das projeções medidas. Esta técnica não permite obter dados com muita precisão, mas é válida para aquelas situações nas quais o número de projeções é insuficiente e onde estas não estão uniformemente distribuídas.

O objetivo desse método é reconstruir a imagem partindo de uma base algébrica. Primeiramente, constrói-se o arranjo de dados necessários para aplicar a reconstrução de imagens mediante a aproximação algébrica. A seguir constrói-se um sistema de equações lineares, cujas incógnitas serão elementos da seção de interseção dos objetos. E, finalmente, faz-se uso do método

de Kaczmarz para resolver o sistema de equações. Este método utiliza uma serie de aproximações para acelerar sua implementação.

Uma aproximação à tomografia de imagens consiste em supor que a seção de interseção (pixel – corda) seja um arranjo de variáveis e, assim definida, construir um sistema de equações para essas variáveis em termos de projeção de dados. Conceitualmente, esta aproximação é muito mais simples que os métodos baseados em Transformadas de Fourier. Como ponto de partida, temos uma imagem como a mostrada na Fig. 3.9, à qual aplicamos a reconstrução. Para isso precisaremos decompô-la de alguma forma, de maneira que a reconstrução seja sistemática.

No método de reconstrução algébrica, superpõe-se uma malha sobre a imagem desconhecida. Os valores da imagem supõem-se constantes dentro de cada pixel da malha. Então, ε_j representa o valor constante para o j -ésimo pixel, e J representa o número total de pixels. Uma vez que temos a imagem quadriculada fazemos incidir sobre ela uma série de cordas, cada uma das quais partirá de uma direção diferente.

Uma corda se denotará com uma linha grossa que atravessa o plano xy , e que tem uma largura τ . Como exemplo, mostra-se sombreado o raio i -ésimo na Figura 3.9. Definem-se as projeções pela Eq. (3.34):

$$f_i = \sum_{j=1}^J a_{ij} \varepsilon_j \quad i = 0, 1, 2, \dots, I, \quad (3.40)$$

onde, $J=N \times M$ é o número total de pixels, $I=R \times T$ é o número total de cordas (em todas as projeções) e a_{ij} é o fator de peso e representa a contribuição do j -ésimo pixel à i -ésima corda.

Figura 3.9: Representação de uma imagem.

3.9.1. MÉTODO DE KACZMARZ

Até aqui vimos como se representam às imagens mediante projeções. A partir de agora apresentamos o método de Kaczmarz para resolver o sistema de equações, e assim, reconstruir as imagens. Se I e J não forem muito grandes, poderia-se utilizar métodos matriciais convencionais para inverter o sistema de equações da seção anterior. Mas, na prática, J é muito grande, da ordem de 65000 (para imagens de 250x250) e I é da mesma magnitude. Para estes valores de I e J , o tamanho

da matriz do sistema de equações é de 65000x65000 o qual impede qualquer possibilidade de inversão direta de matrizes.

Quando existe ruído nos dados medidos e quando $I < J$, inclusive para J pequeno, não é possível o uso da inversão direta de matrizes e menos que se utilize métodos quadráticos. Quando I e J são grandes, tais métodos são impraticáveis computacionalmente.

Para estas situações emprega-se o método de Kaczmarz para resolver o sistema de equações. Este método também é chamado de método de projeções. Para mostrar o desenvolvimento do método, vamos considerar a forma expandida do sistema de equações correspondentes a Eq. (3.40):

$$\begin{aligned} a_{11}\varepsilon_1 + a_{12}\varepsilon_2 + a_{13}\varepsilon_3 + \dots + a_{1J}\varepsilon_J &= f_1 \\ a_{21}\varepsilon_1 + a_{22}\varepsilon_2 + a_{23}\varepsilon_3 + \dots + a_{2J}\varepsilon_J &= f_2 \\ \vdots \\ a_{I1}\varepsilon_1 + a_{I2}\varepsilon_2 + \dots + a_{IJ}\varepsilon_J &= f_I \end{aligned}$$

Se a malha tem J pixels, a imagem resultante terá J graus de liberdade. Ademais, a imagem é representada por $(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_J)$ considerando que este vetor corresponda a um único ponto no espaço J -dimensional.

Neste espaço, cada uma das equações representa um hiperplano. Quando existe uma única solução para estas equações, esta é dada pela interseção de todos estes hiperplanos em um só ponto (Fig. 3.10).

Figura 3.10: a): Exemplo de projeção. b): Esquema de projeção.

Representaremos o sistema de equações para o caso de duas variáveis ε_1 e ε_2 :

$$\begin{aligned} a_{11}\varepsilon_1 + a_{12}\varepsilon_2 &= f_1 \\ a_{21}\varepsilon_1 + a_{22}\varepsilon_2 &= f_2 \end{aligned}$$

O método de Kaczmarz de resolução algébrica de equações é mostrado para o caso de duas incógnitas. Começa-se com um valor arbitrário inicial e depois se projeta este sobre o hiperplano originado pela primeira equação. O resultado obtido é de novo projetado sobre o hiperplano gerado pela segunda equação. Se só existem duas equações, este processo é repetido sucessivamente até se encontrar a solução do sistema de equações, que convirja para a solução do sistema de equações. Na Fig. 3.10a a linha descontínua em zig-zag denota este processo.

No método de Kaczmarz se parte supondo uma solução inicial. Este poderia ser $\vec{\varepsilon}_1^{(0)}, \vec{\varepsilon}_2^{(0)}, \dots, \vec{\varepsilon}_J^{(0)}$. Esta suposição pode ser representada vectorialmente por $\vec{\varepsilon}^{(0)}$ no espaço J -dimensional.

A solução inicial é projetada sobre o hiperplano representado pela primeira equação obtendo-se $\vec{\varepsilon}^{(1)}$, como se observa na Fig. 3.10 para o caso bidimensional. A implementação computacional deste passo leva-se a cabo mediante a seguinte fórmula,

$$\vec{\varepsilon}^{(1)} = \vec{\varepsilon}^{(0)} - \frac{(\vec{a}_1 \cdot \vec{\varepsilon}^{(0)} - f_1)}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_1} \vec{a}_1 \quad (3.41)$$

onde $\vec{a}_1 = (a_{11}, a_{12}, \dots, a_{1J})$, correspondem-se com os coeficientes da primeira equação.

A equação (3.40) significa que a projeção dos vetores $\vec{\varepsilon}$ que a satisfazem sobre o vetor $\vec{a}_1$ é uma constante. Portanto, os vetores $\vec{\varepsilon}$ que são solução tem que terminar sobre um hiperplano perpendicular ao vetor $\vec{a}_1$, como mostra a Fig. 3.10b. O vetor $\vec{OC}$ é uma solução $\vec{\varepsilon}$ possível. O vetor unitário $\vec{OU}$ ao longo de $\vec{a}_1$ é dado por

$$\vec{OU} = \frac{\vec{a}_1}{\sqrt{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_1}} \quad (3.42)$$

e a distancia perpendicular ao hiperplano, desde a origem, é igual à longitude de $\vec{OA}$, dada por $\vec{OC} \cdot \vec{OU}$,

$$|\vec{OA}| = \vec{OU} \cdot \vec{OC} = \frac{1}{\sqrt{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_1}} (\vec{a}_1 \cdot \vec{\varepsilon}) = \frac{f_1}{\sqrt{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_1}}. \quad (3.43)$$

Para conseguir $\vec{\varepsilon}^{(1)}$ subtrai-se de $\vec{\varepsilon}^{(0)}$ o vetor $\vec{GH}$

$$\vec{\varepsilon}^{(1)} = \vec{\varepsilon}^{(0)} - \vec{GH} \quad (3.44)$$

onde a magnitude do vetor $\vec{GH}$ é dada por

$$|\vec{GH}| = |\vec{OF}| - |\vec{OA}| = \vec{\varepsilon}^{(0)} \cdot \vec{OU} - |\vec{OA}| \quad (3.45)$$

Substituindo (3.42) e (3.43) na equação (3.45) obtém-se:

$$|\vec{GH}| = \frac{\vec{\varepsilon}^{(0)} \cdot \vec{a}_1 - f_1}{\sqrt{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_1}} \quad (3.46)$$

e como a direção de $\vec{GH}$ é a mesma que do vetor unitário $\vec{OU}$, pode-se reescrever:

$$\overrightarrow{GH} = \left| \overrightarrow{GH} \right| \overrightarrow{OU} = \frac{\vec{\varepsilon}^{(0)} \cdot \vec{a}_1 - f_1}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_1} \vec{a}_1 \quad (3.47)$$

Substituindo (3.47) em (3.44) obtém-se a Eq. (3.41).

Depois de conseguir $\vec{\varepsilon}^{(1)}$, a projetamos sobre o hiperplano representado pela segunda equação no sistema de equações, no qual, resulta $\vec{\varepsilon}^{(2)}$, como é mostrado na Fig. 3.10a. Este processo se repete com o terceiro hiperplano e assim sucessivamente. O vetor solução na iteração $k+1$ é:

$$\vec{\varepsilon}^{(k)} = \vec{\varepsilon}^{(k-1)} - \frac{(\vec{a}_i \cdot \vec{\varepsilon}^{(k-1)} - f_i)}{\vec{a}_i \cdot \vec{a}_i} \vec{a}_i \quad (3.48)$$

onde $\vec{a}_i = (a_{i1}, a_{i2}, \dots, a_{iJ})$.

Inicialmente $\vec{\varepsilon}^{(0)}$ pode ser escolhido igual a zero ou alguma boa aproximação da solução. Outra estratégia é inicializar todos os valores da solução com uma constante, como será mostrado no próximo capítulo para desenvolver os algoritmos.

A Fig. 3.11 mostra o uso da ART em um problema de dois parâmetros de estimação com duas linhas de projeção. A solução na iteração k , isto é, $\vec{\varepsilon}^{(k)}$ é projetado perpendicularmente (ao longo da direção de $\vec{a}_i$) no hiperplano (neste caso uma linha). Como é visto da Fig. 3.11 a velocidade da convergência depende muito do ângulo entre os hiperplanos.

Note que ART em cada iteração requer somente o produto escalar entre $\vec{a}_i$ e a solução $\vec{\varepsilon}^{(k)}$, que pode ser comparado ao cálculo de um valor no domínio do parâmetro usando a transformada discreta de Radon. Cada iteração é muito rápida, mas a qualidade de uma iteração é em general muito limitada. Frequentemente ao comparar ART a outros algoritmos iterativos que requer o cálculo de um parâmetro de domínio discreto, o número de iterações usadas para ART dá um enlace em todas as fileiras I , isto é, I vezes o número real de iterações em ART.

Figura 3.11: Três casos diferentes de iteração usando ART. Dependendo da ortogonalidade dos hiperplanos (aqui representados como sendo linhas) a convergência pode ser lenta (figura (a)) ou rápida (figura (c)).

Uma alternativa comum de ART é introduzir um parâmetro de regularização λ_k na fórmula de fator de peso, como mostrado nesta relação:

$$\varepsilon^{(k)} = \varepsilon^{(k-1)} + \lambda_k \frac{f_i - a_i \varepsilon^{(k-1)}}{a_i \cdot a_i} a_i, \quad (3.50)$$

onde λ_k pode ser ajustado em função de k , como uma função linear ou decaimento exponencial. Esses ajustes de λ_k melhoram a velocidade de convergência. Deve-se notar que o melhor valor de λ_k é uma função de k , dos valores das projeções, e dos parâmetros da amostragem da imagem reconstruída. Otimizando o valor de λ_k em cada iteração e selecionando cuidadosamente o índice da fila i em função de k resulta em uma qualidade da imagem reconstruída tão boa quanto usando o algoritmo do EM, com menor custo computacional [99].

CAPÍTULO IV. IMPLEMENTAÇÃO DOS ALGORITMOS DE INVERSÃO RADIAL PARA PLASMAS NÃO SIMÉTRICOS E DE RECONSTRUÇÃO TOMOGRAFICA

Este capítulo é dividido em duas partes; na primeira apresentamos uma breve descrição do método numérico que é usado para a obtenção de perfis radiais de emissividade em plasmas não simétricos a partir de cordas paralelas, sem considerar a inversão de Abel (que só é aplicável a plasmas com simetria cilíndrica). O método é testado em simulações para diferentes perfis com resultados bastante bons. O algoritmo desenvolvido é usado para interpretação dos dados na faixa de luz visível (linhas $H\alpha$), que são obtidos com o diagnóstico de linhas paralelas.

Pretende-se que este método possa também ser empregado em outros diagnósticos de plasma para a obtenção de perfis radiais através de integrais de linha (como é o caso do diagnóstico de interferometria para a medida da densidade eletrônica).

Na segunda parte, fazemos uma descrição detalhada dos algoritmos do Método Tomográfico de Reconstrução Algébrica “ART”, empregados no desenvolvimento do código computacional que aplicamos aos dados do TCABR para a reconstrução da distribuição de emissividade de radiação de linha.

A técnica de reconstrução algébrica (ART) é implementada para uma distribuição de emissividade numa malha quadrada, incluindo o efeito da largura das cordas, para o cálculo da matriz dos coeficientes de visada (matriz de peso). As técnicas de iteração para os valores da emissividade levam em conta o peso do fator multiplicativo pela variação contínua dos elementos da matriz. Ademais a distribuição de emissividade e os perfis de intensidade reconstruídos das visadas são todos normalizados para eliminar problemas de convergência, que podem surgir de erros na calibração dos dados nas várias vistas. Os algoritmos usados são derivados em detalhe e serão referidos como **TRAN** (Técnica de Reconstrução Algébrica Normalizada).

No TCABR, para medida de dados espectroscópicos de emissão de luz num plano poloidal, só se tem acesso ao plasma através de duas janelas, e é inconveniente o acesso através de raios paralelos. Porém, usando as duas janelas de observação onde às linhas de visada dos arranjos de detectores focalizam um intervalo angular do plasma (“fan beam”), obtivemos uma resolução espacial que dá uma quantidade significativa de informação sobre a distribuição da emissividade do plasma.

Sistemas tomográficos com somente duas direções de observação são usados devido a problemas como acesso limitado e o custo e a complexidade da montagem do sistema de diagnóstico no tokamak. Claramente, com esse sistema de diagnóstico, a quantia de informação confiável recuperada é pequena. Por outro lado, em experiências deste tipo há normalmente alguma informação anterior adicional que é ignorada freqüentemente. Informações anteriores são cruciais para os problemas de reconstrução com dados fortemente limitados e têm que ser incorporadas em cálculos para obtenção de resultados seguros [70, 110].

Tentativas prévias de reconstruções com duas direções de observação alcançaram graus variados de sucesso. Um método simples de reconstrução de duas vistas ortogonais foi desenvolvido em [98]. Dois algoritmos diferentes foram usados no tokamak JET [111] para reconstruir a emissividade de raios-X, empregando duas direções de observação: o primeiro se baseia na solução analítica de Cormack e o segundo na aproximação de elementos finitos.

O código computacional **TRAN** é uma técnica tomográfica modificada de reconstrução algébrica. É aplicado para a obtenção da emissividade bidimensional do plasma, a partir de dados espectroscópicos do TCABR, tomados em duas direções de visada de sua seção poloidal. Os

algoritmos de reconstrução são separados e descritos, dando como resultado um código computacional de reconstrução tomográfica.

Um grupo de programas computacionais foi escrito para levar a cabo o **TRAN**. Como não é possível fazer uma predição teórica de resolução e precisão para uma técnica de reconstrução complicada como a **TRAN**, é necessário testá-la com base em casos de distribuições conhecidas (ou “phantoms” matemáticos), semelhante aos esperados para emissão do plasma, para entender suas limitações. Estes testes mostram que, usando uma rede de **200 x 200** com duas direções de visadas ortogonais, o **TRAN** pode produzir com bastante precisão o tipo de distribuição esperado para dados espectroscópicos. Resultados de testes são detalhados no final deste capítulo.

4.1. MÉTODO ITERATIVO DE AVALIAÇÃO DA EMISSIVIDADE RADIAL EM PLASMAS ASSIMÉTRICOS

A obtenção do perfil radial da emissividade do plasma a partir de medidas integradas (por exemplo, com um arranjo de fotodiodos), no caso de plasmas assimétricos, freqüentemente apresenta sérias dificuldades. No que segue, consideraremos o problema de derivar o perfil radial de emissividade do plasma, através de medidas integradas de cordas paralelas que cruzam a coluna de plasma (no nosso caso, os obtidos com um arranjo de fotodiodos).

Supomos que os dados experimentais são interpolados, por exemplo, por um “spline” cúbico, obtendo-se a curva da Fig. 4.1. A curva poderia também ter sido construída em termos da radiância f (intensidade de luz medida pelos fotodiodos) como uma função de x (posição dos canais ao longo do raio do plasma).

Figura 4.1: Perfil radial de emissão, onde f : dados das projeções, ϵ : emissividade obtida e canais: posição dos fotodiodos ao longo da coluna de plasma.

Para resolver o problema matemático, algumas suposições sobre a forma das linhas de nível de emissividade (linhas de contorno), ou de suposições equivalentes, são necessárias. A equação integral resultante para o perfil de emissividade desconhecida é geralmente um problema analiticamente insolúvel; uma solução, na realidade, só é possível quando as linhas de contorno forem círculos concêntricos.

A obtenção da emissividade local do plasma $\epsilon(r)$ (integrada em comprimento de onda), a partir da radiância f , medida ao longo de varias cordas l (linhas de visualização) de um conjunto apropriado de detectores, resume-se na seguinte equação (Eq. 3.6):

$$f_l = \int_l \varepsilon(l) dl \quad (4.1)$$

Figura 4.2: Representação das linhas de contorno e tridimensional para plasmas com simetria cilíndrica.

Se o plasma tem simetria cilíndrica como na Fig. 4.2, a Eq. (4.1) pode ser reescrita como

$$f(x) = 2 \int_x^{y_0} \frac{\varepsilon(r) r}{(r^2 - x^2)^{1/2}} dr. \quad (4.2)$$

A relação entre $f(x)$ (dado das projeções) e $\varepsilon(r)$ é uma equação integral para $f(x)$ (do tipo Volterra) que primeiramente foi estudada pelo matemático Abel [70, 71, 72]. Algumas vezes se diz que $f(x)$ é a transformada de Abel de $\varepsilon(r)$. A transformada inversa de $\varepsilon(r)$ é uma integral de $f(x)$

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{df}{dx} \frac{dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}} \quad (4.3)$$

A inversão de Abel é muito instável e não é diretamente utilizada porque necessita da derivada dos dados das projeções para ser calculada, e a integral diverge em $r=x$.

Na maioria dos casos a coluna de plasma é assimétrica e então a única informação que podemos obter sem hipóteses adicionais é o valor médio da emissividade. De fato, se sabemos o caminho total l da luz dentro do plasma, a emissividade média $\bar{\varepsilon}_l$ é

$$\bar{\varepsilon}_l = \left(\int_l \varepsilon(l) dl \right) / l \quad (4.4)$$

e da Eq. (4.1) obtemos

$$\bar{\varepsilon}_l = \frac{f_l}{l}. \quad (4.5)$$

Porém, como a quantidade mais importante é o perfil radial de emissividade, no caso de configurações de plasmas assimétricos podemos fazer suposições sobre o deslocamento espacial, introduzindo modificações apropriadas na Eq. (4.1) [112] ou controlando os valores da emissividade média obtidos da Eq. (4.5) [113].

Algumas hipóteses freqüentemente usadas, justificadas pela forma do campo magnético são que as linhas de igual densidade eletrônica são círculos, não necessariamente com o mesmo centro, e que as curvas da densidade são simétricas com respeito ao eixo x , como mostrado na Fig. 4.3. Esta hipótese pode ser aplicada no nosso caso para achar a emissividade.

Figura 4.3: Representação das linhas de contorno e em três dimensões de um plasma deslocado de seu centro.

A parte superior de Fig. 4.4 mostra um modelo em três dimensões da distribuição das projeções com deslocamento ao longo do eixo x , mas com simetria sobre o eixo equatorial. A forma das linhas de contorno tem forma circular, mas como explicaremos depois, isto não é mais essencial e simplifica o método.

Também deixamos claro que a função de projeções $f(x)$ que interpola os dados experimentais é, na realidade, uma função tabulada com certo número de pontos. Isto significa que podemos nos referir a $f(x)$ como um vetor cujos elementos são os $f(x_k)$, onde $1 \leq k \leq t$.

Da Fig. 4.4 consideremos uma projeção perpendicular a uma linha de um detector com abscissa x_k , e perpendicular aos planos equatorial e dos detectores. Aplicamos a Eq. (4.1) para a corda $(-a, +a)$ na direção y ,

$$f(x_k) = \int_{-a}^a \mathcal{E}(y) dy \quad (4.6)$$

Figura 4.4: Modelo em três dimensões da distribuição das projeções com deslocamento ao longo do eixo x e com simetria sobre o eixo equatorial.

Aproximamos isto graficamente em passos como mostrado na Fig. 4.5. Lembrando que, pelas hipóteses anteriores, a forma da função de emissividade $\mathcal{E}(y)$, embora seja desconhecida é simétrica, podemos reescrever a Eq. (4.6) como

$$f(x_k) \approx f_{(1,m)}(x_k) \equiv 2 \sum_{i=1}^m \varepsilon_i \Delta l_i \quad (4.7)$$

onde f é a área da figura aproximada em passos; naturalmente esta área pode ser calculada invertendo a variável de integração, como indicado na Fig. 4.5, ou seja

$$f_{(1,m)}(x_k) = \sum_{i=1}^m l_i \Delta \varepsilon_i, \quad (4.8)$$

além disso

$$\varepsilon_i = \sum_{j=1}^i \Delta \varepsilon_j \quad (4.9)$$

Figura 4.5: Aproximação em passos da área da figura 4.4.

Figura 4.6: Aproximação em passos de igual tamanho $\Delta \varepsilon$, a área da figura 4.4.

Na Eq. (4.8), o lado esquerdo é experimentalmente conhecido, sobre as quantidades do lado direito, que por definição as $\Delta \varepsilon_i$ são escolhidos sendo muito pequenos para produzir uma boa aproximação e todas da mesma altura $\Delta \varepsilon$, exceto a última quantidade $\Delta \varepsilon_m$ (ponto superior da Fig. 4.4). A Eq. (4.9), escrita no ponto de emissividade máxima, se torna:

$$\varepsilon_m = \sum_{i=1}^m \Delta \varepsilon_i = (m-1) \Delta \varepsilon + \Delta \varepsilon_m \quad (4.10)$$

onde

$$\Delta \varepsilon_m \leq \Delta \varepsilon. \quad (4.11)$$

Definimos $\Delta \varepsilon$ como sendo uma fração muito pequena da emissividade média

$$\Delta \varepsilon \equiv \delta [\bar{\varepsilon}(x_k)] \quad (4.12)$$

onde $\bar{\varepsilon}$ é derivado da Eq. (4.5); e $\bar{\varepsilon} \leq \varepsilon_m$. A área da figura aproximada em passos (Fig. 4.5) é dividida em três partes (Fig. 4.6)

$$f_{(1,m)}(x_k) = f_{(1,q)}(x_k) + \Delta f_{(q+1,m-1)}(x_k) + l_m \Delta \varepsilon_m \quad (4.13)$$

onde

$$f_{(1,q)}(x_k) \equiv \sum_{i=1}^q l_i \Delta \varepsilon, \quad \text{e} \quad f_{(q+1,m-1)}(x_k) \equiv \sum_{i=q+1}^{m-1} l_i \Delta \varepsilon$$

Para $q = 1$, a Eq. (4.13) se torna

$$f_{(1,m)}(x_k) = f_{(1,1)}(x_k) + f_{(2,m-1)}(x_k) + l_m \Delta \varepsilon_m \quad (4.14)$$

Da Fig. 4.7, que representa a distribuição de emissividade da Fig. 4.4, que é aproximada por um sólido com passos estruturados, vemos que l_1 é o caminho total da projeção no plasma:

$$l_1 = 2a \quad (4.15)$$

O valor do primeiro termo do lado direito da Eq. (4.14) é facilmente determinado a partir das Eq. (4.15) e (4.12):

$$f_{(1,1)}(x_k) = l_1 \Delta \varepsilon \quad (4.16)$$

Figura 4.7: Representação esquemática da distribuição da emissividade da figura 4.4 aproximada por um sólido com passos estruturados. Os elementos do corte transversais correspondentes a abscissa x_k têm o mesmo significado que os mostrados nas figuras 4.5 e 4.6.

escrevemos assim

$$f_{(1,m)}(x_k) - f_{(1,1)}(x_k) = f_{(2,m-1)}(x_k) + l_m \Delta \varepsilon_m \quad (4.17)$$

ou, para $q=2$

$$f_{(2,m)}(x_k) = f_{(2,2)}(x_k) + f_{(3,m-1)}(x_k) + l_m \Delta \varepsilon_m. \quad (4.18)$$

Da Eq. (4.16), e também das considerações anteriores, sabe-se que o valor do lado esquerdo da Eq. (4.18), é igual a Eq. (4.14). Como:

$$f_{(2,2)} = l_2 \Delta \varepsilon,$$

então, se conhecermos o valor de l_2 , é possível, com um processo semelhante que conduziu da Eq. (4.14) até a Eq. (4.18), deduzir o valor de $f_{(3,m)}(x_k)$.

Por indução reescrevemos a Eq. (4.17), na forma

$$f_{(p,m)}(x_k) - f_{(p,p)}(x_k) = f_{(p+1,m-1)}(x_k) + l_m \Delta \varepsilon_m \quad (4.19)$$

onde,

$$f_{(p,p)}(x_k) = l_p \Delta \varepsilon \quad \text{e} \quad 1 \leq p \leq m$$

Se supusermos que temos um método para achar o valor de todas as outras cordas $l_3 \dots l_m$, e que a Eq. (4.19) é uma expressão iterativa cujo lado esquerdo representa a área da Fig. 4.6, da qual subtraímos a área dos passos inferiores, então obtemos todos os passos.

A iteração é finalizada quando a área de todos os passos é minimizada. Neste ponto o lado esquerdo da Eq. (4.19) assume um valor negativo ou zero, desde que $\Delta \varepsilon_m \leq \Delta \varepsilon$. Por meio da Eq. (4.10), truncamos no termo $(m-1)$, obtendo-se o valor de $\delta_m(x_k)$ com um erro de cerca de $\Delta \varepsilon_m$. O problema de derivar a emissividade no plano equatorial se reduz a achar as cordas l_i . Como já declaramos, este problema não tem solução sem antes fazermos alguma suposição sobre a forma das linhas de contorno.

Mostramos agora, primeiro um caso simples de um modelo de só dois passos (Fig. 4.8) (a forma do disco não é necessariamente cilíndrica).

Figura 4.8: Modelo de distribuição de emissividade para dois passos cilíndricos.

Figura 4.9: Seção equatorial da figura 4.8 (parte inferior) e perfil das projeções (parte superior).

A parte inferior da Fig. 4.9, mostra uma seção equatorial da Fig. 4.8, enquanto a parte superior mostra o perfil total das projeções. Os perfis das projeções tabuladas podem ser escritos como:

$$f(x_k) = l_1(x_k) \varepsilon_1 + l_2(x_k) (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \equiv f_1(x_k) + f_2(x_k) \quad (4.20)$$

onde $l_1(x_k)$ e $l_2(x_k)$ são as cordas que passam pelos pontos x_k . Notamos que as projeções devido ao disco inferior são:

$$f_1(x_k) = l_1(x_k) \varepsilon_1,$$

se subtraímos este valor de $f(x_k)$ dado pela Eq. (4.20), obtemos a contribuição para $f(x_k)$ através do disco superior:

$$f_2(x_k) = l_2(x_k) (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$$

Esta contribuição é diferente de zero só quando $x_C < x_k < x_D$. Fazendo a varredura dos pontos da função de projeções, encontramos x_C e x_D . Então os perfis de emissividade podem ser derivados dos valores medidos de $f(x_k)$ só se existe uma relação entre (x_C, x_D) e $I_2(x_k)$, possivelmente na base de argumentos físicos, por exemplo, as linhas de emissividade estão completamente definidas por (x_C, x_D) , se eles são círculos.

Este processo pode ser estendido por indução a modelos com vários passos que se aproxima às verdadeiras distribuições de emissividade. No caso geral, as varreduras dos valores tabulados, como descritos anteriormente, eliminam os valores que são zeros ou negativos e fixam um novo extremo. Por meio da Eq. (419), onde p é o índice de iteração comum para todos os x_k , fazemos a iteração até que a função $f_{(l,m)}(x_k)$ termine. A emissividade local $\varepsilon(x_k)$ é obtida da Eq. (410), onde lembramos que m assume o valor do índice de iteração p só quando $f_{(p,m)}(x_k)$ se torna zero ou negativo.

4.1.1. TESTE COM DISTRIBUIÇÃO DA EMISSIVIDADE COM SÓ UM MÁXIMO

Supondo que a distribuição da emissividade é dada, avaliamos as projeções e finalmente deduzimos a partir das projeções o perfil de emissividade pelo método descrito. Seja a distribuição da emissividade dada por

$$\varepsilon(x, y) = -\left(\frac{\alpha}{\rho^2}\right)(x^2 + y^2 - \rho^2) \quad (4.21)$$

$$\text{sendo o perfil: } \varepsilon(x) = -\left(\frac{\alpha}{\rho^2}\right)(x^2 - \rho^2) \quad (4.22)$$

onde $\rho \geq (x^2 + y^2)^{1/2}$ é o rádio de plasma e α é o máximo de $\varepsilon(x)$.

As projeções são dadas pela Eq. (4.1). A função $f(x)$ é tabulada com 1000 pontos, e $\Delta\varepsilon$ (Eq. 4.12) é escolhido como sendo 1/500, que é o máximo do perfil de emissividade média obtida pela Eq. (4.5).

Aplicamos o método para as projeções dadas pela Eq. (4.1). O resultado é mostrado na Fig. 4.10. Como se pode observar não há nenhuma diferença apreciável entre o perfil assumido e o resultado. O erro é menor que 0,1%.

Como outro exemplo, consideremos a distribuição altamente assimétrica:

$$\rho^2 \varepsilon(x, y) = -\alpha \{ [x + \delta\varepsilon(x, y)]^2 + y^2 - \rho^2 \} \quad (4.23)$$

onde δ é o parâmetro de desvio. O correspondente perfil no plano equatorial é:

$$\rho^2 \varepsilon(x) = -\alpha \{ [x + \delta\varepsilon(x)]^2 - \rho^2 \} \quad (4.24)$$

Na Fig. 4.11 temos o perfil assumido comparado com os resultados obtidos com 1000 pontos. O erro é menor que 0,1%.

Figura 4.10: $f(x)$ é o perfil das projeções e $\varepsilon(x)$ o perfil de emissividade obtida.

Figura 4.11: $f(x)$ é o perfil das projeções e $\varepsilon(x)$ o perfil de emissividade obtida. Em a) e b) temos os exemplos obtidos fazendo-se variar os parâmetros ρ , α e δ .

4.1.2. TESTE COM DISTRIBUIÇÃO DA EMISSIVIDADE COM VÁRIOS MÁXIMOS

As projeções experimentais são freqüentemente mais complexas que os dos exemplos citados anteriormente. Uma projeção freqüentemente observada é do tipo mostrado na Fig. 4.12a. A hipótese habitual é que corresponde a uma distribuição de plasma do tipo mostrada na Fig. 4.12b, mas na realidade, isto poderia derivar-se de uma distribuição do tipo dado na Fig. 4.13a.

- **MODELO DE DOIS CUMES**

Como já declaramos, a simetria circular das linhas de contorno não é necessária. O método descrito é aplicável para uma seção transversal através de um ponto genérico x_k , que é necessariamente a forma das linhas de contorno.

Supomos que o modelo de dois cumes na Fig. 4.12b possa ser aproximado por um sólido com passos estruturados como mostrado na Fig. 4.13b, onde aplicamos o mesmo método para uma distribuição de um só máximo, mas com a diferença que depois da subtração da contribuição de um passo, fazemos a varredura de todos os pontos para achar um possível “vale” (Fig. 4.14a). Se encontrarmos um vale, procedemos a calcular a primeira área mostrada na Fig. 4.14b e a seguinte também (Fig. 4.14c).

A extensão deste método para distribuições com mais de dois máximos é fácil, porém, deve-se lembrar que, para os casos onde os vales são muito profundos, o erro intrínseco do passo suposto chega a ser muito maior que o introduzido pelo método de iteração. Considerando que o modelo de dois cumes é muito complexo, consideramos o modelo mostrado na Fig. 4.13b, os resultados são apresentados na Fig. 4.15.

Figura 4.12: Perfil de emissividade. a) pode derivar-se a uma interpretação ambígua: de fato as figuras 4.12b e 4.13a os demonstram.

Figura 4.13: Perfil de emissividade. A representação 4.13b é uma aproximação assumida no caso da distribuição deslocada 4.12b.

Figura 4.14: Aplicação esquemática do método proposto para uma distribuição de dois cumes.

Figura 4.15: Resultado da reconstrução por passos.

• MODELO CRATERA

Imaginemos uma simples distribuição tipo “cratera”: um disco com um buraco cuja seção transversal é mostrada na parte baixa da Fig. 4.16. Reescrevemos a Eq. (4.20) para este caso:

$$f(x_k) = f_1(x_k) - f_2(x_k) \quad (4.25)$$

Tendo achado os pontos x_C e x_D , usamos o mesmo procedimento descrito depois da Eq. (4.20), notando que, para sinais negativos na Eq. (4.25), devemos terminar fazendo a varredura nos dois pontos negativos (x_C e x_D). Depois disto, restabelecemos o perfil original f_1 e subtraímos a função f_2 correspondente aos pontos negativos (buraco da cratera). O caso geral é determinado na Fig. 4.17: o perfil é restabelecido até encontrar todos os pontos das projeções negativas (Fig. 4.17a), onde subtraímos os perfis devido à área negativa (Fig. 4.17b); logo se faz o tratamento como no modelo para um só máximo.

Como exemplo vamos considerar o seguinte modelo de distribuição

$$\rho^2 \left(1 + \gamma \left\{ [x + \delta \varepsilon(x, y)]^2 + y^2 \right\} \right) \varepsilon(x, y) = -\alpha \gamma \left\{ [x + \delta \varepsilon(x, y)]^2 + y^2 \right\}^2 + (\alpha \chi \rho^2 + \beta - \alpha) \left\{ [x + \delta \varepsilon(x, y)]^2 + y^2 \right\} + \rho^2 (\alpha - \beta) \quad (4.26)$$

e seu correspondente perfil

$$\rho^2 \{1 + \gamma [x + \delta \varepsilon(x)]^2\} \varepsilon(x) = -\alpha \gamma [x + \delta \varepsilon(x)]^4 + (\alpha \chi \rho^2 + \beta - \alpha) [x + \delta \varepsilon(x)]^2 + \rho^2 (\alpha - \beta) \quad (4.27)$$

onde α , β e γ são parâmetros relacionados à forma da cratera, δ é o parâmetro de desvio, e ρ é o raio do plasma. Os resultados são mostrados na Fig. 4.18. O erro, embora não visível na Fig. 4.18, é muito menor que no caso de distribuição parabólica, devido à iteração mais longa.

Figura 4.16: Seção transversal de um passo simples tipo cratera (lado superior) e seu correspondente perfil de projeções (lado inferior).

Figura 4.17: Aplicação esquemática do método proposto para uma distribuição tipo cratera.

Figura 4.18: $f(x)$ perfil das projeções e $\varepsilon(x)$ perfil de emissividade obtida. a) e b) são exemplos obtidos fazendo variar os parâmetros ρ , α , β , γ e δ

Como mostramos, o método proposto dá resultados muito bons no caso de distribuições parabólicas simétricas e assimétricas; também dá resultados bons nas distribuições de cratera simétricas e assimétricas. No caso de distribuições com mais de um máximo os resultados também são satisfatórios.

4.2. IMPLEMENTAÇÃO DO ALGORITMO DE RECONSTRUÇÃO TOMOGRAFICA

4.2.1. IMPLEMENTAÇÃO DO ALGORITMO PARA CALCULAR O FATOR DO PESO

Em um sistema flexível (com uma memória de computador muito grande), os fatores de peso podem ser determinados com antecedência, em forma de uma tabela por visada com uma matriz de dimensão fixa e com uma largura da corda fixa. Um problema é o número de fatores de peso que é muito grande para ser armazenado. Com $I=2 \times 32$ valores de entrada e reconstruídos de $J=200 \times 200$

pixels, o sistema de matrizes contém 2560000 elementos, requerendo muita memória para armazenar estes dados. Além deste detalhe, não seria prático armazenar todos esses dados, devido ao fato que aproximadamente 99% dos elementos da matriz são iguais a zero. Neste caso, é necessário desenvolver um algoritmo eficiente que facilite a implementação numérica da projeção usando a área intersectada pela integral de linha, e também reduza o número de fatores de peso quanto possível.

No que se segue calculamos o peso da área interceptada pela projeção no senso de implementação numérica, em particular para reduzir o número de fatores de peso requerido para cada projeção (matriz de peso). Para um estudo mais abrangente podem-se consultar as referências [106, 114, 115, 116, 117].

Nas projeções medidas se consideram a forma da corda como sendo retangular (área sombreada da Fig. 4.19), de largura pequena (limite de Nyquist), ficando no plano da imagem. Escolhemos a largura da corda w como sendo igual à largura do colimador. O efeito de largura finita da corda é degradar a resolução espacial, borrando os detalhes além do limite imposto pela grade retangular (0,2 cm de lado).

Figura 4.19: Representação de uma imagem.

Descrevemos um algoritmo eficiente para calcular o comprimento da corda que intersecta o pixel [107]. Denotamos a emissividade do pixel como $\varepsilon(m,n)$ e o comprimento da corda contido no pixel como $a(q)$ (Fig. 4.20). Então temos que os elementos da matriz de peso podem ser expressos aproximadamente por $a_{ij} \approx wa(q)$, onde q é o número de interseções da corda com as linhas que delimitam os pixels, i representa o índice da projeção e j o índice de um pixel da emissividade ($J=MN$), o valor da projeção pode ser escrito como:

$$f_i = \sum_{m,n} a_{ij}(m,n) \varepsilon(m,n). \quad (4.28)$$

Em lugar de elementos independentes, os pixels são considerados como áreas de interseção de um conjunto de linhas paralelas ortogonais igualmente espaçadas. Sem perda de generalidade, a Fig. 4.20 mostra os pixels como sendo a interseção de um grupo de linhas paralelas ortogonais igualmente espaçadas. Calculamos as interseções da corda com as linhas ortogonais que formam os pixels, em lugar de interseções individuais da corda com os pixels.

Determinar as interseções da corda com as linhas paralelas ortogonais igualmente espaçadas é um problema particularmente simples. Como as linhas são igualmente espaçadas, só é necessário determinar a primeira interseção e gerar todos os outros através de recursão. Como mostrado na Fig. 4.20, a interseção consiste em duas etapas, primeiro para as interseções com as linhas horizontais (círculos abertos) e depois para as interseções com as linhas verticais (círculos fechados). Da Fig. 4.20, observamos que a interseção da corda com os pixels é um subconjunto de interseções com as

linhas que formam os pixels. A identificação deste subconjunto permite determinar o comprimento da corda que fica dentro do pixel.

A corda do ponto 1 para o ponto 2 pode ser representada parametricamente como

$$X(\alpha) = x_1 + \alpha(x_2 - x_1) \quad (4.29)$$

$$Y(\alpha) = y_1 + \alpha(y_2 - y_1)$$

onde o parâmetro α é zero no ponto 1 e unidade no ponto 2. Se ambos pontos 1 e 2 estão fora do arranjo, então os valores paramétricos que correspondem aos dois pontos de interseção da corda com os lados da malha são dados por $\alpha_{\min}$ e $\alpha_{\max}$. Todas as interseções da corda com as linhas paralelas ortogonais têm valores paramétricos que estão na gama de $(\alpha_{\min}, \dots, \alpha_{\max})$. Para o caso ilustrado na Fig. 4.20, onde o ponto 1 e o ponto 2 estão dentro da malha, o valor de $\alpha_{\min}=0$ e $\alpha_{\max}=1$.

Figura 4.20: Os pixels são áreas originadas pela interseção de linhas paralelas ortogonais. A interseção da corda (projeção) com os pixels, pode ser representada como a interseção da corda com estas linhas ortogonais. Esta interseção é expressa por dos subconjuntos: um para as linhas horizontais (círculos abertos) e outro para as linhas verticais (círculos fechados) [12].

A solução para a interseção da corda com a malha se faz determinando os valores de interseção paramétrica da corda no intervalo $(\alpha_{\min}, \dots, \alpha_{\max})$, com cada conjunto ortogonal igualmente espaçado de linhas paralelas. Para uma malha de $M \times N$ pixels, as linhas perpendiculares paralelas igualmente espaçadas, podem ser escritas como:

$$X(m) = X(1) + (m - 1) \Delta_x \quad (m = 1, \dots, M + 1) \quad (4.30)$$

$$Y(n) = Y(1) + (n - 1) \Delta_y \quad (n = 1, \dots, N + 1)$$

onde Δ_x e Δ_y são as distâncias entre as linhas paralelas x e y , respectivamente. As quantidades Δ_x e Δ_y são os comprimentos dos lados do pixel. Os valores paramétricos $\alpha_{\min}$ e $\alpha_{\max}$ são obtidos intersectando a corda com os lados da malha. Das Eq. (4.29) e (4.30), os valores paramétricos que correspondem aos lados são determinados pelo seguinte relação.

Se $(x_2 - x_1) \neq 0$,

$$\alpha_x(1) = [X(1) - x_1] / (x_2 - x_1)$$

$$\alpha_x(M+1) = [X(M+1) - x_1] / (x_2 - x_1)$$
(4.31)

com expressões semelhantes para $\alpha_y(1)$ e $\alpha_y(N+1)$. Se o denominador $(x_2 - x_1)$ na Eq. (4.31) é igual a zero, então a corda é perpendicular ao eixo x , e os valores correspondentes de α_x são indefinidos, e similarmente para α_y . Se os valores de α_x e α_y são indefinidos, então esses valores são excluídos em todo o que segue.

Em termos dos valores paramétricos, as quantidades $\alpha_{\min}$ e $\alpha_{\max}$ são determinados por:

$$\alpha_{\min} = \max \{0, \min [\alpha_x(1), \alpha_x(M+1)], \min [\alpha_y(1), \alpha_y(N+1)]\}$$

$$\alpha_{\max} = \min \{1, \max [\alpha_x(1), \alpha_x(M+1)], \max [\alpha_y(1), \alpha_y(N+1)]\}$$
(4.32)

onde as funções **min** e **max** selecionam a lista de argumentos o termo mínimo e máximo, respectivamente. Se $\alpha_{\max}$ é menor ou igual a $\alpha_{\min}$, então a corda não intersecta a malha. Da Fig. 4.20 comprovamos que $\alpha_{\min}=0$ e $\alpha_{\max}=1$.

Desde todas as linhas ortogonais intersectadas que compõem a malha, existem somente certas linhas intersectadas que terão valores paramétricos no intervalo $(\alpha_{\min}, \dots, \alpha_{\max})$. Das Eqs. (4.29), (4.30) e (4.32) o intervalo de índices $(m_{\min}, \dots, m_{\max})$ e $(n_{\min}, \dots, n_{\max})$ correspondentes a estas linhas ortogonais, são determinado pela seguinte relação:

Se $(x_2 - x_1) > 0$,

$$m_{\min} = M + 1 - \frac{[X(M+1) - \alpha_{\min}(x_2 - x_1) - x_1]}{\Delta_x}$$

$$m_{\max} = 1 + \frac{[x_1 + \alpha_{\max}(x_2 - x_1) - X(1)]}{\Delta_x}$$
(4.33)

Se $(x_2 - x_1) < 0$,

$$m_{\min} = M + 1 - \frac{[X(M+1) - \alpha_{\max}(x_2 - x_1) - x_1]}{\Delta_x}$$

$$m_{\max} = 1 + \frac{[x_1 + \alpha_{\min}(x_2 - x_1) - X(1)]}{\Delta_x}$$

com expressões similares para $n_{\min}$ e $n_{\max}$.

Para uma determinada gama de índices $(m_{\min}, \dots, m_{\max})$ e $(n_{\min}, \dots, n_{\max})$, o conjunto de valores paramétricos $\{\alpha_x\}$ e $\{\alpha_y\}$ correspondendo às interseções da corda com os planos são determinados por:

Se $(x_2 - x_1) > 0$,

$$\{\alpha_x\} = \{\alpha_x(m_{\min}), \dots, \alpha_x(m_{\max})\} \quad (4.34)$$

Se $(x_2 - x_1) < 0$,

$$\{\alpha_x\} = \{\alpha_x(n_{\max}), \dots, \alpha_x(n_{\min})\}$$

onde

$$\alpha_x(m) = \frac{[X(m) - x_1]}{(x_2 - x_1)} = \alpha_x(m-1) + \left[\frac{\Delta_x}{(x_2 - x_1)} \right]$$

com similares expressões para $\{\alpha_y\}$.

Como dado por Eq. (4.34), os subconjuntos $\{\alpha_x\}$ e $\{\alpha_y\}$ são organizados em ordem ascendente. Cada termo em cada subconjunto corresponde a uma interseção da corda com uma linha em particular. As interseções da corda com os pixels são encontradas juntando os subconjuntos $\{\alpha_x\}$ e $\{\alpha_y\}$ em um grupo. Incluindo o caso onde um ou ambos dos pontos finais da corda pode estar dentro da malha, os valores paramétricos $\alpha_{\min}$ e $\alpha_{\max}$ são juntadas parametricamente. Os termos $\alpha_{\min}$, $\alpha_{\max}$ e os conjuntos $\{\alpha_x\}$ e $\{\alpha_y\}$ são denotados pelo conjunto $\{\alpha\}$:

$$\{\alpha\} = \{\alpha_{\min}, \cup[\{\alpha_x\}, \{\alpha_y\}], \alpha_{\max}\} = \{\alpha(0), \dots, \alpha(p)\} \quad (4.35)$$

onde o último termo tem um índice p dado por:

$$p = (m_{\max} - m_{\min} + 1) + (n_{\max} - n_{\min} + 1) - 1 \quad (4.36)$$

Dois termos adjacentes no conjunto $\{\alpha\}$ determinam às interseções da corda com um pixel em particular. Para duas interseções q e $q-1$, o comprimento da corda que intersecta o pixel, $a(q)$, é determinado por:

$$a(q) = d_{12} [\alpha(q) - \alpha(q-1)] \quad q = 1, \dots, p \quad (4.37)$$

onde o termo d_{12} é a distância do ponto 1 ate o ponto 2,

$$d_{12} = [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]^{1/2} \quad (4.38)$$

O pixel $[m(q), n(q)]$ que corresponde a interseções q e $q-1$, contém o ponto central das duas interseções. De Eq. (4.29), (4.30) e (4.32) os índices $[m(q), n(q)]$ são determinados por

$$m(q) = 1 + \frac{[x_1 + \alpha_{mid}(x_2 - x_1) - X(1)]}{\Delta_x} \quad (4.39)$$

$$n(q) = 1 + \frac{[y_1 + \alpha_{mid}(y_2 - y_1) - Y(1)]}{\Delta_y}$$

onde α_{mid} é dado por:

$$\alpha_{mid} = \frac{[\alpha(q) + \alpha(q-1)]}{2} \quad (4.40)$$

Da Eq. (4.28), a projeção f_i pode ser escrito como:

$$f_i = \sum_{q=1}^{q=p} w a_i(q) \varepsilon[m(q), n(q)] \quad (4.41)$$

$$f_i = w d_{12} \sum_{q=1}^{q=p} [\alpha(q) - \alpha(q-1)] \varepsilon[m(q), n(q)]$$

onde w é a largura da corda, p é determinado por Eq. (4.36), $a(q)$ é determinado por Eq. (4.37) e os índices $[m(q), n(q)]$ são determinados pela Eq. (4.39).

O programa de confecção das matrizes de pesos a_{ij} foi confeccionado com base no Algoritmo 4.1. Para a implementação deste segue-se à notação das coordenadas dos pixels e cordas descritas no capítulo anterior. Estes fatores são armazenados em uma matriz onde os índices i, m, n de cada elemento representam o índice (i) da corda (projeção) que o intersecciona, a fila (n) e coluna (m) do pixel e o fator de peso ($a_i(m, n)$) (quando o valor do elemento é igual zero, implica que a corda não passa por aquele pixel naquele ângulo de visada).

Algoritmo 4.1: Cálculo dos coeficientes de peso a_{ij}

Calcular os limites dos valores paramétricos ($\alpha_{min}, \alpha_{max}$)
 Calcular o intervalo dos índices ($m_{min}, \dots, m_{max}$) ($n_{min}, \dots, n_{max}$)
 Calcular o conjunto paramétrico $\{\alpha_x\}$ e $\{\alpha_y\}$
 União dos parâmetros em forma ascendente $\{\alpha\}$
 Calcular o comprimento dos fatores a_{ij} nos pixels
 Calcular o índice dos pixels

4.2.2. IMPLEMENTAÇÃO DO ALGORITMO DE ITERAÇÃO

Pela teoria desenvolvida no capítulo anterior, o método ART formula o problema de reconstrução da emissividade como um conjunto de equações lineares

$$A \cdot \varepsilon = f$$

$I =$

$\begin{matrix} \# \text{ projeções} \\ \times \\ \# \text{ cordas} \end{matrix}$

A - matriz de peso

pixels são influenciados
por cada um das corda

$J = (\text{tamanho da imagem NM}) = \# \text{ pixels}$

=

projeções

Onde f é um vetor unidimensional contendo os dados medidos (projeções) que são armazenados num vetor, A é o sistema de matriz que contem os fatores de peso a_{ij} em cada pixel da imagem correspondendo à orientação de cada corda, e ε é um vetor J -dimensional que contem os

pixels da imagem desconhecida (emissividade) a ser reconstruída. Para acharmos a emissividade ϵ , utilizamos o Método de Kaczmarz cujos passos de iteração são

- Iteração para uma única corda i (projeção):
 - para um pixel $j=1 \rightarrow J$ fazer:

- Final do pixel
- Final da corda.

O uso de algoritmos iterativos implica que o vetor da solução ϵ deve ser inicializado com uma boa aproximação inicial, que não precisa ser necessariamente uma constante. Uma possibilidade é o uso de algoritmos rápidos e diretos, tais como métodos baseados no Corte de Fourier, para produzir uma aproximação inicial. Se a aproximação inicial for boa os algoritmos iterativos no geral convergirão mais rapidamente, mas isto implica que o comportamento do algoritmo é influenciado pelo método direto. Outra aproximação inicial muito comum é inicializar a solução com uma constante [118]. Para o algoritmo ART nenhuma limitação é feita a respeito do valor inicial, mas para outros algoritmos iterativos tais como o MART (ART multiplicativo) e EM (máxima entropia) o valor inicial tem que ser positivo. Para o algoritmo desenvolvido nesta tese, o valor inicial da solução, $\epsilon^{(0)}$, é escolhido como sendo constante (imagem em branco). A obtenção de uma rápida convergência da solução e também da redução do ruído na imagem se faz melhorando a escolha do parâmetro de relaxação ($0 < \lambda < 2$). Este valor depende muito do número de projeções, número de visadas e do tamanho de pixels de emissividade a serem reconstruídos. Na parte final deste capítulo apresentamos as simulações conseguidas para $\lambda=2$.

Para explicarmos o funcionamento do algoritmo de reconstrução algébrica, consideremos a seguinte imagem 2x2 com 6 projeções (Fig. 4.21). Esta imagem pode ser representada por um sistema de equações como indicado na operação matricial ao lado.

Figura 4.21: Representação matricial de uma imagem 2x2 com 6 projeções.

Este é um sistema de equações sobre-determinado, porque há seis equações e quatro variáveis desconhecidas. Consequentemente algumas das filas e colunas são linearmente dependentes. A inversão da matriz pode ser usada para resolver as variáveis desconhecidas. Esta aproximação não é prática para sistemas reais, porque podem ter centenas de equações simultâneas para uma única projeção.

O método de reconstrução algébrica (ART) é aplicado para resolver este problema de reconstrução tomográfica. O método consiste de três passos básicos,

- Fazemos uma suposição inicial da solução.
- Calculamos as projeções baseadas nestas suposições.
- Redefinimos a suposição baseada no peso da diferença entre as projeções medidas e as projeções calculadas.

Isto é como uma retroprojeção, só que este método usa correções iterativas. Mostraremos o comportamento de ART em sua forma mais simples para poder entender melhores os passos básicos descritos acima. A Eq. (4.42) representa a relação mais simples de reconstrução iterativa, onde f_i é a projeção medida e ε_{ij}^k é a imagem na iteração k e a o fator de peso (supomos $a=1/2$). Então:

$$\varepsilon_{ij}^{k+1} = \varepsilon_{ij}^k + a (f_i - \sum_j \varepsilon_{ij}^k) \quad (4.42)$$

Voltando a Fig. 4.21, inicializamos todos os pixels como sendo igual a zero ($\varepsilon_1^0=0$, $\varepsilon_2^0=0$, $\varepsilon_3^0=0$, $\varepsilon_4^0=0$). Logo utilizamos as projeções verticais ($\theta=90^\circ$) e calculamos os valores dos pixels para a primeira iteração $k=1$, com ajuda da Eq. (4.42):

$\begin{array}{cc} 11 & 9 \\ \uparrow & \uparrow \\ \boxed{0} & \boxed{0} \\ \boxed{0} & \boxed{0} \end{array}$	$\varepsilon_1^1 = 0 + \frac{11-0}{2} = 5,5$	$\varepsilon_2^1 = 0 + \frac{9-0}{2} = 4,5$
	$\varepsilon_3^1 = 0 + \frac{11-0}{2} = 5,5$	$\varepsilon_4^1 = 0 + \frac{9-0}{2} = 4,5$

Agora utilizamos as projeções do lado direito ($\theta=0^\circ$) e fazemos a iteração $k=2$:

$\begin{array}{cc} \boxed{5,5} & \boxed{4,5} \\ \boxed{5,5} & \boxed{4,5} \end{array}$	$\rightarrow 12$ $\rightarrow 8$	$\varepsilon_1^2 = 5,5 + \frac{12 - (5,5 + 4,5)}{2} = 6,5$	$\varepsilon_2^2 = 4,5 + \frac{12 - (5,5 + 4,5)}{2} = 5,5$
		$\varepsilon_3^2 = 5,5 + \frac{8 - (5,5 + 4,5)}{2} = 4,5$	$\varepsilon_4^2 = 4,5 + \frac{8 - (5,5 + 4,5)}{2} = 3,5$

Fazemos a ultima iteração $k=3$, onde utilizamos as projeções das diagonais ($\theta=\pm 45^\circ$):

$\begin{array}{cc} & 7 & \\ \nearrow & \boxed{6,5} & \boxed{5,5} & \nwarrow \\ \searrow & \boxed{4,5} & \boxed{3,5} & \nearrow & 13 \end{array}$	$\varepsilon_1^3 = 6,5 + \frac{7 - (6,5 + 3,5)}{2} = 5$	$\varepsilon_2^3 = 5,5 + \frac{13 - (5,5 + 4,5)}{2} = 7$
	$\varepsilon_3^3 = 4,5 + \frac{13 - (5,5 + 4,5)}{2} = 6$	$\varepsilon_4^3 = 3,5 + \frac{7 - (6,5 + 3,5)}{2} = 2$

e finalmente encontramos o resultado:

o que claramente se observa é a consistência com todas as projeções. Este método é simples de ser implementado, mas é um pouco lento se comparado com outros métodos. Depois que o assunto ficou mais claro, procederemos a implementar o algoritmo tomográfico de reconstrução algébrica (ART) utilizando o método de Kaczmarz.

A implementação numérica do método de reconstrução tomográfica (ART) basicamente segue os passos visualizados no Algoritmo 4.2:

- Fazer uma suposição inicial.
- Verificar se esta suposição tem boa correspondência com os dados medidos (retroprojeção).
- Calcular a diferença entre o resultado e a medida real.
- Corrigir os valores.
- Repetir até satisfazer os resultados.

Algoritmo 4.2: Esquema de resolução de ART

```

Fazer a suposição inicial
Condição: As iterações não alcançaram a convergência?
  Iteração para cada projeção
    Iteração para cada corda
      Calcular a retroprojeção
      Calcular a diferença com a projeção medida
      Distribuir a diferença
    Fim de iteração
  Fim de iteração
Fim da condição.
  
```

4.2.3. O CODIGO TRAN

O código computacional **TRAN** desenvolvido nesta tese é usado para a reconstrução experimental do perfil tomográfico da emissividade do plasma no espectro visível. Os resultados das reconstruções são qualitativamente bons. O código **TRAN** leva menos de 5 minutos de tempo de processamento por iteração num PC comum, levando a cabo uma reconstrução típica para uma rede de **200 x 200** com duas visadas ortogonais.

O código computacional **TRAN** discretiza os dados espectroscópicos e a fonte de distribuição do seguinte modo. A fonte de distribuição reconstruída é representada por uma matriz $[\epsilon_{mn}]$ cujos elementos são as amplitudes normalizadas (tomadas como constante) sobre quadrados de área unitária e centradas nas coordenadas cartesianas $x=m, y=n$. Assim ϵ_{00} é o valor da fonte normalizada no centro do quadrado centrado na origem. A máxima magnitude para m e n , IMX , é o menor valor que permitirá normalizar as coordenadas $x - y$ sobre a área da qual a emissão é possível. A largura da área discretizada é determinada pela escolha da longitude normalizada para o quadrado.

Basicamente, são usados dois tipos de projeção em um sistema tomográfico: cordas paralelas e cordas com variação angular ("fan beam"). A projeção de cordas com variação angular pode ser dividida dependendo da geometria do detector, em duas categorias: cordas equiangulares e de detectores uniformemente espaçados. No sistema construído para esta tese uso-se projeções com variação angular com detectores uniformemente espaçados. Uma representação esquemática do sistema tomográfico é mostrada na Fig. 4.22.

Figura 4.22: a): Seção poloidal da coluna do plasma, junto com a localização dos detectores. b): Sistema de coordenadas usadas para a reconstrução dos dados espectroscópicos.

Os dados espectroscópicos são dados como duas colunas discretas de intensidades de duas direções de visada no plano $x - y$ (Fig. 4.22). Chamamos estas intensidades de S_i quando os valores são observados no eixo x até $x = x_d$, e T_i para os valores observados no eixo y até $y = y_d$. Os detectores de radiação (fotodiodos), que produzem S_i (ou T_i), vêem a luz emitida ao longo de cordas de largura finita Δ fazendo um ângulo θ_i (ψ_i) com o eixo x (ou y), medidos positivamente para o eixo y (ou x). O incremento angular entre os valores dos dados é constante, de forma que $\theta_i = C_\theta i$ ($\psi_i = C_\psi i$). O índice i assume todos os valores inteiros dentro de uma magnitude máxima KMX (KMY).

O valor de C_θ (C_ψ) é determinado da resolução dos dados experimentais. Logo supomos que a densidade do plasma é baixa o bastante, para que a reabsorção da luz no plasma possa ser desprezada, e que os detectores estão distantes o bastante do plasma, para que correções da lei inversa ao quadrado da distância para a fonte de intensidades sejam desprezáveis. Então temos as relações entre os valores S_i , T_i , e ϵ_{mn} :

$$S_i = E_x \sum_{m,n} F_{imn} \epsilon_{mn} \quad (4.43)$$

$$T_i = E_y \sum_{m,n} G_{imn} \epsilon_{mn} \quad (4.44)$$

onde E_x e E_y são constantes de normalização e o fator de peso F_{imn} é a área do quadrado de área unidade centrada em $x = m$, $y = n$ interceptado pela corda de largura Δ passando através de $x = x_d$ e fazendo um ângulo iC_θ com o eixo x . O fator de peso G_{imn} tem análoga definição para a visada de $y = y_d$.

O objetivo da reconstrução é achar uma solução para os ϵ_{mn} nas equações indeterminadas, Eqs. (4.43) e (4.44). O algoritmo **TRAN** começa com uma distribuição inicial ϵ_{mn}^0 . Primeiro, uma iteração é feita para a visada x que usa os dados S_i ($i = -KXM, \dots, 0, 1, \dots, KXM$) onde se obtém

ϵ_{mn}^1 . Depois uma iteração é feita com a visada y usando os dados T_i ($i=-KYM, \dots, 0, 1, \dots, KYM$) onde se obtém ϵ_{mn}^2 . Este procedimento de iteração é repetido até que os graus de convergência desejados sejam alcançados. Para uma típica iteração de ϵ^k a ϵ^{k+1} , são usadas as seguintes fórmulas em nossa reconstrução **TRAN** usando coeficientes contínuos e normalizados ϵ_{mn} .

Seja f_i um das series S_i ou T_i e seja a_{imn} uma das matrizes com os fatores de peso F_{imn} ou G_{imn} . Primeiro, formamos os dados reconstruídos depois de k iterações pela soma:

$$R_i^k = \sum_{m,n} a_{imn} \epsilon_{mn}^k \quad (4.45)$$

Formamos a constante de normalização E_x ou E_y , das Eqs. (4.43) e (4.44), a k iterações como:

$$E^k = \frac{\sum_i f_i}{\sum_i R_i^k}, \quad (4.46)$$

logo temos

$$R_i^{k+1} = E^k R_i^k \quad (4.47)$$

Agora formamos uma matriz corrigida de ϵ . O método ART segue o seguinte algoritmo:

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_j^{(k+1)} = \epsilon_j^{(k)} + \lambda \frac{\frac{f_i}{R_i^k} - a_{ij}^T \epsilon_j^{(k)}}{a_{ij}^T a_{ij}} a_{ij}, \quad a_{ij} \neq 0 \end{array} \right. \quad (4.48)$$

a_{ij} é um elemento da matriz A (ordenados ciclicamente), f_i é a componente do vetor medido (projeções), λ é o parâmetro de regularização, que é uma constante escolhida para estabilizar a convergência empiricamente. O processo de iteração da Eq. (4.48) converge para $0 < \lambda < 2$, para toda aproximação inicial $\epsilon^{(0)}$ [2], onde o vetor igual a $\mathbf{1}$ é frequentemente usado como condição inicial. Todas as somatórias das Eqs. (4.43 – 4.48) mostram os índices somando sobre valores positivos e negativos.

O algoritmo de reconstrução básico é Eq. (4.48). Nesta relação os dados de entrada dos valores reconstruídos são influenciados pela área relativa do elemento na distribuição vista pelo detector quando toma os dados. Os cálculos de coeficientes de normalização E_x e E_y para cada visada, em lugar do uso de um único fator de normalização, significam que as diferenças sistemáticas nas calibrações dos detectores entre as visadas mostram que $E_x \neq E_y$. Sem esta normalização separada, tal sistemática diferenciação reduz lentamente (ou previne) a convergência das iterações.

A convergência pode ser testada observando a comparação entre iterações, tal como:

$$V^{k+1} = \frac{\sum_j (\epsilon_j^{k+1} - \epsilon_j^k)^2}{\sum_j (\epsilon_j^{k+1})^2} \quad (4.49)$$

ou

$$V^{k+1} = \frac{\sum_k (S_i - R_i^{k+1})^2 + \sum_k (T_i - R_i^k)^2}{\sum_i S_i^2 + \sum_i T_i^2}, \quad (4.50)$$

produz um valor menor que alguma tolerância especifica.

Notamos que é possível que a_{mn} seja igual a zero para alguns mn . Isto significa que o elemento de área mn não é visto pelo detector para um dado ponto na visada correspondente. A experiência deveria ser organizada tal que os correspondentes ϵ_{mn}^0 são zero. Se não, tais casos são tratados no código de computacional fixando $\epsilon_{mn}^{k+1} = \epsilon_{mn}^k$ para esses mn valores com $\Sigma_i a_{imn} = 0$, em lugar de usar a Eq. (4.48). Se os dados de entrada são tais que há mn 's para que qualquer $\Sigma_i F_{imn}$ ou $\Sigma_i G_{imn}$ (mas não ambos) seja igual a zero, então problemas de convergência resultarão para elementos ϵ_{mn} e talvez para toda a reconstrução se há muitos destes casos. Para nossos dados experimentais nenhum destes casos acontece.

A escolha do tamanho da malha, MN (máximo $|m|$ e $|n|$), tal que boas reconstruções sejam possíveis, é relacionado ao número de dados de visada **KMX** e **KMY**. Para os dados experimentais usados, os dados são discretizados em incrementos angulares de 1.875° . Por testes e erros achamos que o tamanho de malha ótimo para estes incrementos angulares é $M=N=100$, para uma rede **200x200**. Tamanhos menores de malha não produzem nenhuma característica nova na reconstrução, mas, somente produzem “ruído”, enquanto que um tamanho maior da malha conduz a perda de detalhes na reconstrução. Com este incremento angular e uma rede **200x200**, a adição de 5% de ruído nos dados de teste não afeta significativamente a reconstrução, confirmando a conveniência desta escolha de M .

Os programas e rotinas que compõem o código computacional têm sido testados e aplicados com sucesso na obtenção da resolução espacial de intensidades de luz de linhas espectrais do plasma no **TCABR**. Fazendo pequenas mudanças em algumas rotinas, no que se refere a parâmetros geométricos como a variação angular das cordas e orientação nas visadas, o código pode ser aplicado para outros diagnósticos experimentais similares em plasmas termonucleares, como para a obtenção de reconstruções tomográficas de raios-X e de bolometria por exemplo.

• TESTE DO CODIGO TRAN

O procedimento de **TRAN** é essencialmente iterativo, para obter uma possível solução de um conjunto de equações indeterminadas. Para obter resultados fisicamente significantes para reconstrução de dados experimentais, temos que usar informação adicional sobre a natureza das distribuições desejadas, como a escolha do inicio da distribuição de tal maneira para obter reconstruções razoáveis. Ao mesmo tempo, devemos ter cuidado para que nossas distribuições não prejudiquem o resultado da reconstrução.

Para casos de teste, os pontos de localizações dos detectores correspondem às localizações experimentais e uma rede de **200X200** (rede com espaçamento 0,2 cm) é usada para a reconstrução. As distribuições reconstruídas são forçadas a estar situadas dentro de um raio de noventa divisões de rede desde o centro, tendo o inicio da distribuição fixado em zero fora deste valor (aproximadamente isto corresponde à extensão do plasma nos casos experimentais). Dentro deste raio uma distribuição é usada como condição inicial, sendo igual a uma constante de valor igual a 1 para toda a malha.

O desempenho do método tomográfico pode ser comparado por meio de simulações de perfis previamente conhecidos ou chamados também de “phantoms” [70]. Os phantoms têm perfis de

emissão que são usados para calcular pseudomedidas, em outras palavras, o que os detectores mediriam se o phantom fosse o verdadeiro perfil de emissão. Depois a reconstrução tomográfica das pseudomedidas pode ser comparada com o phantom. Os testes foram escolhidos como distribuições de geometria variável (phantoms matemáticos), que geram um gráfico tridimensional e um gráfico de superfícies de contorno, tanto para os phantoms reconstruídos e como para os originais.

As reconstruções são mostradas nas Fig. 4.23 até Fig. 4.26. Por comparação destas figuras, pode ser visto que alguns dos artefatos gerados na reconstrução dos phantoms podem ser atribuídos claramente à cobertura irregular das cordas e às formas das funções geométricas. Então se pode conjecturar que resultados melhores podem ser obtidos com o método ART, se a cobertura for mais regular (muitas mais visadas). Esta é uma limitação fundamental pelo pequeno número de cordas usadas, mas este efeito é melhorado pelo aumentando de entrada do “fator de alisamento” no programa de iteração. Também podemos dizer que o desempenho bom de ART informado na literatura é confirmado em nossas reconstruções.

Figura 4.23: a): Phantom reconstruído. b): Phantom

original. Figura 4.24: a): Phantom reconstruído. b): Phantom original.

Figura 4.25: a): Phantom reconstruído. b): Phantom original.

Figura 4.26: a): Phantom reconstruído. b): Phantom original.

CAPÍTULO V. CONSTRUÇÃO DO SISTEMA TOMOGRÁFICO DE LUZ VISÍVEL

A finalidade do diagnóstico tomográfico de luz visível é reconstruir os perfis de emissão poloidal de linhas de hidrogênio no plasma, de modo que estes resultados nos permitam fazer estudos de fenômenos físicos que acontecem na borda do plasma (taxa de reciclagem, recombinação de partículas neutras, etc.).

As regiões dentro do plasma onde existe maior ou menor emissão de átomos de hidrogênio dependem de onde está acontecendo mais reciclagem. Isto é caracterizado pelo valor da emissividade local do plasma $\mathcal{E}(h\nu, x, \theta, t)$. A emissividade tem unidades de $Watts/cm^3.str.s$ (ou também de $fótons/cm^3.str.s$) e é uma função da energia, da posição, do ângulo, e do tempo. Se a emissividade for conhecida em toda a região do plasma para uma determinada energia (digamos 656 nm), então podemos conhecer a localização exata de onde o fenômeno de reciclagem acontece.

Neste capítulo são apresentados os detalhes da construção do sistema de detecção de emissão H-alfa, juntamente com a óptica de coleta de luz utilizada, sistemas de amplificação eletrônica dos sinais de saída e a respectiva calibração absoluta. Os diagnósticos construídos são: um sistema óptico de detecção de cordas paralelas e um sistema óptico pinhole com 70 cordas (35 cordas na direção vertical e 35 cordas na direção horizontal) para fazer a inversão tomográfica do corte poloidal do plasma. Os detectores e a eletrônica são acoplados para fornecer um sistema que produza um pulso de tensão cuja amplitude corresponde à energia do fóton emitido.

5.1. SISTEMA DE DETECÇÃO DE LINHAS PARALELAS

O sistema óptico existente no TCABR, utilizava um sistema de colimação que consistia de tubos longos (30 cm de comprimento) com diâmetro interno pequeno (1 cm) que limitava a entrada de luz no fotodiodo e coletava fatias estreitas ao longo do plasma. O principal problema deste arranjo é o alto sinal de ruído devido à luz espúria proveniente de reflexões ao interior do tubo. A colimação na realidade não era uma corda; eram cones com abertura angular e para evitar a interseção destes cones, a detecção tinha que ser feita com tubos longos, o que limitava a entrada de luz e afetava a resposta em frequência do fotodiodo [119].

O sistema que foi construído consiste basicamente em substituir os tubos por lentes planas convexas (feitas de vidro óptico BK7), de distância focal de 4 cm e diâmetro de 12 mm. Para evitar aberrações produzidas pela borda da lente, limitou-se à entrada de luz a feixes paralelos de 8 mm de largura. Também, foi projetado um sistema de amplificação eletrônica com ganho variável e com plano de terra para obter sinais com ruído eletrônico minimizado (Fig. 5.1). Uma placa eletrônica é utilizada para cada fotodiodo. Foram projetados e construídos os suportes mecânicos, tanto para o conjunto lente – filtro como para o sistema de ampliação eletrônica (fotografia Fig. 5.2). Os sinais de saída do fotodiodo são amplificados, levados por cabo coaxial blindado e em seguida transferidos para os módulos de digitalização VME por meio de um cabo longo (12 metros) também blindado. A Fig. 5.3 mostra a posição das cordas paralelas ao longo da coluna do plasma.

Figura 5.1: Esquema elétrico do circuito de amplificação do fotodiodo. $CF1=CF2=CF3=2,7\text{pF}$, $RF1=100\text{k}\Omega$, $RF2=200\text{k}\Omega$, $RF3=300\text{k}\Omega$, $C1=4,7\mu\text{F}$, $C2=3,9\text{pF}$, $C3=5,6\text{pF}$, $C4=8,2\text{pF}$, $R1=1\text{k}\Omega$, $R2=3,8\text{k}\Omega$, $R3=2,4\text{k}\Omega$, $R4=1,2\text{k}\Omega$.

Figura 5.2: Componentes do sistema óptico de linhas paralelas.

Figura 5.3: Posição das cordas paralelas ao longo da coluna do plasma.

5.2. CONSTRUÇÃO DO SISTEMA TOMOGRÁFICO DE LUZ VISÍVEL NO TCABR

O sistema tomográfico projetado e construído nesta tese, consiste em fotodiodos e filtros de interferência, que são acoplados a uma janela do TCABR. Nesta seção são apresentadas as partes principais do diagnóstico e do sistema de amplificação eletrônica, com ênfase nas partes do projeto que requerem cálculos: o esquema geral, as posições das cordas (“étendue”) e transmissão dos filtros ópticos. Também são discutidas algumas medidas relacionadas ao diagnóstico, como a posição das cordas e a proteção eletromagnética. Os detectores e a eletrônica são posicionados na porta externa do tokamak, onde há um pequeno espaço e onde níveis de interferência eletromagnética são altos.

O sistema vê o plasma desde duas direções ortogonais. Os detectores são sensíveis na faixa de comprimento de onda de **200 nm** até **1100 nm** e filtros ópticos podem ser usados para selecionar uma faixa estreita do espectro. O sistema tem que ser calibrado absolutamente para a faixa de comprimento de onda que se pretende estudar.

Correções para os efeitos do ângulo de incidência em filtros de interferência são levadas em conta. Além disso, um programa adicional para a determinação das posições de câmara foi desenvolvido. Este programa de otimização diminui erros sistemáticos nas contribuições espaço-temporal do procedimento tomográfico. O sistema tomográfico foi usado para tomar medidas de descargas no plasma no TCABR e fazer a análise quantitativa de medidas de emissão H-alfa (H_{α}) absolutamente calibradas.

5.2.1. CRITÉRIOS DE PROJETO

O sistema de tomografia de luz visível do TCABR é um diagnóstico versátil para diferentes faixas de comprimentos de onda. O espaço limitado resultante, junto com a exigência de boa resolução e com cordas que visualizam o plasma principalmente na borda, determina a distribuição da emissividade no plasma. O plasma é visto em duas direções ortogonais (duas câmeras como mostradas na Fig. 5.4) com 35 canais cada. No total são 70 canais com uma resposta em frequência de 500 kHz e com detecção de fótons tão alto quanto possível. A Tabela 5.1 mostra as principais características do sistema.

Sistemas de imagem utilizando pinhole permitem maximizar a coleção de luz com boa resolução. Os canais vêm o plasma de diversos ângulos possíveis. Duas direções de visada são mínimo necessário para se fazer à inversão tomográfica sem suposições sobre a simetria, permitindo reconstrução aproximada do perfil de emissão.

Por motivo de simplicidade, baixo custo e falta de espaço, é preferível ter os detectores fora do recipiente de vácuo. Porém, isto requer janelas de acesso à câmara de vácuo, que por outro lado, tornem possível a troca dos filtros ópticos na frente dos detectores, selecionando a faixa de comprimento de onda a ser observada.

Na construção do diagnóstico se faz uma distinção entre “resolução óptica”, a largura efetiva das cordas, e “resolução tomográfica”, a menor estrutura que pode ser invertida. Para obter reconstruções mais compreensíveis e seguras, temos que considerar como os vários componentes do sistema podem afetar ou mudar o que está sendo medido (potência de luz emitida pelo plasma no comprimento de onda H-alfa).

Nesta seção são discutidas as características importantes do diagnóstico tomográfico de luz visível. Os seguintes componentes são descritos: janelas de vácuo, sistemas ópticos de imagem, filtros de interferência, detectores, amplificadores e proteção contra interferências, aquisição de dados e armazenamento de dados. Além disso, é feita a determinação exata das posições de todos os componentes.

Tabela 5.1: Parâmetros do sistema tomográfico de luz visível no TCABR

Comprimento de onda de resposta dos detectores:	200 nm – 1100 nm
Número de câmeras:	2
Ângulo das câmeras:	0° e 90°
Número de detectores por câmera:	35
Distância da abertura do pinhole ao centro do plasma:	≈ 32 cm
Distância da abertura do pinhole ao arranjo de fotodiodos:	≈ 25 mm
Fotodiodos:	Si PNN+ UDT
Área da abertura (toroidal × poloidal):	10,0 × 0,8 mm ²
Área do detector (toroidal × poloidal):	4,4 × 0,9 mm ²
Espaçamento entre os detectores:	0,01 mm
Voltagem de operação do circuito de amplificação:	12 V
Resposta temporal:	500 kHz
Distância das cordas de visada ao centro da câmara de vácuo (parâmetro de impacto “p”):	1 – 12 cm
Espaçamento entre as cordas de cada câmera no centro da câmara de vácuo:	1 – 2 cm
Filtros de interferência utilizados:	H α $\pm$ 10 Å

5.2.2. FOTODIODOS

Há uma grande variedade de detectores ópticos que são usados para a detecção de radiação eletromagnética provenientes do plasma. Existem detectores com um único elemento e detectores com muitos elementos distribuídos na forma de um arranjo, que respondem a uma faixa do espectro de luz, do ultravioleta até o infravermelho distante. A detecção de radiação é realizada convertendo a energia de um fóton num sinal elétrico pelo uso de materiais fotossensíveis e de materiais com condutividade térmica. Estes detectores ópticos respondem tipicamente na faixa de **0,2** até **2,5 μ m** enquanto detectores térmicos na gama de **2,0** até **40,0 μ m**.

Os fotodiodos de silício são dispositivos semicondutores sensíveis a partículas e fótons de alta energia. Fotodiodos operam por absorção de fótons ou partículas carregadas e geram um fluxo de corrente que é proporcional à potência incidente. Os fotodiodos podem ser usados para detectar a presença ou ausência de luz e podem ser calibrados para medidas extremamente precisas, para intensidades baixas de **1 pW/cm²** até intensidades acima de **100 mW/cm²**. Os fotodiodos de silício são utilizados em diversas aplicações como espectroscopia, instrumentação analítica, sensores ópticos de posicionamento, caracterização de superfícies, aplicações com laser, comunicações ópticas, e em instrumentos de imagem médica.

Há vários parâmetros que caracterizam os diferentes tipos de fotodiodos e que tem que ser considerados ao fazer uma escolha para uma determinada aplicação. Estes incluem a resposta espectral, eficiência quântica, linearidade, e velocidade.

Figura 5.4: Arranjo dos detectores H-alfa no TCABR. Cada visada contém 35 fotodiodos com seus respectivos sistemas de amplificação eletrônica. Os detectores são numerados de 1 até 35, começando de cima para baixo (câmera horizontal) e de direita para esquerda (câmera vertical).

- **Construção de fotodiodos de silício:** Os fotodiodos de silício são junção de diodos P-N. Uma junção P-N pode ser formada por difusão de uma impureza de tipo P (ânodo) tal como Boro, em uma camada de silício tipo N, ou de uma impureza tipo N tal como fósforo, em uma camada de

silício tipo P. A área difundida define a área ativa do fotodiodo. Para formar um contato ôhmico é necessária outra impureza de difusão no lado oposto da camada. A impureza é de tipo N para área ativa tipo P e de tipo P para uma área ativa tipo N. Os blocos de contato são depositados na frente da área ativa em áreas definidas, e no lado oposto, cobrindo completamente o dispositivo. A área ativa é posta em estado passivo com um recobrimento anti-refletivo para reduzir a reflexão da luz para um predefinido comprimento de onda. A área não ativa no topo é coberta com uma grossa camada de óxido de silício. Controlando as densidades e tamanho do substrato, a velocidade e resposta espectral do fotodiodo podem ser controladas. Os fotodiodos, quando polarizados, devem ser operados no modo de polarização inversa, ou seja com a aplicação de uma voltagem negativa ao anodo e voltagem positiva para o catodo.

- **Princípio de operação:** O silício é um semiconductor com um intervalo de energia ("gap") de 1,12 eV a temperatura ambiente. Esta é a região entre a faixa de valência e a faixa de condução. Na temperatura do zero absoluto a faixa de valência é completamente preenchida e a faixa de condução está desocupada. Com o aumento da temperatura, os elétrons são excitados e são levados desde a faixa de valência para a faixa de condução por efeito de energia térmica. Os elétrons também podem ser levados à faixa de condução através de partículas ou fótons com energias maiores que 1,12eV, a qual corresponde a comprimentos de onda mais curtos que 1100 nm. Os elétrons resultantes na faixa de condução são libertados para conduzir corrente.
- **Características elétricas:** Um fotodiodo de silício pode ser representado por uma fonte de corrente em paralelo com um diodo ideal (Figura. 5.5b). A fonte de corrente representa a corrente gerada pela radiação incidente, e o diodo representa a junção de p-n. Além de isto, uma capacitância de junção (C_J) e uma resistência de derivação (R_{SH}) estão em paralelo com os outros componentes. A resistência (R_S) é ligada em série com todos os componentes neste modelo. Um diodo ideal tem: $R_{SH}=\infty$ e $R_S=0$.

Figura 5.5: a): Fotodiodo de silício. b): Circuito equivalente para um fotodiodo de silício.

Resistência de derivação (R_{SH}): é um condutor de baixa resistência conectado em paralelo com um dispositivo para desviar uma fração da corrente. A resistência da derivação é a inclinação da curva corrente - voltagem do fotodiodo na origem ($V=0$). Embora um fotodiodo ideal deva ter uma resistência de derivação infinita, os valores reais variam de 10 a 1000 mega ohms. Um valor experimental é obtido aplicando ± 10 mV, medindo a corrente e calculando a resistência. A resistência da derivação é usada para determinar a corrente de ruído no fotodiodo sem polarização (modalidade fotovoltaica). Para o melhor desempenho do fotodiodo a resistência de derivação tem que ser de valor o mais elevado como possível.

Resistência em série (R_S): a resistência em série de um fotodiodo surge da resistência dos contatos e da resistência do silício (figura 5.6a). É dada por:

$$R_s = \frac{(W_s - W_d)\rho}{A} + R_c \quad (5.1)$$

onde os W_s é a espessura da carcaça, W_d é a largura da região esgotada, A é a área de difusão da junção, ρ é a resistividade da carcaça e R_c é a resistência de contato. A resistência em série é usada para determinar a linearidade do fotodiodo na modalidade fotovoltaica (sem polarização, $V=0$). Embora um fotodiodo ideal não deva ter nenhuma resistência R_s , os valores típicos variam de 10 a 1000 ohms.

Capacitância de junção (C_j): Os limites da região de depleção atuam como um capacitor em paralelo (Figura 5.6b). A capacitância de junção é diretamente proporcional à área de difusão e inversamente proporcional à largura da região de depleção. Além disso, as altas resistividades do substrato têm a capacitância de junção muito baixa. A capacitância é dependente da polarização,

$$C_j = \frac{\epsilon_{Si} \epsilon_0 A}{\sqrt{2 \mu \rho (V_A + V_{bi})}} \quad (5.2)$$

onde $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-14} \text{ F/cm}$ é a permissividade no vácuo, $\epsilon_{Si} = 11,9$ é a constante dielétrica do silício, $\mu = 1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ é a mobilidade dos elétrons a 300 K, ρ é a resistividade do silício, V_{bi} é a voltagem embutida no silício e V_A é a tensão de polarização aplicado. A capacitância de junção é usada para determinar a velocidade da resposta do fotodiodo.

- **Características ópticas**

Resposta espectral R_λ : A resposta espectral de um fotodiodo de silício é uma medida da sensibilidade à luz, e é definida como a saída de corrente do detector (I_p) por unidade de potência de luz incidente (P) em um determinado comprimento de onda:

$$R_\lambda = \frac{I_p}{P} \quad (5.3)$$

A unidade de resposta é em amperes/watt. O conhecimento da resposta permitirá determinar até quanto o sinal do detector é disponível para uma aplicação específica quando é exposto a níveis de luz discretos. Em outras palavras, é uma medida da efetividade da conversão de potência de luz em corrente elétrica. Varia com o comprimento de onda da luz incidente como também da tensão de polarização aplicado e a temperatura.

A resposta aumenta ligeiramente com a aplicação de polarização devido à melhora da eficiência de coleção de carga no fotodiodo. Também há variações de resposta devido à mudança em temperatura. Isto é devido à diminuição ou aumento da abertura de banda de energia, por causa do aumento ou diminuição respectivamente na temperatura. As respostas espectrais podem variar muito e é dependente do comprimento de onda.

Eficiência quântica: é definida como a fração dos fótons incidentes que contribui na geração da corrente no fotodiodo.

Linearidade: é outra característica importante de um detector. Fotodetectores são caracterizados por uma resposta que é linear com a intensidade incidente sobre uma gama larga, talvez muitas ordens de

magnitude. Se a saída do detector for desenhada versus a potência de entrada, idealmente não deveria haver nenhuma mudança no declive da curva. Infelizmente, este não é o caso. Ruídos determinam o mais baixo limite de detecção, enquanto que a saturação indica o nível mais alto. A linearidade pode ser quantificada pelo desvio máximo da porcentagem de uma linha reta sobre uma gama de entrada de níveis de luz.

Tempo de resposta de um detector: é outro termo que deve ser considerado. Se uma fonte de luz de energia constante é virada instantaneamente e irradia um fotodetector, levará um tempo finito para que a corrente se estabilizar na saída do dispositivo e alcançar um valor fixo. Se a mesma fonte é virada para fora, levará uma quantia finita de tempo para que a corrente decaia para zero.

- **Tipos de polarização:** O sinal gerado pelo fotodiodo pode ser medido como voltagem ou corrente. A medida em modo corrente tem melhor linearidade, compensação, e bom desempenho de largura da banda. A corrente gerada é proporcional à potência de luz incidente e pode ser convertida a voltagem usando uma configuração de transimpedância. O fotodiodo pode ser operado com ou sem a aplicação de uma tensão de polarização, a escolha depende da aplicação que se queira dar. Estes são chamados de modo “Fotocondutivo” (polarizado) e “Fotovoltaico” (sem polarização, $V=0$).

Modo Fotocondutivo: A aplicação de uma tensão de polarização (catodo positivo e anodo negativo) melhora grandemente a velocidade de resposta e linearidade dos dispositivos. Isto é devido ao aumento na largura de região de depleção e por conseguinte, diminui a capacitância de junção. Porém, a aplicação da tensão aumenta a corrente espúria e de ruído. Este modo de aplicação dos fotodiodos é utilizado quando se tem um alto nível de luz. A figura 5.6a mostra um exemplo de circuito para esta aplicação.

Modo Fotovoltaico: Este modo de operação sem polarização é aplicado quando um fotodiodo é usado em aplicações de baixa frequência (até 500 kHz) como também para aplicações onde se tem um nível muito baixo de luz. Além de oferecer uma simples configuração operacional, a corrente gerada pelo fotodiodo neste modo tem menor variação em resposta espectral com a temperatura. Um exemplo desta configuração para níveis de luz muito baixos é mostrado na figura 5.6b.

Neste exemplo (Fig. 5.6b), se usa um amplificador operacional e um resistor de grande resistência (R_F). O detector não é polarizado para eliminar algum ruído adicional na corrente. A tensão total é determinada pela seguinte equação:

$$V_{OUT} = I_p \times R_F \quad (5.4)$$

Figura 5.6: a): Modo Fotocondutivo. b): Modo Fotovoltaico.

Agora que estabelecemos os diferentes tipos de fotodiodos e as características que os definem, temos que considerar como escolher um fotodetector para nossa aplicação. Muito da decisão

depende da faixa de comprimento de onda da análise, do sistema óptico que colima a luz ao detector, e dos parâmetros que serão medidos. Se a análise é de um baixo nível de luz, então se requer de um detector com sensibilidade alta (modo fotovoltáico Fig. 5.6b). Porém, se o sinal óptico é relativamente alto pode ser mais benéfico ter um tempo de resposta mais rápido (modo fotocondutivo Fig. 5.6a). Para este trabalho escolhemos o modo fotovoltáico, devido ao baixo nível de luz que chega ao fotodiodo.

5.2.3. JANELAS E FILTROS ÓPTICOS DE INTERFERÊNCIA

São utilizadas janelas que transmitem a luz do plasma desde a câmara de vácuo até os detectores que estão fora da câmara de vácuo. Para casar a faixa espectral dos detectores, alguns diagnósticos espectroscópicos utilizam janelas de safira [120]. Porém, em nosso caso a janela que é de vidro comum (da câmara de vácuo do tokamak), não modifica a emissão do plasma pelo menos nas faixas de frequência em estudo. Além disso, os detectores e a eletrônica neste sistema devem ser de alguma maneira calibrados de modo que possam responder pela não uniformidade (calibração relativa) que existe entre detectores e circuitos e possam ter uma representação mais precisa das magnitudes relativas dos sinais envolvidos.

As paredes internas da câmara que contem os fotodiodos foram enegrecidas para prevenir reflexões não desejadas e as janelas de vidro foram trocadas por janelas novas, porque as anteriores apresentavam deposição de impurezas em forma de filmes finos, possivelmente, devido ao longo período de tempo que estiveram expostas ao plasma (muitos anos)

Os filtros ópticos são empregados como componentes que selecionam um comprimento de onda e são categorizados como de absorção ou de interferência. Os filtros variam amplamente em características espectrais e podem ser construídos para transmitir a partir de uma faixa superior, inferior ou numa faixa estreita do espectro, também para exibir propriedades altamente refletivas, transmissivas ou de absorção. Um filtro de absorção trabalha com o princípio de que certos materiais absorvem em regiões específicas do espectro de luz e transferem em formas diferentes de energia. Mudando os materiais usados no processo de fabricação das camadas e a espessura da cobertura destes materiais, as características espectrais podem ser moldadas para aplicações específicas.

Os filtros de Interferência são filtros que refletem uma faixa espectral enquanto transmitem outros, mantendo quase nenhuma absorção. Um filtro de interferência pode ter características espectrais numa faixa inferior, superior ou estreita do espectro e pode constar de múltiplas camadas de materiais dielétricos. Já os filtros de Transmissão são muito comuns para aplicações sensíveis. Todos estes tipos de filtros são caracterizados pela gama de comprimento de onda, características de transmissão, capacidades de rejeição fora da faixa e as propriedades de largura da banda frequentemente chamado de largura meia FWHM.

Em nosso sistema usamos filtros ópticos de interferência que selecionam uma região de comprimento de onda estreita ao redor de linhas espectrais. São instalados fora do recipiente de vácuo, entre a janela de vidro do tokamak e o pinhole, para evitar complicações na mudança dos filtros se fossem instaladas no vácuo. A Figura 5.7 mostra as curvas de transmissão do filtro utilizado nesta tese e o valor do FWHM para estes filtro é de 10 nm.

A luz proveniente do plasma incide sobre os filtros em uma variação angular de até 34°. Para filtros de passagem de faixa estreitos, como filtros de interferência, as características de transmissão dependem do ângulo devido à espessura do material na incidência de luz oblíqua. Os efeitos principais que acontecem em filtros de interferência pela incidência de luz oblíqua são: o desvio do máximo de transmissão para comprimentos de onda mais curtos [121, 122, 123], o alargamento da faixa de

transmissão, e a diminuição do pico de transmissão (na referência [124] é justificado a não consideração deste efeito).

Figura 5.7: Curva de transmissão do filtro de interferência H-alfa, para um raio de luz com um ângulo de incidência perpendicular.

O desvio do máximo é o efeito mais importante e é dado pela seguinte formula aproximada:

$$\Delta\lambda(\theta) = -\frac{\theta^2}{2 n_{eff}^2} \lambda_0, \quad (5.5)$$

onde θ é o ângulo de incidência com respeito à normal, $\Delta\lambda(\theta)$ é o desvio do comprimento de onda dependente do ângulo, λ_0 é o comprimento de onda central da curva de transmissão, a incidência normal, e n_{eff} o índice de refração efetivo do material dielétrico no filtro. Para os cálculos apresentados consideramos $n_{eff}=2,1$, um valor para a maioria de filtros comercialmente disponíveis na gama de comprimentos de ondas em consideração (H_α). Os filtros são feitos de vidro óptico **BK7**. Para um ângulo de incidência de 16° , $\Delta\lambda$ é de aproximadamente $5,8 \text{ nm}$.

Os filtros usados devem transmitir nos ângulos de incidência entre 0° e 34° , e nos correspondentes desvios do máximo de transmissão. Isto sugere serem necessários filtros com **FWHM** maiores que 10 nm . Porém, este resultado não leva em conta o efeito de integração sobre o ângulo sólido do cone que visualiza o plasma, e que é discutido no que se segue.

A integração sobre um ângulo sólido muda as características do filtro de interferência. Na literatura encontram-se aproximações de curvas de transmissão de filtros de interferência para cones de vista circular [121, 122, 123]. Estas aproximações das curvas de transmissão são suavemente alisadas (por exemplo por meio de uma função Gaussiana). Uma regra geral é que o comprimento de onda, para uma curva de transmissão integrada num cone, tem um desvio de aproximadamente igual à metade do desvio calculado na Eq. (5.5) para um semi-ângulo máximo no cone.

No presente sistema tomográfico, o ângulo sólido que é visto por um detector tem a forma retangular (porque os detectores e o pinhole são retangulares), e para a maioria dos detectores é assimétrico. Na direção poloidal, detectores no centro do arranjo tem um ângulo de visada da ordem de $\pm 1^\circ$, enquanto detectores a ambos lados da borda têm um ângulo de visada entre -34° e $+34^\circ$ para a câmera vertical e a câmera horizontal. Na direção toroidal todos os detectores tem uma visada de aproximadamente $\pm 6^\circ$.

A curva de transmissão efetiva $T(\lambda)$ do filtro, para luz incidente num determinado ângulo sólido pode ser calculada a partir da seguinte relação [123, 124],

$$T(\lambda) = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta(\phi)} \tau(\lambda, \theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta(\phi)} \sin \theta d\theta}, \quad (5.6)$$

onde θ é o ângulo de incidência com respeito a normal, ϕ é o ângulo de rotação ao redor da normal, $\tau(\lambda, \theta)$ é a curva de transmissão para raios paralelos incidente num ângulo θ , e $\theta(\phi)$ define o limite do ângulo sólido. O denominador normaliza a luz transmitida pela quantia total de fluxo de luz incidente desde o ângulo sólido. No caso de um cone com simetria cilíndrica, a integral sobre ϕ é igual a 2π , e só uma integral unidimensional é calculada para $\theta(\phi) = \theta_{max}$, o máximo semi-ângulo do cone. No caso de um cone retangular, a integral da Eq. (9) tem que ser calculada com o limite $\theta(\phi)$ dependendo da forma do pinhole.

Na Fig. 5.8, é mostrado o resultado experimental apresentado na referência [125], com base no modelo de uma curva de transmissão $\tau(\lambda, \theta)$ com $FWHM = 5 \text{ nm}$ e centrado no comprimento de onda de um filtro de interferência H_α para pequenas variações da transmissão entre o canal central e da borda.

A conclusão que se obtém destes estudos é que não são necessárias correções angulares na curva de transmissão, desde que sejam utilizados filtros com $FWHM$ não muito estreitos (menores de 5 nm), para nosso caso o $FWHM$ dos filtros utilizados é de 10 nm. Outro importante resultado obtido é a variação porcentual da curva de transmissão dos filtros com respeito ao ângulo de incidência, onde se mostra uma diferença de no máximo 0,5% entre ângulos de incidência de 0° e 16° [57], tornando estes efeitos desprezíveis para os filtros utilizados nesta tese.

Figura 5.8: Curva de Transmissão para um filtro de interferência com $FWHM$ de 5 nm: (a): incidência normal, (b) detector central, (c): detector na borda, aproximadamente 36° , e (d): para um detector com visada circular para um ângulo de 16° conforme apresentado na referência [125].

5.2.4. SISTEMA PINHOLE E POSICIONAMENTO

Uma câmera pinhole é um dos dispositivos mais simples que existem para fazer a reconstrução da imagem, e é também muito útil para aplicações com acesso limitado. No TCABR, a colocação do

pinhole perto da janela minimiza a taxa de amplificação do sinal, de modo que se obtém sinais com uma resposta espectral muito rápida. As três características principais da câmera são a definição espacial, temporal, e espectral (ou da energia). Todas as três quantidades são relacionadas com a resposta do sistema. Se a taxa de sinal de saída for suficientemente alta, então a resolução espacial, temporal, e a definição espectral, podem ser obtidas simultaneamente. Examinando a geometria de uma corda de distância d até a abertura do pinhole de tamanho A , que está a uma distância X do centro do plasma dá a expressão aproximada para resolução espacial,

$$\Delta r = \left(1 + \frac{X}{d}\right)A \quad (5.7)$$

No sistema construído, a resolução para a câmera horizontal varia de **11,04 mm** para corda central até **1,4 mm** para a última corda, enquanto que para a câmera vertical é de **12,32 mm** e **1,54 mm** respectivamente. Na realidade, a medida combina um número de cordas e envolve a reconstrução, assim a definição espacial não é definida exatamente. Na Tabela 5.1 mostramos os principais parâmetros das câmeras.

A característica óptica principal a ser considerada no desenho do diagnóstico tomográfico é a resolução radial e toroidal (a superfície projetada vista pelo detector) na coluna do plasma. Uma vez que estes parâmetros tenham sido selecionados, o comprimento e largura do detector (D_x, D_y) e da abertura do pinhole (A_x, A_y) e suas distâncias respectivas desde o eixo do plasma, podem ser aperfeiçoados maximizando o sinal de transmissão dos fotodiodos e a relação sinal – ruído.

Consegue-se uma boa resolução se as dimensões do detector e da abertura tiverem a mesma razão de aspecto χ , ou seja,

$$\chi = \frac{D_x}{D_y} = \frac{A_x}{A_y} \quad (5.8)$$

Para o sistema construído temos uma razão de aspecto de **0,0225** para os fotodiodos e de **0,08** para o pinhole.

No que se refere à escolha da distância entre o pinhole aos fotodiodos, tem que ser levado em conta que as cordas tenham uma cobertura o mais completa possível de toda a coluna do plasma. Para fazer isto tem que ter cuidado com os limites da resposta angular dos filtros de interferência usados e do “*étendue*” do sistema.

Podemos desenhar pontos no sistema de coordenadas (p, ϕ) que representa as cordas $L(p, \phi)$ do sistema, e olhar a cobertura espacial (p, ϕ) do plasma. Por causa das restrições de acesso e custo dos detectores, a cobertura não é completa. Os detectores não são espaçados igualmente em p e ϕ , e deixam algumas regiões do espaço (p, ϕ) completamente “cegas”.

Para uma boa reconstrução tomográfica, é preciso um ótimo alinhamento das posições dos detectores, porque qualquer incerteza ou suposição errada introduz erros na reconstrução. No sistema tomográfico de luz visível a situação não é complicada, já que o sistema pinhole facilita o conhecimento das posições dos detectores com relativa precisão.

O plasma é opticamente transparente na faixa do espectro visível. A consequência é que a emissividade total vista por um único detector é igual a integral da emissividade local ao longo da linha

vista pelo detector. Cada corda pode ser definida por um parâmetro de impacto p (distância da corda ao centro geométrico) e um ângulo ϕ , como mostrado na Fig. 5.9. O sistema tomográfico pode ser descrito então através de pontos (p, ϕ) , também chamado de “espaço de projeções” (Fig. 5.10).

Figura 5.9: Definição do parâmetro de impacto “p” e do ângulo “ ϕ ” para uma corda de visada.

Figure 5.10: Cobertura dos detectores no espaço (p, ϕ) , de acordo com a configuração do sistema construído (Fig. 5.4). Cada ponto indica o parâmetro de impacto e o ângulo de cada corda de visada no sistema.

A representação do espaço (p, ϕ) é usada no método de reconstrução tomográfica, que foi descrito no capítulo anterior. O centro geométrico pode ser escolhido livremente, mas como o número de detectores disponíveis é limitado, para otimizar o método tomográfico é melhor se o centro geométrico esteja perto do centro do plasma. Na prática esta exigência é só aproximada, porque o deslocamento do eixo magnético da coluna de plasma (deslocamento de Shafranov) depende dos perfis de corrente e pressão.

Resumindo, um detector mede a emissividade local $\epsilon(r, \theta)$ (potência emitida por unidade de volume e por unidade de ângulo sólido) dentro da região espectral definida pelo sistema de detecção integrado ao longo da linha de visada L :

$$f(p, \phi) = \int_{L(p, \phi)} \epsilon(r, \theta) dL \quad (5.9)$$

A quantidade medida na Eq. (5.9) normalmente é chamado de “*brilhança*” e tem unidades de $\text{Watts.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. A emissividade local pode ser calculada de um arranjo de medidas integradas por meio de métodos tomográficos. Por causa da largura finita do pinhole e a largura finita do detector, cada detector vê o plasma através de um ângulo sólido $d\Omega$ (“*étendue*”). A Eq. (5.9) pode ser usada para descrever corretamente o sinal do detector se são consideradas correções geométricas, que serão descritas a seguir, e se o ângulo $d\Omega$ subtendido por cada corda permanece pequeno comparado à escala de comprimento da variação espacial da emissividade.

5.2.5. O “ÉTENDUE” E AS CORREÇÕES GEOMÉTRICAS PARA MEDIDAS DO DETECTOR

A transformada inversa de Radon, que é o inverso da Eq. (5.9) e é a base do método tomográfico, opera em integrais ao longo de linhas de visada de largura zero, que são definidos pelos parâmetros p e ϕ . Porém, na prática, muitos sistemas tomográficos são sistemas de pinhole com arranjo de detectores a uma distância d da abertura, tamanho do detector $A_d = D_x D_y$, e tamanho da

abertura $A_{ap}=A_x A_y$. Então, a linha de visada é um cone (Fig. 5.11), e a potência P incidente no detector vista ao longo de uma corda $L(p, \phi)$ é:

$$P(p, \phi) = \epsilon \int_{L(p, \phi)} \epsilon(r, \theta) dL \quad (5.10)$$

O fator de correção geométrico ϵ , também chamado de “étendue”, permite interpretar a potência medida pelos detectores em termos da brilhância dada na Eq. (5.9). A definição do tempo de resposta do sinal medido pelo sistema é dada pela resolução espacial e pelo tamanho do pinhole. A resolução do sistema é determinada pelo fator geométrico, ou pelo “étendue” do sistema. No que segue derivaremos uma relação para o “étendue” e logo depois suas correções geométricas.

Temos que estabelecer, para uma determinada geometria de visada, a relação entre o sinal em volts, que é medido pelo detector, e a brilhância em ($\text{watts/cm}^2 \cdot \text{sr}$) que é requerido para o algoritmo de reconstrução. Existe uma relação direta que permite expressar a quantidade medida em termos da formulação de integral de linha do problema de reconstrução tomográfico desenvolvida nos capítulos II e III. Para derivar esta relação, temos que usar a geometria do detector, a abertura do pinhole, e o ângulo sólido de visada. A Fig. 5.11 mostra a geometria em questão para um único detector e sua abertura associada. Consideremos, a contribuição para o sinal total em watts de um detector, um elemento de volume δV_Ω do volume total subtendido pelo ângulo sólido pelo qual o detector vê o plasma.

Figure 5.11: Geometria de visada do detector. O plano do detector tem orientação paralelo ao eixo x [98].

Supomos que a emissividade $\epsilon(r, \theta)$ não varia muito no elemento de volume δV_Ω e que os ângulos poloidal e toroidal cobertos pelo ângulo sólido são pequenos ($\delta\theta \ll 1$ e $\delta\phi \ll 1$). Então podemos tratar os elementos de volume como sendo fontes pontuais. Os detectores são tratados como pontos de área A_d (são pequenos os bastantes relativos às outras dimensões importantes que em certo modo podemos supor como sendo pontos).

Se a potência desde o elemento de volume é isotrópica, então a potência incidente no detector é dado por [98]:

$$\delta P_i = \epsilon(r, \theta) \frac{A_d \cos \alpha}{4 \pi L^2} \delta V_\Omega \quad (5.11)$$

O fator $A_d \cos \alpha / 4\pi L^2$ é a fração de potência irradiada pelo elemento que atinge o detector de área A_d a uma distância L . O fator $\cos \alpha$ surge do fato que o plano do detector é orientado num ângulo de incidência α com respeito à corda $L(p, \phi)$, e conseqüentemente por este fator o detector "vê" menos emissão de δV_Ω . Temos que indicar que este cálculo não leva em conta a atenuação de radiação devido a janela de vidro, aos filtros de interferência e ao efeito da grossura do pinhole. Estes efeitos serão discutidos a seguir.

Agora precisamos calcular $\delta V_\Omega = \delta \xi \delta x \delta L$. Onde $\delta \xi$ é o elemento de largura que o ângulo sólido de visada subtende no plano poloidal, δx é o comprimento subtendido pelo ângulo sólido na direção de z , perpendicular à seção do plasma (que corresponde à direção toroidal), e δL é o elemento de linha do comprimento ao longo da corda $L(p, \phi)$. Da Fig. 5.11, podemos escrever, pela semelhança de triângulos:

$$\frac{\delta \xi}{L} = \frac{A_x \cos \alpha}{d / \cos \alpha} = \frac{A_x}{d} \cos^2 \alpha \quad (5.12)$$

onde A_x é a largura da abertura na direção x e d é a distância entre os planos da abertura e do detector. A largura A_x é efetivamente reduzida pelo fator $\cos \alpha$ porque a corda está num ângulo α com respeito ao plano da abertura. De forma similar temos:

$$\frac{\delta x}{L} = \frac{A_z}{d / \cos \alpha} = \frac{A_z}{d} \cos \alpha \quad (5.13)$$

onde A_z é a largura da abertura na direção z . Neste caso A_z não é reduzido por $\cos \alpha$ porque na direção z a corda não tem nenhuma componente no plano da abertura. Logo obtemos das Eqs. (5.12 – 5.13):

$$\delta \xi = \frac{A_x L \cos^2 \alpha}{d} \quad (5.14)$$

e

$$\delta x = \frac{A_z L \cos \alpha}{d} \quad (5.15)$$

Das últimas equações temos:

$$\delta V_\Omega = \frac{A_x A_z L^2 \cos^3 \alpha}{d^2} \delta L \quad (5.16)$$

Substituindo na Eq. (5.11) temos:

$$\delta P_i = \varepsilon(r, \theta) \frac{A_d}{4\pi d^2} A_x A_z \cos^4 \alpha \delta L \quad (5.17)$$

Esta expressão fica independente de L , porque o fator L^2 em δV_Ω se cancela como do numerador em δP_i . A potência total incidente no detector é a soma de δP_i , sobre todos os pequenos elementos de volume δV_Ω num determinado ângulo sólido. Porém, podemos aproximar $\delta L \rightarrow dL$ e

expressar a soma como sendo uma integral, porque só ao longo da corda $L(p, \phi)$ tem que se executar a soma. Então

$$P_i = \int_{L(p, \phi)} \frac{A_d}{4 \pi d^2} A_{ap} \cos^4 \alpha \varepsilon(r, \theta) dL \quad (5.18)$$

fornece o sinal total no detector em watts. Vemos que o fator $A_d A_{ap} \cos^4 \alpha / 4 \pi d^2$ é uma constante com respeito à integração ao longo da corda, como A_d , A_{ap} e d são todos parâmetros conhecidos, e $\cos \alpha$ pode ser calculado das coordenadas de cada detector e sua abertura. Além disso, como pode ser visto na Fig. 5.11, $\cos \alpha = \cos \phi$ de forma que $\cos^4 \alpha = \cos^4 \phi$. Finalmente achamos uma expressão para o “étendu” dado por:

$$\epsilon = \frac{A_{ap} A_d \cos^4 \alpha}{4 \pi d^2} \quad (5.19)$$

A unidade do étendu é $\text{cm}^2 \cdot \text{sr}$; corresponde a área multiplicada pelo ângulo sólido da corda.

Para um arranjo de detectores equiangulares, como por exemplo no ASDEX Upgrade e no JET [98], d é o mesmo para todos os detectores e a Eq. (5.19) se torna $\epsilon \approx \cos(\alpha)$ em vez de $\cos^4(\alpha)$. No sistema construído o plano dos fotodiodos é paralelo ao plano do pinhole e a Eq. (5.19) se aplica para nosso caso.

• CORREÇÃO ANGULAR

Para o sistema tomográfico do TCABR, $d\Omega$ tem uma variação de cerca de 3% entre o detector central ($d\Omega = 3,1 \times 10^{-3}$) e os detectores laterais do arranjo, mostrando que correções nos detectores precisam ser levadas em conta. Isto é determinado pela integração da contribuição dada pelo ângulo α sobre a abertura e a área do detector (Fig. 5.12).

Figura 5.12: Dimensão da abertura $A_{ap} = A_x \times A_y$ e o arranjo de detectores. Cada detector tem por dimensão $A_d = D_x D_y$. O ângulo α define o ângulo de incidência para um ponto da abertura, d é a distância entre a abertura e o arranjo de detectores, e x é a distância entre o centro do arranjo e o centro de cada detector. A área da abertura infinitesimal $dx_{ap} \times dy_{ap}$ é por simplicidade o centro da abertura do pinhole, e é definido um ângulo α' com a área infinitesimal do detector $dx_d \times dy_d$ [127].

A Fig. 5.12 mostra as contribuições de uma área infinitesimal da abertura $dx_{ap} \times dy_{ap}$ (que tem área $A_{ap} = A_x A_y$) e do detector $dx_d \times dy_d$ com dimensão D_x, D_y [127]. Então:

$$\cos^4 \alpha' = \frac{d^4}{\left[(x + x_d - x_{ap})^2 + (y_d - y_{ap})^2 + d^2 \right]^2} \quad (5.20)$$

$$\cos^4 \alpha' \approx \cos^4 \alpha \left\{ 1 - 2 \frac{2x(x_d - x_{ap}) + (x_d - x_{ap})^2 + (y_d - y_{ap})^2}{x^2 + d^2} + 3 \left[\frac{2x(x_d - x_{ap})}{x^2 + d^2} \right]^2 + \dots \right\} \quad (5.21)$$

onde:

$$\cos \alpha = d / \sqrt{x^2 + d^2}$$

Calculando a contribuição total média $\langle \cos^4 \alpha' \rangle$, integramos sobre a área do pinhole e do detector,

$$\langle \cos^4 \alpha' \rangle = \int_{-\frac{1}{2}D_x}^{\frac{1}{2}D_x} dx_d \int_{-\frac{1}{2}D_y}^{\frac{1}{2}D_y} dy_d \int_{-\frac{1}{2}A_x}^{\frac{1}{2}A_x} dx_{ap} \int_{-\frac{1}{2}A_y}^{\frac{1}{2}A_y} dy_{ap} \frac{\cos^4 \alpha'}{D_x D_y A_x A_y} \quad (5.22)$$

Como os termos ímpares em x_d, y_d, x_{ap} e y_{ap} cancelam-se na integração, temos,

$$\langle \cos^4 \alpha' \rangle = \frac{\cos^4 \alpha}{D_x D_y A_x A_y} \int_{-\frac{1}{2}D_x}^{\frac{1}{2}D_x} dx_d \int_{-\frac{1}{2}D_y}^{\frac{1}{2}D_y} dy_d \int_{-\frac{1}{2}A_x}^{\frac{1}{2}A_x} dx_{ap} \int_{-\frac{1}{2}A_y}^{\frac{1}{2}A_y} dy_{ap} \left[1 - 2 \frac{(x_d - x_{ap})^2 + (y_d - y_{ap})^2}{x^2 + d^2} + 12 \left(\frac{x(x_d - x_{ap})}{x^2 + d^2} \right)^2 + \dots \right] \quad (5.23)$$

$$\langle \cos^4 \alpha' \rangle = \cos^4 \alpha \left(1 - \frac{1}{6} \frac{D_x^2 + D_y^2 + A_x^2 + A_y^2}{x^2 + d^2} + \frac{x^2 (A_x^2 + D_x^2)}{(x^2 + d^2)^2} + \dots \right) \quad (5.24)$$

Então, a Eq. (5.19) pode ser corrigida levando em conta as dimensões do detector e da abertura, como:

$$\epsilon = \frac{A_{ap} A_d \cos^4 \alpha}{4\pi d^2} \left(1 - \frac{1}{6} \frac{D_y^2 + A_y^2}{d^2} \cos^2 \alpha + \frac{D_x^2 + A_x^2}{d^2} \left(\sin^2 \alpha - \frac{1}{6} \right) + O \left(\frac{D_x, D_y, A_x, A_y}{d} \right)^4 \right) \quad (5.25)$$

Para o sistema tomográfico do TCABR, α varia até $32,62^\circ$. O fator de correção geométrico que multiplica a Eq. (5.19) é:

$$k = 0,9996 - 0,0318 \cos^2 \alpha + 0,00232 \sin^2 \alpha \quad (5.26)$$

que varia de **0,968** para o detector central até **0,978** para o detector externo.

• CORREÇÃO DEVIDO A ESPESSURA DO PINHOLE

O uso de uma câmera pinhole para luz visível requer algumas modificações. Particularmente com a proteção do sistema de detecção e do pinhole. A proteção se faz necessária para bloquear a radiação de fundo não desejado nos detectores. O pinhole é descrito como uma abertura e necessita ter alguma espessura para bloquear a emissão de fundo e para dar a colimação apropriada para cada corda. A espessura do pinhole muda o fator geométrico reduzindo o tamanho eficaz da abertura. Isto é mostrado na figura 5.13.

De simples cálculos geométricos, considerando o plano do detector paralelo ao plano do pinhole, a abertura efetiva do pinhole (A_x^*) é dada pela aproximação:

$$A_x^* = A_x - t \tan \alpha \quad (5.27)$$

Onde α é o ângulo do centro da abertura ao centro do detector e t representa a espessura do pinhole. Então, considerando todas estas correções obtemos a seguinte expressão para o étendue:

$$\epsilon = \frac{D_x D_y A_x^* A_y k \cos^4 \alpha}{4 \pi d^2} \quad (5.28)$$

Figura 5.13: Geometria para determinar o efeito da espessura do pinhole na abertura.

Finalmente dividindo a Eq. (5.18) pelo étendue corrigido, obtemos:

$$\frac{P_i}{\epsilon} = \int_{L(p,\phi)} \epsilon(r,\theta) dL \quad (5.29)$$

Esta quantidade é conhecida como o brilho ou brilhância e tem unidades de **watts/cm²sr** e é exatamente a expressão para $f(p,\phi)$ dada na Eq. (5.9). A integral de linha da emissividade é uma função de p e ϕ que pode ser invertida com as técnicas descritas nos capítulos anteriores, só precisamos ajustar a quantidade medida (potência P), pelo fator geométrico (étendue ϵ) para cada detector para obter um brilho que pode ser relacionado com a emissividade pelo método de reconstrução tomográfica.

A posição, ângulo e o étendue (fator geométrico) para cada corda no sistema com respeito ao pinhole é mostrado na tabela 5.2. O ângulo de visada para a corda mais externa é de **34°**. Para um

pinhole com espessura de **1mm** o *entendue* tem variação de **90%** entre a corda central (**17**) com respeito às últimas cordas (**1** e **33**).

Tabela 5.2: Parâmetros geométricos dos fotodiodos em relação ao centro do pinhole.

CANAIS	Y (mm)	α (graus)	ϵ ($10^{-3} \text{ mm}^2 \cdot \text{sr}$)	CANAIS	Y (mm)	α (graus)	ϵ ($10^{-3} \text{ mm}^2 \cdot \text{sr}$)
1	17	34,21	0,221	19	-1	2,29	2,958
2	16	32,62	0,317	20	-2	4,57	2,776
3	15	30,96	0,426	21	-3	6,84	2,581
4	14	29,25	0,547	22	-4	9,09	2,377
5	13	27,47	0,682	23	-5	11,31	2,168
6	12	25,64	0,831	24	-6	13,49	1,958
7	11	23,75	0,992	25	-7	15,64	1,75
8	10	21,8	1,166	26	-8	17,74	1,547
9	9	19,79	1,352	27	-9	19,79	1,352
10	8	17,74	1,547	28	-10	21,8	1,166
11	7	15,64	1,75	29	-11	23,75	0,992
12	6	13,49	1,958	30	-12	25,64	0,831
13	5	11,31	2,168	31	-13	27,47	0,682
14	4	9,09	2,377	32	-14	29,25	0,547
15	3	6,84	2,581	33	-15	30,96	0,426
16	2	4,57	2,776	34	-16	32,62	0,317
17	1	2,29	2,958	35	-17	34,21	0,221
18	0	0	3,123				

5.2.6. SISTEMA DE AMPLIFICAÇÃO ELETRÔNICA

Os detectores e a eletrônica são posicionados próximos a porta externa do tokamak onde há um pequeno espaço e onde níveis de interferência eletromagnética são altos. Para evitar esta solução complexa, a luz poderia ter sido transferida por fibra óptica a um lugar bem protegido longe do tokamak. Isto teria tido a vantagem adicional de que poderiam ser usados fotodiodos individuais com mais baixa capacidade de junção. Porém, fibras ópticas não são usadas porque aumentam a absorção na faixa de comprimento de onda curto e por causa das perdas de junção. Porém, comparativamente às desvantagens da fibra óptica teriam sido provavelmente de pouca importância quando comparadas com o esforço necessário para a configuração escolhida. Nesta subseção é dada a descrição dos detectores, dos amplificadores, e da proteção do sistema eletrônico construídos para esta tese.

Os fotodiodos usados são os de tipo **PIN** (UDT), que normalmente são operados em modo polarizado para facilitar a coleção eficiente dos elétrons gerados pelos fótons incidentes. Nesta experiência, lidamos com níveis de luz muito baixos e encontramos que a polarização produz uma corrente de fundo muito alto (corrente produzida pelo fotodiodo em ausência de radiação incidente). Também, nenhuma melhoria notável na resposta de fotodiodo é observada quando a polarização é aumentada, como se poderia esperar. Assim para minimizar a corrente de fundo que produz um sinal de ruído não desejado, os fotodiodos são operados em modo fotovoltaico (sem polarização). As características providas pelo fabricante indicam que o fotodiodo é linear na região de operação (para o sinal de interesse) quando a voltagem de alimentação é zero.

Os amplificadores usados na construção do sistema são amplificadores lineares comercialmente disponíveis que transformam o sinal de corrente do fotodiodo numa voltagem que é proporcional à entrada de corrente. Estes amplificadores oferecem uma combinação de resposta rápida (largura da banda de **500 kHz** no nível de sinal na ordem de 1 A), amplo gama dinâmico (de 1 nA ate 1 mA), alta precisão (erro máximo na ordem de um por cento), e relativamente baixo custo.

Quando a potência incidente em cada fotodiodo produz uma corrente, o sinal medido é armazenado para ser usado para a reconstrução tomográfica. O primeiro passo neste processo envolve o uso de um sistema de amplificação “colado” no arranjo de fotodiodos. Esta primeira fase de amplificação se faz necessária para evitar perda de sinal dos fotodiodos e, também, para diminuição de ruído. Devido à largura da banda exigida, toda a eletrônica é paralela, o que significa que cada câmera tem um sistema como mostrada na Fig. 5.14.

Devido à gama extensiva de parâmetros de plasma sobre dos quais TCABR pode operar, a amplitude máxima do sinal de luz visível pode variar consideravelmente (a gama de sinais observados cobre dez ordens de magnitude). Então, é necessário incorporar um mecanismo de ganho variável no sistema. Estes ganhos variam, dependendo da faixa espectral em estudo e do nível de densidade eletrônica no plasma. Logo depois se usam cabos curtos que transmitem os sinais da primeira amplificação até os circuitos eletrônicos de amplificação, com ganhos variáveis (esquema elétrico Fig. 5.15).

Figura 5.14: Esquema elétrico do arranjo de fotodiodos. $C1=4,7\mu F$, $RF=1M\Omega$.

Figura 5.15: Esquema do circuito de amplificação secundário dos fotodiodos, como usado nesta experiência.
 $C1=1\mu\text{F}$, $R1=R2=2\text{k}\Omega$, $CF1=CF2=CF3=4\text{pF}$, $RF1=10\text{k}\Omega$, $RF2=20\text{k}\Omega$, $RF3=30\text{k}\Omega$.

A largura de banda para a eletrônica foi escolhida como sendo de **500 kHz**. A resolução temporal do sistema tem que ser de **1 μs** de tal modo que se possam fazer estudos de elétrons fugitivos (“runaway”) no plasma, onde os pulsos adquiridos têm frequências na faixa de **1 μs** .

5.3. CALIBRAÇÃO RELATIVA E ABSOLUTA DOS FOTODIODOS

A calibração dos detectores, incluindo os sistemas eletrônicos, é necessária devido às diferenças intrínsecas entre eles. A calibração é feita colocando também os filtros ópticos no orifício do pinhole. Como os filtros são da mesma espessura, não distorcem a relação entre os sinais medidos pelos diferentes detectores. Além disso, seu efeito atenuador é importante para evitar saturação dos detectores. Os fotodiodos são calibrados relativa e absolutamente.

5.3.1. CALIBRAÇÃO RELATIVA

Na calibração relativa, o fotodiodo a calibrar tem seu sinal comparado com as de um padrão de referência, geralmente o de mais alta resposta. O ensaio consiste em expor os fotodiodos à mesma fonte de luz uniforme e estável, de modo que a potência possa ser controlada na faixa requerida. A resposta de cada detector é comparada com a de referência, obtendo portanto uma calibração relativa integrada, ou seja, do sistema detector – circuito.

A exatidão das calibrações relativas depende de parâmetros ligados ao meio luminoso utilizado. Um bom meio deve garantir, da melhor maneira possível que o padrão de referência e o

fotodiodo a calibrar estejam em equilíbrio térmico entre si. Também, é característica desejável que a potência seja estável e homogênea.

Para fazer a calibração relativa dos fotodiodos utilizamos uma fonte óptica incoerente (Lâmpada de filamento de tungstênio) que emite luz em uma ampla faixa espectral, embora sua intensidade radiante varie com o comprimento de onda. As lâmpadas de filamento de tungstênio são aproximadamente corpos cinzas no visível com uma emitância entre 0,45 e 0,50. Tais lâmpadas são freqüentemente descritas em termos de sua temperatura de cor T_c , que é a temperatura na qual o corpo negro teria sua emissão espectral mais próxima daquela lâmpada. A temperatura de cor depende das condições de operação da lâmpada. Tais lâmpadas são extremamente compactas: uma lâmpada de $1kW$ de potência apresenta um filamento com cerca de $1cm$ de comprimento. A figura 5.16 mostra a resposta espectral de um fotodiodo comum e da lâmpada de calibração.

No que segue, toda a calibração relativa dos fotodiodos foi feita utilizando uma lâmpada padrão de filamento de tungstênio tipo EPLAB, calibrada entre 250 nm e 2500 nm de acordo com as normas do NBS. A Fig. 5.17 mostra a curva de calibração da lâmpada para uma distância de 50 cm (I) e $1,00\text{ m}$ (II).

Figura 5.16: Resposta espectral do fotodiodo e da lâmpada de tungstênio.

Figura 5.17: Resposta espectral da lâmpada de calibração para duas distâncias.

Para operar corretamente e obter o máximo desempenho da lâmpada de calibração seguimos os seguintes passos:

- Ajustamos os parâmetros da lâmpada recomendados pelo fabricante, tais como alimentação da fonte da alta tensão, usados em controle da potência emitida;
- Definimos a montagem do sistema de calibração (distância da lâmpada ao fotodiodo). A distância de calibração deve ser o suficiente para garantir estabilidade de resposta dos circuitos amplificadores dos fotodiodos.
- Expusemos os fotodiodos em frente à lâmpada até alcançar a estabilização térmica da lâmpada.
- Mantivemos a linearidade do sistema de amplificação dos circuitos amplificadores, fizemos a escolha dos ganhos de amplificação de modo a se obter uma boa relação de proporcionalidade na medição de potência que atinge ao fotodiodo.

Achamos que a resposta é essencialmente independente da energia da radiação, e que a variação de fotodiodo para fotodiodo e amplificador para amplificador é bastante pequeno. Todos os detectores têm um fator de calibração relativo perto de unidade, enquanto exibem uma divergência de cerca de quatro por cento ao redor do sinal médio. Estas medidas foram feitas com cada detector

conectado ao mesmo amplificador que é usado para levar os dados atuais. O fator de calibração relativo inclui qualquer possível efeito que possa surgir de variações na eletrônica de amplificação.

5.3.2. CALIBRAÇÃO ABSOLUTA

A calibração absoluta se faz necessária para determinar o perfil absoluto de emissão. O sinal de saída dos fotodiodos é em *volts*, o fator de calibração absoluta tem unidades de V/W . Para fazer a calibração absoluta, tem-se que levar em conta a sensibilidade absoluta dos fotodiodos, onde supomos que a sensibilidade espectral dos fotodiodos é igual às curvas fornecidas pelo fabricante (Figura 5.18 e Figura 5.19). Como mostramos na seção 5.2.3, os efeitos de ângulos de incidência nos filtros usados são desprezíveis. Então, o fator de calibração depende da região espectral e filtro utilizado, como também da curva de transmissão dos filtros.

Os cálculos para se obter o fator de calibração absoluta, são feitos considerando as Eq. (5.3) e (5.4):

$$R_{\lambda} = \frac{I_P}{P} \quad \text{e} \quad V_{OUT} = I_P \times R_F$$

onde R_{λ} é a resposta espectral (dado na curva de resposta do fotodiodo), I_P é a corrente gerada pelo fotodiodo, R_F é a resistência do circuito de amplificação (seu valor é diferente para cada comprimento de onda) e V é a tensão medida pelo sistema.

Figura 5.18: Curva de resposta dos fotodiodos do sistema de cordas paralelas. (S1406-03 HAMAMATSU).

Figura 5.19: Curva de Resposta do arranjo de fotodiodos utilizado no sistema tomográfico (A5V-35 UDT).

5.4. AQUISIÇÃO DE DADOS

O sistema de aquisição de dados registra os sinais amplificados e os transfere a um computador para seu posterior processamento. Os sinais de saída do amplificador são adquiridos em tempo real a 500 kHz por módulos conversores analógico digital VME. No intervalo de tempo entre descargas de plasma que é aproximadamente cinco minutos, os dados são lidos fora dos módulos de memória VME via uma rede interna que serve de interface com o computador. Um programa de compressão digitaliza os dados num formato mais compacto, eles são armazenados num arquivo de

disco e no final guardados, de onde podem ser recobradas para análise posterior. Os dados podem ser exibidos quase imediatamente num computador para determinar se o sistema está ou não operando corretamente com a finalidade de um exame preliminar.

Uma vez que os dados são finalmente registrados para cada disparo e armazenados, eles podem ser processados então pelo código computacional TRAN para produzir reconstruções tomográficas da emissividade.

CAPÍTULO VI. EXPERIMENTO COM ELETRODO POLARIZADO

Os plasmas de tokamak podem sofrer transições de um estado confinamento de baixa energia (modo-L) a um estado de confinamento de energia mais elevada (modo-H). A transição é acompanhada por um campo elétrico radial negativo dentro do SOL e caracterizada pela alteração dos perfis da borda, ou pela formação de uma barreira do transporte, e por uma redução rápida da emissão de partículas neutras, correspondendo a um aumento do confinamento de partículas [128].

Uma série de experiências foi feita no TCABR para investigar a transição L-H, aplicando um campo elétrico radial externo na borda do plasma polarizando um eletrodo [129]. A emissão de hidrogênio neutro no plasma (o sinal H-alfa) é uma indicação da reciclagem entre o plasma e as superfícies da parede. Conseqüentemente, a queda abrupta no sinal H-alfa na transição L-H é devido a uma redução rápida de reciclagem. Isto é interpretada pela formação de uma barreira de transporte na borda, associada com a melhora do confinamento de partículas.

Neste capítulo fazemos o estudo do comportamento da emissão H-alfa em dois casos. Primeiro, apresentamos a evolução de perfis temporais e radiais dos parâmetros do plasma com e sem polarização de um eletrodo na borda do plasma. Posteriormente fazemos a comparação da perturbação da borda do plasma por efeito do eletrodo polarizado e da injeção de gás.

6.1. REGIMES DE CONFINAMENTO DO PLASMA NUM TOKAMAK

6.1.1. REGIME ÔHMICO

Desde o início da pesquisa em tokamaks, em descargas com aquecimento ôhmico a característica mais importante é que o tempo de confinamento melhora linearmente com a densidade do plasma ($\tau_E \propto n_e$) [130]. Isto sugere que $n_e \tau_E$ é proporcional a n_e^2 , e conseqüentemente, os valores requeridos de $n_e \tau_E$ para o “breakeven” podem ser obtidos nos regimes de alta densidade. Com o passar dos anos um grande número de leis de escala empíricas foram propostas. Infelizmente, a melhora do confinamento não foi obtida com o aumento da densidade, e o confinamento observado satura a altas densidades [131].

Alguns anos mais tarde, um regime melhorado de confinamento caracterizado por perfis de densidade picados, a alta densidade, foi obtido em ASDEX para plasmas ôhmicos por condicionamento da parede e por redução do influxo do gás. Nesta experiência foi observada uma ascensão linear não saturada do tempo de confinamento da energia, até o limite da densidade, e foi nomeado como regime ôhmico melhorado de confinamento (*“Improved Ohmic Confinement”* – IOC) [132].

6.1.2. MODO DE BAIXO CONFINAMENTO (MODO-L)

Alcançar a ignição somente com o aquecimento ôhmico se tornou uma tarefa muito difícil; foi utilizada uma variedade de métodos auxiliares de aquecimento. Durante a fase inicial de experiências do aquecimento do tokamak, foi observado que o confinamento do plasma melhora com o aumento da corrente, mas degrada do valor ôhmico com aumento adicional da potência de aquecimento (modo-L). Outras características do modo-L são a fraca dependência da densidade e do campo toroidal, e a falta de fenômenos macroscópicos que atribui a degradação do confinamento com o aumento da potência.

6.1.3. MODO DE ALTO CONFINAMENTO (MODO-H)

Na reunião da IAEA de 1982 realizada em Baltimore, foi apresentada a descoberta de um novo regime melhorado de confinamento comparado ao convencional modo-L em plasmas do ASDEX [133]. Desde então, o chamado modo-H ou regime-H foi observado em muitos tokamaks ao redor do mundo, primeiramente em plasmas com divertor e mais tarde também em descargas com limitador. É tipicamente caracterizado pelo perfil liso da densidade. O modo-H é um regime promissor para reatores de fusão.

Comparado às descargas modo-L, o modo-H mostra o aumento abrupto da densidade sem modificações dos controles externos (a densidade continua a se elevar e excede o valor obtido durante o platô da fase ôhmica mesmo sem injeção de gás) e o aumento de T_e é maior que em descargas do modo-L, apesar do aumento da densidade eletrônica. O aumento na densidade é causado por uma melhoria repentina no confinamento de partículas, que é indicado pela queda de emissão H-alfa e de raios-X duros na transição. Aumenta o beta poloidal e também o tempo de confinamento da energia τ_E .

A transição observada ao modo-H ocorre simultaneamente com picos curtos nomeados de modos localizados – ELM (Edge Localized Mode) detectado pelas bobinas de Mirnov e pelos sinais de raios-X moles, que conduzem às reduções periódicas da densidade e da temperatura nas zonas exteriores do plasma. Outro fenômeno interessante observado é que a transição ao modo-H poderia somente acontecer em descargas com divertor, nunca em descargas com limitadores. Atribuíram isto ao índice mais elevado de impurezas que vem dos limitadores; a maior radiação na borda do plasma suprime a formação dos perfis longos da temperatura e de densidade que são características em descargas do modo-H. É interessante notar, entretanto, que o modo-H foi obtido alguns anos mais tarde em muitas experiências com limitadores [129, 134, 135, 136, 137, 138, 139].

Desde a descoberta do modo-H no ASDEX, muitas máquinas reproduziram este regime melhorado de confinamento por vários métodos diferentes. Os plasmas de modo-H podem ser categorizados de acordo como os modos são gerados. Primeiramente, o “modo-H espontâneo” origina-se das descargas de modo-L com suficiente potência de aquecimento através do aquecimento auxiliar com feixes de partículas neutras [136, 140, 141, 142], aquecimento por ressonância ciclotrônica iônica [143, 144], aquecimento por ressonância ciclotrônica eletrônica [145, 146], aquecimento híbrido inferior (*lower hybrid*) [147], e a combinação do aquecimento de feixe de partículas neutras e do aquecimento da ressonância ciclotrônica eletrônica [148]. O modo-H foi observado também em plasmas com aquecimento ôhmico [149, 150, 151, 152]. Segundo, os “modo-H influenciados” são obtidos por métodos que modificam a borda da coluna do plasma, onde são introduzidos pontas de prova ou eletrodos [153, 154, 155, 156], placas de divertor [157], limitadores [158, 159, 160]. É interessante notar que mesmo o modo-H seja provocado por meios diferentes, a fenomenologia resultante é muito similar, sugerindo que a física envolvida pode também ser similar.

Uma das características mais importantes do modo-H é que o tempo de confinamento da energia é duas ou três vezes maior que no modo-L [161]. O tempo de confinamento de partículas no modo-H também aumenta significativamente. Baseado em observações em muitas máquinas diferentes, alguns fatos comuns da transição ao modo-H na borda do plasma são descritas como uma redução abrupta da emissão H-alfa, que indica uma redução significativa da reciclagem do gás, aumento em ∇n e ∇T , diminuição de níveis da flutuação na borda [162, 163, 164]. Ocasionalmente aparecem modos localizados na borda (ELM), e aumento do campo elétrico poloidal $|E_\phi|$. Durante a fase livre de ELMs, foram observados o aumento e aplanamento do perfil da densidade e ascensão da temperatura no centro, e também, da energia armazenada [165].

O início do modo-H pode ser identificado pela formação de uma barreira de transporte [140, 164] na última superfície fechada do fluxo, onde os gradientes da densidade e da temperatura se

tornam agudos após a transição. Isto é geralmente acompanhado pela formação de uma camada de velocidade deslocada na borda (“velocity shear layer”). Quando há uma formação da barreira, um campo elétrico radial com um gradiente agudo é também formado na borda do plasma [155, 166, 167, 168, 169, 170]. O campo elétrico, relacionado à rotação do plasma [171, 172, 173], joga um papel crucial na transição do modo-L ao modo-H.

Um possível mecanismo para explicar a transição do modo L-H é a estabilização da turbulência devido ao fluxo $E \times B$ [174, 175]. Ou seja, o confinamento com uma barreira de transporte é melhorado devido a uma redução no transporte turbulento, que é causado por um aumento do cisalhamento ($v_E = E \times B / B^2$). Esta teoria foi sustentada por muitas experiências [128, 168, 171, 176, 177, 178] no qual se observou que a barreira de transporte, a supressão da flutuação, e elevada velocidade do shear ocorrem na mesma região radial.

Além ao realce do confinamento da energia e de partículas, há diversos outros aspectos importantes do modo-H para os tokamaks futuros. De acordo com o conceito ITER EDA, o tamanho do plasma e a corrente do plasma requerido para um dispositivo de ignição é mais modesto no modo-H do que no modo-L, para gerar a mesma quantidade de potência de fusão. Os perfis mais longos da densidade e de temperatura comparados ao modo-L dão uma maior energia armazenada. Conseqüentemente, o modo-H pode fornecer descargas com valor de β muito alto, que é relacionado à estabilidade do plasma e à economia de um reator de fusão. Um outro aspecto importante do modo-H conjuntamente com reatores de fusão encontra-se na possibilidade de fornecer uma remoção de resíduos de Hélio, com a ajuda de ELMs [179].

6.2. DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL

O campo elétrico radial é gerado na borda do plasma por efeito da aplicação de um eletrodo polarizado positivamente com respeito à câmara de vácuo, por um pulso de tensão. Na figura 6.1 é mostrado o esquema deste arranjo.

Figura 6.1. Esquema experimental da aplicação de eletrodo polarizado no tokamak TCABR.

O eletrodo móvel é feito de grafite, em forma de um disco de 9mm de espessura e diâmetro de 20mm, fixo na ponta de um cilindro de aço inoxidável, coberto de alumina, de comprimento de 30mm e diâmetro de 10mm. A fonte de alimentação pode fornecer corrente e tensão de até 200 A e 750 V, respectivamente, com polaridades negativa ou positiva. É composta de um grande banco de capacitores e de um interruptor programável muito rápido, para ajustar a duração da polarização aplicada. O tempo de subida da tensão é de 10µs. O eletrodo pode ser introduzido até 1,5 cm dentro da coluna do plasma ($r=16,5$ cm), sem causar disrupturas para tensões de 0V a +350V, e é situado no plano equatorial do tokamak a 200° do limitador no sentido da corrente de plasma (vista superior

anti-horária). A fonte de alimentação é isolada da terra e da linha de potência. A direção da corrente para polarização positiva do eletrodo é: potência fornecida – eletrodo – plasma – vaso – potência fornecida. O limitador é conectado ao vaso, que é aterrado através de um resistor de $180\ \Omega$. A tensão aplicada ao eletrodo é medida entre o eletrodo e o vaso; um resistor de $31\text{m}\Omega$ é usado para medir a corrente e um resistor de $1\ \Omega$ para limitar a corrente [129].

O eletrodo é introduzido na coluna do plasma até $r=16,5\text{ cm}$ ($r/a=0,92$) e a duração do pulso quadrado é de 30 ms , para os disparos de plasma analisados nesta tese. Então o plasma que está para dentro desta distância ($r/a<0,92$) é definido como sendo o núcleo e o plasma que está fora desta distância ($r/a>0,92$) como o plasma da borda.

Os experimentos são realizados com as seguintes condições iniciais de pulsos de plasma: campo magnético toroidal $B_T \approx 1\text{ T}$, corrente de plasma $I_p \approx 92 - 94\text{ kA}$ e densidade eletrônica de linha $\bar{n}_e \approx 1 - 1,1 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ (corda central medida pelo interferômetro). A Fig. 6.2 mostra os perfis temporais de alguns diagnósticos básicos para descargas normais.

Figura 6.2: Condições iniciais do plasma. Estes sinais mostram os perfis temporais de vários diagnósticos do TCABR, tais como emissão H-alfa (H_α), densidade eletrônica (n_e), injeção de gás (gás puff), corrente de plasma (I_p), oscilação MHD (dB/dt), emissão eletrônica ciclotrônica (ECE), impureza (CIII) e potência irradiada (P_{rad}).

6.3. EFEITO DA VARIAÇÃO TEMPORAL NA APLICAÇÃO DA TENSÃO DE POLARIZAÇÃO NO ELETRODO

Primeiramente fazemos a escolha do instante de tempo durante o qual o eletrodo será aplicado. A tensão de polarização do eletrodo é aplicada em diferentes instantes de tempo durante toda a fase de duração da descarga de plasma. Introduzimos o eletrodo até $1,5\text{ cm}$ dentro da coluna de plasma e a uma tensão de polarização de 350 V , que é o limite para obter descargas sem rupturas nessa posição.

Como podemos mostrar nesta série de sinais de diferentes diagnósticos (Figs. 6.3 – 6.8), o maior efeito da aplicação do eletrodo no plasma acontece no intervalo entre 60 ms e 80 ms , que é o tempo correspondente à fase estacionária para descargas normais (Fig. 6.2). Claramente pode-se observar que a partir deste instante de tempo o aumento em amplitude de muitos sinais de diagnósticos começa a decair, causado pelo decaimento da corrente do plasma (I_p) principalmente.

Observando o comportamento dos perfis temporais dos diferentes diagnósticos, escolhemos o intervalo de **60 ms a 70 ms**, como sendo o tempo ideal para a aplicação de polarização ao eletrodo. Toda a análise e discussão dos resultados obtidos por efeito da aplicação do eletrodo polarizado no plasma, será feita neste intervalo. Em todos os gráficos a seguir, a área representada pelo retângulo rachado, corresponde ao intervalo temporal durante o qual é aplicada a polarização ao eletrodo, que é de **30 ms** para a maioria dos disparos.

Figura 6.3: Tensão de polarização aplicada ao eletrodo (350 V). Podemos observar que, a partir de 100 ms, a tensão de polarização não consegue descer devido ao início da fase de disruptura do plasma.

Figura 6.4: Perfil da densidade eletrônica (n_e). A queda acentuada do perfil após a aplicação do eletrodo (no instante 90 ms em diante) coincide com o início da queda da corrente do plasma.

Figura 6.5: Perfil temporal de emissão H-alfa. Nestes sinais observamos que a aplicação da polarização do eletrodo a partir de $t=90$ ms até $t=120$ ms causa uma pequena queda no perfil H-alfa.

Figura 6.6: Emissão eletrônica ciclotrônica.

Figura 6.7: Perfis da potência irradiada medida pelo bolômetro.

Figura 6.8: Perfil temporal da impureza CIII.

6.4. COMPORTAMENTO DO PLASMA COM A VARIAÇÃO DA TENSÃO DE POLARIZAÇÃO DO ELETRODO

A Figura 6.9 mostra a tensão e a corrente do eletrodo polarizado. A polarização é aplicada ao eletrodo num pulso de forma quadrada de **30 ms** de duração, tempo muito mais longo do que o tempo de confinamento de partículas e energia ($\sim 5\text{ms}$). A polarização tem início em **65 ms** e se mantém

constante até **95 ms**, tempo em que é desligado o circuito de alimentação do eletrodo, como mostrado na Fig. 6.9.

Figura 6.9: Tensão de polarização aplicada ao eletrodo e corrente elétrica produzida.

Quando o eletrodo é inserido na coluna do plasma sem ser polarizado, sua corrente e tensão têm o mesmo comportamento (sem variações nas suas amplitudes), indicando que a condutividade radial do plasma se mantém constante com a presença do eletrodo sem polarização.

A polarização do eletrodo varia de **0** até **350 volts**, que é o limite para obter pulsos de plasmas sem rupturas. Após os primeiros milissegundos de polarização ($V_{elet}=170 - 350$ volts), a corrente e a tensão têm o mesmo comportamento (ambos tem um aumento nas suas amplitudes), indicando uma mudança na condutividade do plasma. A corrente do eletrodo aumenta até que ocorre a bifurcação radial do campo elétrico, resultando num aumento da densidade eletrônica no centro que varia por um fator de **1,2** até **2**, dependendo da tensão aplicada ao eletrodo (Fig. 6.10). Neste intervalo de tempo também acontece um aumento na amplitude dos outros diagnósticos (Fig. 6.11 – 6.14), onde a área sombreada é o tempo durante o qual é aplicada a polarização ao eletrodo.

Figura 6.10: Comportamento da densidade eletrônica em função da tensão de polarização do eletrodo.

Figura 6.11: Comportamento da emissão H-alfa em função da tensão de polarização do eletrodo.

Na Fig. 6.12 os sinais medidos pelo bolômetro mostram que o eletrodo não tem nenhum efeito significativo na radiação do plasma ou na sua resistividade sem tensão de polarização ($V_{elet}=0$ V). Os efeitos na radiação do plasma somente acontecem quando o eletrodo é polarizado.

Figura 6.12: Comportamento da potência irradiada (medida pelo bolômetro) em função da tensão de polarização do eletrodo.

O perfil temporal do fluxo da espécie de impureza *CIII* foi obtido com um monocromador. A emissão dos íons de impureza de *CIII* no plasma é dominada por íons no plasma em $r/a \approx 0,85$ (borda do plasma) [180]. A Fig. 6.13 mostra a evolução no tempo da impureza *CIII* com o aumento da polarização do eletrodo. Assim como para os outros diagnósticos, esses sinais mostram um aumento de amplitude de *CIII* a partir de $V_{elet}=170$ V.

Figura 6.13: Comportamento da impureza *CIII* em função da tensão de polarização do eletrodo.

A atividade MHD (Fig. 6.14) tampouco é afetada pela presença do eletrodo sem polarização ($V_{elet}=0$ V), como indicado pela presença de oscilações pelos sinais das bobinas de Mirnov. O efeito de polarização do eletrodo não afeta a amplitude das flutuações magnéticas até $V_{elet}=250$ V. Entretanto, a medida que a tensão de polarização do eletrodo aumenta para $V_{elet}=350$ V, observamos um aumento de atividade MHD.

Figura 6.14: Comportamento de oscilações MHD (medidas pelas bobinas de Mirnov) em função da tensão de polarização do eletrodo.

Também foram feitas medidas das turbulências eletrostática na borda do plasma, estas medidas são obtidas pelo diagnóstico de sondas de Langmuir (sonda tripla) [181]. A Fig. 6.15 mostra as flutuações do potencial flutuante, V_f , do plasma. O potencial flutuante mostra uma queda constante até

a polarização de $V_{elet}=250\text{ V}$ no eletrodo; a perturbação maior no potencial flutuante acontece para polarização de $V_{elet}=350\text{ V}$.

Figura 6.15: Perfis temporais do potencial flutuante na borda do plasma, com variação da tensão de polarização do eletrodo.

A Fig. 6.16 mostra o perfil temporal da densidade eletrônica na borda do plasma (I_{sat}). Estes sinais mostram uma queda progressiva à medida que se aumenta a tensão de polarização do eletrodo. Esta queda se faz mais forte a partir de $V_{elet}=250\text{ V}$.

Figura 6.16: Perfis temporais da corrente de saturação de íons, com variação da tensão de polarização do eletrodo.

Fizemos uma análise dos espectros de potência dos diagnósticos mais importantes, os resultados são mostrados nas Figs. 6.17 – 6.18. Análise de frequências feitas nestes sinais mostra uma única correlação, isto acontece entre as frequências de oscilação medidas pelas bobinas de Mirnov e as mostradas pela impureza *CIII* para a polarização do eletrodo em $V_{elet}=350\text{ V}$. As cordas de emissão H-alfa e os outros diagnósticos não apresentam nenhuma frequência característica apresentadas pelas bobinas de Mirnov. O espectro de potência dos sinais do potencial flutuante V_f e da corrente de saturação de íons I_{sat} , não apresentam picos acentuados.

Figura 6.17: Análise de espectros de potência dos sinais das bobinas de Mirnov, flutuações do potencial flutuante e da corrente de saturação iônica, com variação da tensão de polarização aplicada ao eletrodo.

Figura 6.18: Análise de espectros de potência dos sinais de densidade eletrônica, impureza *CIII* e potência irradiada, com variação da tensão de polarização aplicada ao eletrodo.

Cabe destacar que os únicos sinais que mostram uma variação com a presença do eletrodo (sem polarização) são o potencial flutuante e a corrente de saturação de íons como mostrados na Fig. 6.19. Estes resultados mostram claramente que a presença do eletrodo sem polarização causa uma perturbação na borda do plasma.

Figura 6.19: Potencial flutuante (a) e corrente de saturação de íons (b) na borda do plasma, antes e durante a introdução do eletrodo sem polarização.

A Fig. 6.20 mostra a variação dos sinais da densidade eletrônica, H-alfa e a impureza *CIII* durante a fase de tensão ao eletrodo. Observa-se um aumento da amplitude destes sinais a partir da tensão de polarização $V_{elet}=170\text{ V}$, alcançando-se um máximo para a tensão de polarização de $V_{elet}=350\text{ V}$; acima dessa tensão de polarização acontece a ruptura do plasma, em 90% dos disparos.

Os perfis radiais da densidade eletrônica foram determinados usando um radiômetro ECE [182] e um canal de interferômetro (150 GHz); os detalhes são mostrados na referência [129]. O interferômetro mede a densidade ao longo da corda central. Nos cálculos supomos um perfil quase parabólico $n_e(r)=n_0(1-(r/a)^2)^\alpha$ onde n_0 representa a densidade eletrônica medida pelo interferômetro numa corda central da coluna do plasma, a é o raio da coluna do plasma e α é a variável exponencial. O parâmetro α é ajustado mudando a corda do interferômetro para diferentes posições radiais (-17,0; -11,75; -6,50; -1,25; 4,0; 9,25 e 14,5 centímetros), para cada instante de tempo onde a densidade é medida. Os melhores ajustes apresentam os seguintes valores para α quando a tensão de polarização é de 350 V , até o instante antes de aplicar a polarização ao eletrodo (t_0), $\alpha=0,88$, na fase rápida da subida da densidade (t_1) $\alpha=0,52$, em t_2 temos $\alpha=0,76$, no máximo da densidade (t_3) $\alpha=1$ e depois da aplicação do eletrodo (t_4) $\alpha=0,8$. Para os perfis radiais da densidade eletrônica, quando a polarização do eletrodo varia de 170 V e 250 V temos que $\alpha=0,52$ para t_1 e t_2 . Quando a polarização do eletrodo é nula, o perfil da densidade é igual a uma descarga normal, onde $\alpha=0,88$.

Com a aplicação da tensão de polarização em $t_0=65\text{ ms}$, a densidade eletrônica do plasma sobe de $1 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ até $1,91 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ em aproximadamente 8 ms ($t_1=73\text{ ms}$). Neste intervalo de subida da densidade ($t_0 - t_1$) acontece uma queda no sinal H-alfa, quando a tensão de polarização do eletrodo é de $V_{\text{elet}}=350\text{ V}$. Como veremos mais adiante, essa fase corresponde ao melhoramento do confinamento do plasma, caracterizado pelo aumento da densidade eletrônica sem aumentar a reciclagem, aumento considerável no tempo de confinamento de partículas, e menor emissão de partículas neutras. Depois de transcorridos 5 ms acontece o primeiro pico máximo de emissão H-alfa.

Em $t_2=83\text{ ms}$, primeiramente temos os máximos de amplitude da densidade eletrônica, emissão H-alfa e *CIII* para a polarização do eletrodo em $V_{\text{elet}}=170 - 250\text{ V}$, segundo, neste instante acontece a segunda queda da emissão H-alfa para a polarização de $V_{\text{elet}}=350\text{ V}$.

Em $t_3=95\text{ ms}$ o pulso de polarização é desligado, a descarga decai lentamente (fenômeno mostrado por todos os diagnósticos) e o plasma evolui para o estado de equilíbrio que existiu previamente, um estado quase estacionário até o início da fase de disruptura ($t=140\text{ ms}$). O segundo pico de H-alfa acontece 5 ms antes de t_3 . Observamos também que a partir de $t_3=95\text{ ms}$ o fluxo toroidal começa a deteriorar para o nível anterior a polarização em aproximadamente 15 ms (sinal de *CIII* na Fig. 6.20c) devido ao aumento da viscosidade do plasma. Com polarização o fluxo do plasma (*CIII*) aumenta consideravelmente até a ordem de 1,7 vezes para polarização de $V_{\text{elet}}=350\text{ V}$.

Figura 6.20: Perfil de (a): densidade eletrônica (n_e), (b): emissão H-alfa (H_α) e (c): impureza *CIII*, em função do incremento da tensão de polarização no eletrodo. Observa-se um aumento das amplitudes a partir da tensão de polarização de 170 V.

Na figura 6.21 temos os sinais da potência irradiada pelo plasma, onde a fase de subida é de 12 ms, diferente ao tempo de subida dos outros diagnósticos (8 ms), e a queda do sinal depois de desligado a polarização do eletrodo também é mais lenta, de aproximadamente 20 ms de duração. A única coincidência com o perfil da densidade eletrônica é o pico máximo que acontece quando é desligada a polarização. O campo elétrico poloidal E_θ é calculado diretamente da diferença de flutuações do potencial elétrico em duas posições poloidais próximas, e o transporte total de partículas Γ é a média do produto das flutuações da densidade eletrônica e da velocidade na direção radial das partículas (posição da sonda em $r=16,5\text{ cm}$). Estes dois parâmetros foram calculados utilizando a sonda tripla [180]. Como observado nestas figuras, E_θ e Γ tem um comportamento quase idêntico nos seus perfis temporais, a medida que aumenta a tensão de polarização do eletrodo estes parâmetros tem uma queda progressiva até alcançar o menor valor para $V_{\text{elet}}=250$ e 350 V .

Figura 6.21: (a): Potência irradiada durante o incremento da tensão de polarização no eletrodo, (b): o campo elétrico poloidal E_θ e (c): transporte total de partículas Γ , são medidas em $r=16,5$ cm.

Observando a Fig. 6.22a, vemos que o maior crescimento relativo das amplitudes dos diferentes diagnósticos acontece em $V_{elet}=350$ V. O subíndice L indica que a medida é feita antes de aplicar a polarização ao eletrodo (fase de equilíbrio) e o subíndice H corresponde ao valor máximo (medido no instante t_3) das amplitudes. Esta figura mostra o aumento relativo da densidade eletrônica (n_H/n_L) e da impureza ($CIII_H/CIII_L$) tem a mesma taxa, a maior taxa ocorre na potência irradiada (P_H/P_L), enquanto que a da emissão H-alfa (H_H/H_L) é a menor. Observa-se uma melhora progressiva do confinamento conforme aumenta a tensão de polarização, isto é indicado pelo aumento expressivo da taxa da densidade eletrônica (n_H/n_L), sem aumentar a reciclagem (taxa de emissão H-alfa (H_H/H_L)). Vemos também, que o tempo de confinamento das partículas aumenta e a reciclagem tem uma queda, conforme a tensão aplicada ao eletrodo aumenta. Estes resultados confirmam uma melhora no confinamento do plasma a medida que é aumentada a polarização ao eletrodo.

Figura 6.22: (a): Razão das amplitudes (n_e , $CIII$, H-alfa e $Prad$); (b): tempo de confinamento de partículas e (c): fator de reciclagem, em função da tensão de polarização do eletrodo.

6.4.1. EMISSIVIDADE H-ALFA COM A VARIAÇÃO DA TENSÃO DE POLARIZAÇÃO

Mostramos os perfis de intensidade H-alfa para diferentes tensões de polarização do eletrodo, para o instante $t_2=83$ ms da figura 6.20. Neste instante acontece a amplitude máxima para a

densidade eletrônica e $CIII$ nas tensões de polarização do eletrodo em $V_{elet}=170$ e 250 V. Para $V_{elet}=350$ V acontece uma queda no perfil de emissão H-alfa indicando uma melhoria de confinamento. Apresentamos a análise para este instante de tempo.

A turbulência induzida pelo transporte radial de partículas ocorre com um grande aumento de densidade (1,5 vezes) e uma redução na reciclagem, sugerindo o aumento do confinamento de partículas. As medidas de emissão H-alfa são usadas para calcular o tempo de confinamento de partículas (t_p) e sua variação ao longo da coluna do plasma.

Nossa primeira análise para o instante $t_2=83$ ms, é medir o efeito que a presença do eletrodo causa no plasma. Introduzimos o eletrodo a $1,5$ cm para dentro da coluna do plasma ($r=16,5$ cm). A primeira medida foi feita com um disparo quando o eletrodo não é polarizado ($V_{elet}=0$ V). Os resultados obtidos desde a emissão H-alfa utilizando a câmera paralela vertical são mostrados nas Figs. 6.23. Estes sinais mostram que a presença do eletrodo causa uma pequena redução no perfil de emissão de H-alfa, no lado oposto à localização do eletrodo. Como consequência desta redução temos um pequeno aumento no tempo de confinamento de partículas (t_p), uma redução da emissividade (ϵ_α) e emissão de partículas neutras (ϵ_α/n_e) nesse lado da coluna do plasma. Os perfis tomográficos feitos nesta fase confirmam estes resultados.

Figura 6.23: (a): Emissão H-alfa, (b): Emissividade H-alfa, (c): tempo de confinamento de partículas e (d): densidade de partículas neutras; antes de inserir o eletrodo no plasma normal (SHOT 17981) e depois de inserido sem tensão de polarização $V_{elet}=0$ V (SHOT 17982).

As reconstruções tomográficas (Fig.6.24) apresentam regiões superpostas, como se fossem camadas, a de cor mais azul é de emissividade mais baixa, possivelmente é a região do plasma com maior temperatura eletrônica, logo uma área de cor branca, seguidas de uma região amarela onde a emissividade é uniforme, e regiões mais obscuras principalmente na borda para fora do vaso. Esta região obscura do lado direito na borda do plasma se repete para todos os disparos, indicando uma forte emissão H-alfa, devido principalmente ao fato que o plasma bate no limitador e nas paredes da câmara de vácuo. A quase simetria observada pode ser devida à configuração magnética externa, causada pelos erros do campo magnético e as correntes da parede induzidas por flutuações magnéticas no plasma. A parede ou o plasma da borda impõe a condição de limite para o fluxo de emissividade H-alfa, onde é igual a zero além do limitador.

Figura 6.24: Perfis tomográficos de emissividade H-alfa, antes de inserir o eletrodo no plasma (SHOT 17981) e depois de inserido mais sem tensão de polarização (SHOT 17982).

A Fig. 6.25 mostra que o aumento da polarização no eletrodo de $V_{elet}=0\text{ V}$ para $V_{elet}=170\text{ V}$ produz uma pequena mudança no perfil de emissão de H-alfa, na borda do plasma. Como consequência, temos um pequeno aumento no tempo de confinamento de partículas (t_p), uma redução da emissão de partículas neutras (ϵ_α/n_e) e um pequeno aumento da emissividade (ϵ_α) na borda da coluna do plasma. Ao aumentar a tensão de polarização no eletrodo, de $V_{elet}=170\text{ V}$ para $V_{elet}=250\text{ V}$, não produz mudanças no perfil de emissão H-alfa; conseqüentemente os outros parâmetros, mostram o mesmo comportamento radial. O aumento da polarização no eletrodo de $V_{elet}=250\text{ V}$ para $V_{elet}=350\text{ V}$ produz um pequeno aumento no perfil de emissão H-alfa. Como observamos na Fig. 6.20, na polarização $V_{elet}=350\text{ V}$ é onde acontece o maior efeito do eletrodo no plasma. Devido ao aumento significativo da densidade eletrônica para esta tensão de polarização e a queda da emissão H-alfa, temos um aumento significativo no tempo de confinamento de partículas (t_p), mesmo que a emissão de partículas neutras (ϵ_α/n_e) não haja mudado muito e a emissividade (ϵ_α) somente tem um pequeno aumento no lado interno da coluna do plasma.

Na Fig. 6.26 mostramos as imagens tomográficas de emissividade H-alfa para cada tensão de polarização do eletrodo. Observamos um aumento progressivo da emissividade H-alfa na borda do plasma, sendo maior no lado direito onde se encontra localizado o eletrodo e que também é o lado para onde o plasma é deslocado pelos campos magnéticos. Os perfis tomográficos em $V_{elet}=170\text{ V}$ e em $V_{elet}=250$ são um pouco ruidosos. Estes ruídos são produzidos por incertezas nas medidas, devido ao pequeno efeito do eletrodo no plasma para estas polarizações.

Figura 6.25: Perfis radiais de (a): emissão H-alfa, (b) emissividade H-alfa, (c): tempo de confinamento, e (d): densidade de partículas neutras com eletrodo sem polarização $V_{elet}=0$ V (SHOT 17982), para polarização de $V_{elet}=170$ V (SHOT 17983), $V_{elet}=250$ V (SHOT 17984) e $V_{elet}=350$ V (SHOT 17985).

Figura 6.26: Perfis tomográficos de emissividade H-alfa, para $V_{elet}=0$ V (SHOT 17982), $V_{elet}=170$ V (SHOT 17983), $V_{elet}=250$ V (SHOT 17984) e $V_{elet}=350$ V (SHOT 17985).

Como o máximo efeito do eletrodo emissivo no plasma acontece quando é aplicada uma polarização de $V_{elet}=350$ V, faremos um estudo detalhado de um disparo de plasma que corresponde a esta polarização (SHOT 17985). A Fig. 6.27 mostra algumas cordas de emissão H-alfa indicando os tempos que são considerados para análise; e a Tabela 6.1 mostra os parâmetros dos perfis radiais de densidade eletrônica para estes instantes de tempo.

Tabela 6.1. Parâmetros para o cálculo do perfil radial da densidade eletrônica.

tempo (ms)	n_e (10^{19} m $^{-3}$)	α
$t_0=65$	1	0,88
$t_2=78$	1,74	0,52
$t_4=90$	1,88	0,76
$t_6=100$	1,55	0,52

tempo (ms)	n_e (10^{19} m $^{-3}$)	α
$t_1=73$	1,64	0,52
$t_3=83$	1,81	0,76
$t_5=95$	1,92	1

Figura 6.27: Cordas de emissão H-alfa para polarização de $V_{elet}=350$ V, instantes a serem analisados $t_0=65$ ms, $t_1=73$ ms, $t_2=78$ ms, $t_3=83$ ms, $t_4=90$ ms, $t_5=95$ ms e $t_6=100$ ms. Os perfis da densidade eletrônica para fazer a análise de emissão H-alfa.

A Fig. 6.28 mostra que os perfis de n_e , P_{rad} e $CIII$ não apresentam um sincronismo com o perfil de emissão H-alfa, principalmente nas regiões de decaimento.

Figura 6.28: Perfil de emissão H-alfa (H_α) em comparação com perfil de: (a) densidade eletrônica (n_e), (b) potência irradiada e (c) impureza CIII, com polarização de $V_{elet}=350$ V no eletrodo.

A Fig. 6.29, tampouco mostra algum sincronismo entre o campo elétrico poloidal e transporte total de partículas com o sinal H-alfa. A queda destes sinais acontece logo após de aplicado a tensão de polarização ao eletrodo ($t_0=65$ ms). Esta queda permanece constante ao longo de quase todo o período de aplicação de polarização, e somente ao final da polarização ($t_4=90$ ms) é que começa a aumentar novamente.

Figura 6.29: Perfil de emissão H-alfa (H_α) em comparação com o perfil de (a): o campo elétrico poloidal (E_θ), e (b): transporte de partículas (Γ), com polarização de $V_{elet}=350\text{ V}$ no eletrodo.

Na Fig. 6.30, observamos que o aumento do tempo de confinamento de partículas acontece nos instantes t_1 , t_3 e t_5 , tempos que coincidem com uma queda no perfil H-alfa. Nos tempos t_2 e t_4 correspondente aos picos, temos um forte aumento de emissão H-alfa acompanhada de uma queda da emissão de partículas neutras e de tempos de confinamento de partículas relativamente iguais. A partir destes perfis radiais podemos observar que as mudanças acontecem principalmente na borda do plasma.

Figura 6.30: Perfis radiais de (a): emissão H-alfa, (b) emissividade H-alfa, (c): tempo de confinamento, e (d): densidade de partículas neutras; em $t_0=60\text{ ms}$, $t_1=73\text{ ms}$, $t_2=78\text{ ms}$, $t_3=83\text{ ms}$, $t_4=90\text{ ms}$, $t_5=95\text{ ms}$ e $t_6=100\text{ ms}$ com polarização de $V_{elet}=350\text{ V}$ no eletrodo.

6.5. VARIAÇÃO ESPACIAL DO ELETRODO POLARIZADO AO LONGO DA COLUNA DO PLASMA

Dos resultados anteriores, sabemos que o maior efeito que o eletrodo polarizado faz sobre a borda do plasma acontece para a polarização de $V_{elet}=350\text{ V}$; então todas as medidas feitas com mudança da posição do eletrodo na coluna do plasma foram feitas com esta polarização. De igual forma os perfis radiais de densidade eletrônica são os mesmos ditos anteriormente (perfil parabólico com parâmetros α).

Para as posições do eletrodo em $X_{elet}=19,0\text{ cm}$ até $X_{elet}=18,0\text{ cm}$ não observamos mudanças no perfil do plasma. Da série de figuras 6.31 observamos claramente que o eletrodo começa a fazer um pequeno efeito na coluna do plasma a partir da posição de $X_{elet}=17,5\text{ cm}$; já na posição $X_{elet}=17,0\text{ cm}$ e $X_{elet}=16,5\text{ cm}$ a perturbação à coluna do plasma é muito forte. Esse efeito se observa no aumento da amplitude dos diferentes diagnósticos para esta posição; também a emissão H-alfa tem uma queda no início da fase de aplicação da polarização ao eletrodo. Para posições mais interiores da coluna do plasma acontece a ruptura do plasma, em 98% dos disparos.

Figura 6.31: Comportamento dos perfis de (a): densidade eletrônica e (b): emissão H-alfa em função da posição radial do eletrodo.

Na Fig. 6.32 a impureza *CIII* apresenta uma forte oscilação, possivelmente associada ao aumento da atividade MHD, que será confirmada mais adiante.

Figura 6.32: Comportamento dos perfis de (a): impureza *CIII* e (b): potência irradiada (medida pelo bolômetro) em função da posição radial do eletrodo.

Na Fig. 6.33b se observa um aumento da atividade MHD a partir da posição $X_{elet}=17,0\text{ cm}$ e $X_{elet}=16,5\text{ cm}$.

Figura 6.33: Comportamento dos perfis de (a): emissão ciclotrônica eletrônica (ECE) e (b): oscilações MHD (medida pela bobina de Mirnov); em função da posição radial do eletrodo.

O potencial flutuante do plasma, não sofre nenhuma influência até a posição de $X_{elet}=18,0$ cm, de acordo como a Fig. 6.34a, para posições mais internas da coluna do plasma, ocorre uma queda. A perturbação maior no potencial do plasma acontece para a posição de $X_{elet}=16,5$ cm. A Fig. 6.34b mostra o perfil temporal da flutuação da densidade eletrônica na borda do plasma (I_{sat}). Esses sinais mostram uma queda progressiva à medida que se insere o eletrodo. Esta queda se faz mais forte a partir da posição $X_{elet}=17,5$ cm em diante.

Figura 6.34: Perfis temporais de (a): potencial flutuante e (b): corrente de saturação de íons na borda do plasma, com variação da posição do eletrodo polarizado ao longo da coluna do plasma.

Na figura 6.35 temos os sinais do campo elétrico poloidal E_θ e o transporte total de partículas Γ são medidos com a sonda na posição de $r=16,5$ cm. Como observado nessas figuras, E_θ e Γ tem um comportamento quase idêntico nos seus perfis temporais; à medida que o eletrodo é inserido para o interior da coluna do plasma estes parâmetros têm uma queda progressiva até alcançar o menor valor para $X_{elet}=17,0$ cm e $X_{elet}=16,5$.

Observando a Fig. 6.36, vemos que o maior crescimento relativo das amplitudes dos diagnósticos (n_e , $CIII$, H-alfa e P_{rad}) acontece a partir da posição $X_{elet}=17,0$ cm em adiante. O subíndice L indica que a medida é feita antes de aplicar a polarização ao eletrodo (fase de equilíbrio) e o subíndice H corresponde ao valor máximo das amplitudes. Esta figura mostra que a maior taxa de aumento relativo pertence a potência irradiada (P_H/P_L), seguido pelo da impureza ($CIII_H/CIII_L$), logo da densidade eletrônica (n_H/n_L) e finalmente a da emissão H-alfa (H_H/H_L), que é a menor de todas. Observa-se uma melhora progressiva do confinamento conforme o eletrodo é inserido para o interior da

coluna do plasma. Isto é indicado pelo aumento expressivo do tempo de confinamento de partículas, e diminuição da taxa de reciclagem. Estes resultados confirmam uma melhora no confinamento do plasma à medida que é inserido o eletrodo para o interior da coluna do plasma.

Figura 6.35: Perfil temporal de (a): campo elétrico poloidal E_θ e (b): transporte total de partículas Γ , são medidas em $r=16,5$ cm.

Figura 6.36: (a): Relação relativa das amplitudes (n_e , CIII, H-alfa e P_{rad}); (b): tempo de confinamento de partículas e (c): fator de reciclagem, em função da posição do eletrodo polarizado.

6.5.1. EMISSIVIDADE H-ALFA PARA DIFERENTES POSIÇÕES DO ELETRODO AO LONGO DA COLUNA DO PLASMA

Claramente é observado nos sinais anteriores que o efeito do eletrodo polarizado sobre o plasma acontece na posição $X_{elet}=17,0$ cm e $X_{elet}=16,5$ cm. Em posições mais ao interior da coluna do plasma produz-se disrupturas muito fortes, o que impossibilita qualquer análise dos sinais dos diferentes diagnósticos. Em continuação faz-se a análise do comportamento da emissividade H-alfa nestas posições, onde uma mudança de perfil se mostra mais evidente. Foram realizadas descargas consecutivas de plasma para ter as mesmas condições de reprodutibilidade em $V_{elet}=350$ V.

A serie de Figs. 6.37 mostra o perfil radial de emissão H-alfa para diferentes posições do eletrodo ao longo da coluna do plasma. As medidas são tomadas no intervalo temporal durante a aplicação do eletrodo. A mudança no perfil de emissão acontece a partir da posição de $X_{elet}=17,0\text{ cm}$ do eletrodo na coluna do plasma. Não se observa mudança nos perfis temporais das cordas H-alfa na posição de $X_{elet}=19,0\text{ cm}$, $X_{elet}=18,5\text{ cm}$, $X_{elet}=18,0\text{ cm}$ e $X_{elet}=17,5\text{ cm}$. O mesmo acontece para os perfis radiais de emissividade e tempo de confinamento de partículas. O eletrodo nessas posições causa pequenas oscilações nos perfis H-alfa, na análise de freqüências destas oscilações não foram encontradas freqüências importantes e tampouco alguma relação com a atividade MHD no plasma..

Figura 6.37: Perfis radiais de (a): emissão H-alfa, (b) emissividade H-alfa, (c): tempo de confinamento, e (d): densidade de partículas neutras, com polarização do eletrodo de $V_{elet}=350\text{ V}$, para as posições $X_{elet}=19,0\text{ cm}$ (SHOT 18184), $X_{elet}=18,5\text{ cm}$ (SHOT 18185), $X_{elet}=18,0\text{ cm}$ (SHOT 18186), $X_{elet}=17,5\text{ cm}$ (SHOT 18187), $X_{elet}=17,0\text{ cm}$ (SHOT 18188) e $X_{elet}=16,5\text{ cm}$ (SHOT 18190).

Na Fig. 6.38 mostramos as cordas de emissão H-alfa para a posição do eletrodo em $X_{elet}=17,0\text{ cm}$ na coluna do plasma. A partir desta posição os efeitos se fazem mais evidentes. Como podemos ver nesta figura, claramente existe uma região onde o perfil sofre uma queda, que é logo depois do início da polarização.

Figura 6.38: Cordas de emissão H-alfa, posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=17,0\text{ cm}$.

Fizemos a análise deste disparo em 5 tempos diferentes. Os resultados são mostrados na Fig. 6.39. O perfil de emissão H-alfa tem uma queda em $t_2=72,5 \text{ ms}$ com respeito à $t_1=60 \text{ ms}$ (antes da polarização). Esta queda corresponde a uma região de melhora de confinamento do plasma, que é confirmado pelos resultados obtidos com o cálculo do confinamento de partículas (t_p) que tem um aumento muito significativo respeito aos tempos t_1 , t_3 , t_4 e t_5 .

Figura 6.39: Perfis radiais em vários instantes de tempo de (a): emissão H-alfa, (b) emissividade H-alfa, (c): tempo de confinamento, e (d): densidade de partículas neutras; posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=17,0 \text{ cm}$ (SHOT 18188).

Figura 6.40: Perfis tomográficos de emissividade H-alfa, para $t_1=60 \text{ ms}$, $t_2=72,5 \text{ ms}$ e $t_3=77,5 \text{ ms}$, posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=17,0 \text{ cm}$ e tensão de polarização de $V_{elet}=350 \text{ V}$ (SHOT 18188).

Figura 6.41: Perfis tomográficos de emissividade H-alfa, para $t_4=92\text{ ms}$ e $t_5=100\text{ ms}$, posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=17,0\text{ cm}$ e tensão de polarização de $V_{elet}=350\text{ V}$ (SHOT 18188).

As imagens tomográficas em Fig. 6.40 - 6.41 mostra que em $t_2=72,5\text{ ms}$, a emissividade H-alfa é baixa, mesmo que nesse instante a densidade eletrônica é muito maior que a do instante $t_1=60\text{ ms}$. As outras imagens tomográficas apresentam uma forte emissão na borda do plasma. Nos instantes t_4 e t_5 acontece uma pequena redução na emissão H-alfa com respeito à t_3 , onde acontece a máxima emissão. Esta redução acompanha a queda da corrente do plasma e também a queda da densidade eletrônica. Um resultado muito importante que se obtém das imagens tomográficas é de que não existe uma mudança importante no perfil da emissão H-alfa; o único que se observa até agora é somente mudança no valor das intensidades. Ou seja, não se têm estruturas ou regiões preferenciais, além da borda do plasma, onde todo o processo de reciclagem do hidrogênio acontece, e é essa a única região do plasma onde há maior emissividade H-alfa.

Figura 6.42: Cordas de emissão H-alfa, posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=16,5\text{ cm}$.

Na Fig. 6.42 apresentamos o disparo onde o eletrodo encontra-se na posição $X_{elet}=16,5\text{ cm}$; é nesta posição da coluna do plasma onde acontece o maior efeito do eletrodo na borda. Como já tratamos anteriormente, existem duas regiões onde a emissão H-alfa sofre uma queda, em $t_2=75\text{ ms}$ e em $t_4=92\text{ ms}$.

Nas figuras 6.43 – 6.44 os resultados obtidos mostram um aumento significativo no confinamento de partículas em t_2 e t_4 , acompanhado de uma forte redução na emissão de partículas neutras, e também na emissividade H-alfa. A emissão de partículas neutras tem um aumento muito forte para t_3 e t_5 , que são tempos correspondentes aos dos cumes de emissão H-alfa.

Figura 6.43: Perfis radiais em vários instantes de tempo de (a): emissão H-alfa, (b) emissividade H-alfa, (c): tempo de confinamento, e (d): densidade de partículas neutras; em vários instantes de tempo, posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=16,5\text{ cm}$.

Figura 6.44: Perfis radiais em vários instantes de tempo de (a): emissão H-alfa, (b) emissividade H-alfa, (c): tempo de confinamento, e (d): densidade de partículas neutras; em vários instantes de tempo, posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=16,5\text{ cm}$.

As imagens tomográficas (Figs. 6.45 – 6.46) mostram claramente a redução de emissividade H-alfa em t_2 e t_4 , sendo de maior magnitude para t_2 . Novamente não se observa uma variação importante nos perfis tomográficos, somente uma variação na sua intensidade. Isto demonstra claramente que a maior emissão H-alfa no plasma acontece principalmente na borda da coluna do

plasma, e que existe uma região pequena muito quente quase no centro da coluna, onde não acontece emissão H-alfa.

Figura 6.45: Perfis tomográficos de emissividade H-alfa, para $t_1=60$ ms, $t_2=75$ ms e $t_3=80$ ms, posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=16,5$ cm e tensão de polarização de $V_{elet}=350$ V (SHOT 18190).

Figura 6.46: Perfis tomográficos de emissividade H-alfa, para $t_4=92$ ms, $t_5=95$ ms e $t_6=100$ ms, posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=16,5$ cm e tensão de polarização de $V_{elet}=350$ V (SHOT 18190).

6.6. EFEITO DO ELETRODO POLARIZADO NO PLASMA COM INCREMENTO DA DENSIDADE ELETRÔNICA

Nestas experiências, manteve-se a posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=16,5$ cm e a tensão de polarização em $V_{elet}=350$ V. A densidade eletrônica foi aumentada de forma progressiva. O subíndice *L* refere-se ao valor da densidade eletrônica antes da polarização do eletrodo e o subíndice *H* refere-se à máxima amplitude da densidade eletrônica. Em todos os perfis de diagnósticos se observa uma redução no tempo de duração da descarga quando o plasma atinge a densidade eletrônica de $n_e=2,29 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (Fig. 6.47 – 6.48). O limite de descargas a alta densidade se atinge em $n_e=3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, valores maiores produzem disruptura no plasma.

Figura 6.47: Perfil da densidade eletrônica.

Figura 6.48: Perfil da emissão H-alfa.

As imagens tomográficas (Fig. 6.49 – 6.50) apresentam um aumento da emissividade H-alfa conforme aumenta a densidade eletrônica. A região onde se faz evidente este aumento é na borda do plasma. Quando se atinge o limite de densidade eletrônica, a emissão H-alfa também é muito intensa, abarcando uma parte da região central inferior. Também observamos destas imagens, que mesmo a

densidade aumentando existe uma região na coluna central do plasma onde a temperatura eletrônica é muito alta.

Figura 6.49: Perfis tomográficos de emissividade H-alfa com posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=16,5$ cm e tensão de polarização de $V_{elet}=350$ V, para (a): $n_e = 1,2 \rightarrow 1,92 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, (b): $n_e = 1,29 \rightarrow 2,17 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, e (c): $n_e = 1,44 \rightarrow 2,19 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Figura 6.50: Perfis tomográficos de emissividade H-alfa com posição do eletrodo na coluna do plasma em $X_{elet}=16,5$ cm e tensão de polarização de $V_{elet}=350$ V, para (d): $n_e = 1,68 \rightarrow 2,66 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, (e): $n_e = 1,83 \rightarrow 2,76 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, e (f): $n_e = 1,98 \rightarrow 2,87 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Na Fig. 6.51 mostramos os perfis de **CIII**, observamos um aumento considerável de oscilações cujas frequências são iguais a da atividade MHD do plasma. Uma análise de frequências mostrou que estas oscilações no perfil de **CIII** estão diretamente relacionadas com a intensa atividade MHD.

Figura 6.51: Perfil de emissão da impureza **CIII**, da potência irradiada no plasma, emissão ECE e da atividade MHD, por efeito do aumento da densidade eletrônica (a): $n_e = 1,12 \rightarrow 1,92 \times 10^{19} m^{-3}$ e (b): $n_e = 2,27 \rightarrow 3,14 \times 10^{19} m^{-3}$.

Figura 6.52: Análise de espectros de (a): potência dos sinais das bobinas de Mirnov, (b): flutuações do potencial flutuante e (c): corrente de saturação iônica, com aumento da densidade eletrônica.

Fizemos uma análise dos espectros de potência dos diagnósticos mais importantes, os resultados são mostrados nas Figs. 6.52 – 6.53. A análise de frequências feitas nestes sinais mostra

uma correlação entre as frequências de oscilação medidas pelas bobinas de Mirnov e a densidade eletrônica, impureza $CIII$ e potência irradiada. As cordas de emissão H-alfa não apresentam nenhuma frequência característica das apresentadas pelas bobinas de Mirnov. O espectro de potência dos sinais do potencial flutuante V_f e da corrente de saturação de íons I_{sat} , não apresentam picos acentuados.

Figura 6.53: Análise de espectros de potência dos sinais de (a): densidade eletrônica, (b): impureza $CIII$ e (c): potência irradiada, com aumento da densidade eletrônica.

Figura 6.54: Perfis de (a): razão das amplitudes dos sinais H-alfa, $CIII$ e P_{rad} , versus aumento de n_e . (b): campo elétrico poloidal E_θ e (c): transporte total de partículas Γ , são medidas em $r=16,5$ cm.

A Fig. 6.54 mostra que o maior crescimento relativo das amplitudes dos diferentes diagnósticos acompanha o aumento da densidade eletrônica. O subíndice L indica que a medida é feita antes de aplicar a polarização ao eletrodo (fase de equilíbrio) e o subíndice H corresponde ao valor máximo das amplitudes. Esta figura mostra que a maior taxa de aumento relativo pertence a potência irradiada (P_H/P_L), seguido pelo da impureza ($CIII_H/CIII_L$) e finalmente a da emissão H-alfa (H_H/H_L), que segue sendo a menor de todas. O campo elétrico poloidal E_θ e o transporte total de partículas Γ são medidos com a sonda na posição de $r=16,5$ cm. Como observado nestas figuras, E_θ e Γ tem um comportamento quase idêntico nos seus perfis temporais; a medida que é aumentada a densidade

eletrônica no plasma estes parâmetros tem uma queda progressiva até alcançar o menor valor para a densidade máxima de $n_e \approx 3,0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Estes resultados confirmam uma melhora no confinamento do plasma à medida que é aumentada a densidade eletrônica. A partir deste valor para n_e , não se podem obter disparos ótimos por que começa a fase de disrupturas no TCABR.

6.7. PERTURBAÇÃO DA BORDA DO PLASMA COM INJEÇÃO DE GAS

Foi feita uma série de disparos com injeção de gás, tentando simular o efeito que produz a polarização do eletrodo no perfil da emissão H-alfa. Mostramos como exemplo, um disparo onde se observa o efeito do eletrodo polarizado e um outro por efeito de injeção de gás. As Figs. 6.55 mostram os perfis H-alfa para o plasma com eletrodo polarizado (SHOT 18192) e por injeção de gás (SHOT 18182).

Figura 6.55: Perfis de H-alfa, com eletrodo polarizado e com injeção de gás.

Da série de sinais mostrados na Fig. 6.56, observamos a diferença nos comportamentos do plasma por injeção de gás e por polarização do eletrodo ($V_{elet}=350 \text{ V}$, $X_{elet}=16,5 \text{ cm}$). Os sinais que mostram a mesma amplitude em ambos os casos somente é a densidade eletrônica; os outros sinais são diferentes, onde observamos uma amplitude menor por efeito de injeção de gás.

Figura 6.56: O gráfico desta série de sinais apresenta o comportamento do plasma com eletrodo e com injeção de gás.

Na Fig. 6.57 mostramos a atividade MHD no plasma, em ambos os casos. Claramente observamos que a atividade MHD não é afetada pela injeção de gás, que acontece com polarização do eletrodo para $V_{elet}=350\text{ V}$, onde observamos um aumento de atividade MHD.

Figura 6.57: As figuras mostram a diferença que produz o eletrodo e a injeção de gás no plasma.

Na Fig. 6.58 mostramos o comportamento dos diferentes perfis de emissão H-alfa para estes dos exemplos. Escolhemos três instantes de tempo para fazer nossa análise da evolução da emissividade H-alfa. O tempo t_1 corresponde à fase de equilíbrio do plasma (50 ms – 60 ms) quando ainda não foi polarizado o eletrodo, o tempo t_2 corresponde à fase quando o aumento da amplitude da densidade eletrônica coincide em ambos os casos (80 ms – 88 ms) e o tempo t_3 é a fase quando o eletrodo emissor e a injeção de gás não têm mais efeito no plasma.

Figura 6.58: Perfil temporal da densidade eletrônica por efeito do eletrodo polarizado e por injeção de gás.

A Fig. 6.59a mostra os perfis de emissão H-alfa (H_α) ao longo da coluna do plasma por efeito de injeção de gás e do eletrodo polarizado. Observamos que os perfis têm um comportamento similar nos três instantes de tempo.

Observamos na Fig. 6.59b, as medidas das taxas de emissão H-alfa (H_H/H_L), impureza (CIH_H/CIH_L) e potência irradiada (P_H/P_L), respeito ao aumento da taxa de densidade eletrônica por efeito de injeção de gás (n_H/n_L), tem um aumento da mesma ordem. Este resultado difere ao obtido por ação do eletrodo polarizado (Fig. 6.54).

Figura 6.59: Perfil radial de emissão H-alfa nos instantes de tempo da Fig. 6.58 (com eletrodo e injeção de gás); e relação relativa das amplitudes dos sinais H-alfa, CIII e P_{rad} , versus aumento de n_e , por efeito de injeção de gás.

A Fig. 6.60b mostra os perfis temporais das flutuações da densidade eletrônica na borda do plasma (I_{sat}) por efeito do eletrodo polarizado e de gás puffing. Estes sinais mostram uma queda da densidade na borda por efeito de polarização do eletrodo e se mantém constante por efeito de injeção de gás. A posição da sonda está na posição $X_{elet}=16,5 \text{ cm}$ na coluna do plasma.

Figura 6.60: Perfis temporais do potencial flutuante e da corrente de saturação de íons, com injeção de gás e por efeito do eletrodo polarizado.

O campo elétrico poloidal E_θ e o transporte total de partículas Γ são medidos com a sonda na posição de $r=16,5 \text{ cm}$. Como observado na Fig. 6.61, E_θ e Γ tem um comportamento diferente nos dos casos, à medida que é aumentada a densidade eletrônica no plasma por injeção de gás o campo elétrico e o transporte total de partículas aumentam na borda, e acontece o contrario por polarização de eletrodo. Este resultado pode ser explicado observando a Fig. 6.59b, onde o aumento relativo da densidade eletrônica (n_H/n_L) e de emissão H-alfa (H_H/H_L) tem a mesma taxa.

Como podemos observar destes resultados, quando o eletrodo polarizado atua na borda do plasma, acontece uma queda progressiva nos parâmetros da borda, e quando é injetado gás no plasma os parâmetros da borda tendem a aumentar ao igual que a densidade eletrônica na borda do plasma (I_{sat}). Estes resultados confirmam uma melhora no confinamento do plasma à medida que é aumentada a tensão de polarização ao eletrodo.

Figura 6.61: Comparação de (a): campo elétrico poloidal E_θ e (b): transporte total de partículas Γ ; por injeção de gás e por polarização do eletrodo, as medidas são feitas para $r=16,5$ cm.

CAPÍTULO VII. EXPERIMENTO COM ELÉTRONS FUGITIVOS

Neste capítulo da tese é feita a caracterização dos picos de instabilidade presentes no novo regime de descargas fugitivas descoberto no tokamak TCABR [183], no qual obtivemos evidência razoável de que, em descargas de elétrons fugitivos em plasmas de tokamak com alta densidade, os processos de recombinação dominam sobre os de difusão no plasma e, como consequência, o plasma fica fracamente ionizado e separado do limitador [184, 185].

Inicialmente apresentamos um resumo dos modelos teóricos que descrevem os mecanismos de geração e as características de descargas com elétrons runaways em tokamaks. Fazemos um breve resumo sobre o comportamento dos elétrons fugitivos num tokamak, descrevendo as propriedades básicas e fenômenos associados a esses elétrons. Estes estudos estão baseados nos trabalhos apresentados nas Refs. [186, 187] e servem como introdução à física de elétrons fugitivos. A seguir apresentamos os resultados das medidas realizadas para descargas com elétrons fugitivos em vários cenários de injeção de gás. Uma análise detalhada dos picos de emissão H-alfa e das oscilações de densidade para este tipo de descargas é apresentada neste capítulo.

7.1. A FÍSICA DOS ELÉTRONS FUGITIVOS

Como é bem conhecido, o fato de que num plasma o caminho livre médio de um elétron cresce fortemente em função de sua energia dá origem ao fenômeno de elétrons fugitivos. Num campo elétrico aplicado, elétrons que excedem a velocidade crítica (para o qual a força de colisões equilibra a do campo acelerado) são livremente acelerados e podem alcançar energias muito altas. Em descargas de baixa densidade, uma quantidade considerável de elétrons fugitivos é criada, com energias até dezenas de MeV. Estes podem causar danos severos à câmara de vácuo e podem ser uma fonte potencialmente perigosa de raios-x duros. Por outro lado, os elétrons fugitivos podem levar uma quantidade significativa da corrente de plasma e podem ter efeitos benéficos no confinamento de plasma.

A criação de elétrons fugitivos em plasmas foi estudada extensivamente nas décadas de 60 e 70. Nesses estudos teóricos [188], a taxa de criação de elétrons fugitivos foi calculada através de um tratamento cinético da distribuição de energia dos elétrons ao redor da velocidade crítica. A comprovação experimental desses modelos é dificultada por consideráveis incertezas, devido às fortes dependências exponenciais em parâmetros tais como o campo elétrico, densidade do plasma, nível de impurezas e temperatura eletrônica, que só podem ser medidos com precisão limitada. Foram feitas tentativas para medir a taxa de produção usando radiação bremsstrahlung em tokamaks [189]. Enquanto os resultados confirmaram as teorias qualitativamente, foram encontradas discrepâncias muito grandes, que foram atribuídas às incertezas nas medidas e às perdas de elétrons fugitivos, que não foram tratadas nas teorias.

Existem dois mecanismos de geração de elétrons fugitivos em plasmas pela aplicação de um campo elétrico. O primeiro é o processo (primário) de Dreicer [188]. Este modelo é originado por difusão de colisões de elétrons no espaço de velocidades para velocidades superiores à crítica, para as quais a força elétrica supera a força de fricção devido a colisões. O modelo teórico para este processo usa uma integral de colisões simplificada na forma diferencial de Landau, que leva em conta só colisões de Coulomb. Este modelo prediz um fluxo estacionário “runaway” que é uma função exponencial do parâmetro $\alpha = E/E_D$, onde $E_D \propto n_e/T_e$ é o campo elétrico de Dreicer.

O segundo mecanismo de geração de elétrons fugitivos foi proposto por Sokolov [190]. Este modelo é originado por colisões próximas de elétrons de alta energia com elétrons térmicos. Este mecanismo proporciona uma avalanche de elétrons fugitivos com uma constante de tempo $\tau_{av} \propto E^{-1}$.

Para valores típicos de parâmetros de plasma e campo elétrico, ambos os processos são bastante fracos e o papel deles diminui para condições de reator, para os quais o valor do campo elétrico necessário para impulsionar a corrente de plasma é reduzido.

Porém, recentemente foi identificado que os processos de avalanche desempenham um papel importante durante disrupturas, quando um alto valor do campo elétrico toroidal é gerado indutivamente, enquanto é ativada a transformação da corrente de plasma para a corrente de elétrons fugitivos [191, 192]. Como o fenômeno de avalanche de elétrons fugitivos que origina disrupturas é considerado como um problema sério para o ITER, uma investigação detalhada deste processo é bastante importante para atividades relacionadas com fusão, que pode ser estudados em condições controladas em tokamaks relativamente pequenos.

A primeira confirmação experimental do regime de avalanche foi obtida em descargas de plasma no TEXTOR [193]. Neste trabalho, foi mostrado que a geração de elétrons fugitivos aumenta com o aumento de densidade de plasma, enquanto a dependência oposta é esperada para o processo de Dreicer. A constante do tempo de avalanche, $\tau=1$ s, foi deduzida de dados experimentais e concorda razoavelmente bem com as previsões teóricas. Porém, foi concluído em [193] que a investigação do processo de geração secundário é uma tarefa difícil em regimes de tokamak típicos, por causa da existência de janelas estreitas na operação de parâmetros espaciais onde é observável.

7.1.1. GERAÇÃO DE ELÉTRONS FUGITIVOS

A geração de elétrons fugitivos é determinada por um equilíbrio entre produção e perdas, isto é,

$$\frac{dn_f}{dt} = S_1 + S_2 - S_L \quad (7.1)$$

onde n_f é a densidade de elétrons fugitivos e S_1 , S_2 , e S_L são as taxas de produção para os processos primários e secundários e para perdas, respectivamente.

- **Geração primária:** Um elétron no plasma sofre uma força igual a $F_e = -eE$ e uma força de arraste (“drag force”) como resultado das interações de Coulomb com íons e elétrons do plasma. A força de arraste (F_d) é definida como sendo,

$$\vec{F}_d = m_e \vec{v} \nu_{coll}(v), \quad (7.2)$$

onde m_e é a massa e v a velocidade dos elétrons respectivamente, e $\nu_{coll}(v)$ é a frequência de colisão. Para um elétron (não relativístico) que se move muito mais rápido que os elétrons térmicos, a frequência de colisão $\nu_{coll}(v)$ tem uma dependência v^{-3} e, para uma distribuição Maxwelliana, é aproximada por

$$\nu_{coll}(v) = \frac{e^4 n_e \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v^3} (2 + Z_{eff}), \quad (7.3)$$

onde e é a carga do elétron, n_e a densidade eletrônica, $\ln \Lambda$ o logaritmo de Coulomb, ϵ_0 a permissividade do vácuo e Z_{eff} é a carga efetiva dos íons. Encontramos que em alguns trabalhos aparece o fator (Z_{eff}) em vez de $(2+Z_{eff})$, onde não se levam em conta as colisões elétron-elétron. A expressão obtida neste caso só é válida para elétrons térmicos ($v=v_{th}$) para os quais as colisões

elétron-íon são dominantes. Uma derivação da força de arraste para o caso anterior de $v \gg v_{th}$ é apresentada na Ref. [194].

O processo de geração primária de elétrons fugitivos foi estudado primeiro por Dreicer [188] e intensamente investigado teoricamente em muitos trabalhos [186, 190, 195]. Ele considerou o equilíbrio colisional de uma partícula que ganha energia do campo elétrico (E) e perde devido a colisões coulombianas. Essa análise conduz à definição da velocidade crítica, que é dada pelo equilíbrio entre a força colisional F_d e a força do campo elétrico F_e ,

$$v_{crit} = \sqrt{\frac{e^3 n_e \ln \Lambda (2 + Z_{eff})}{4 \pi \epsilon_0^2 m_e E}} \quad (7.4)$$

Elétrons com velocidades que excedem a velocidade crítica (Eq. 7.4), são continuamente acelerados e são chamados de elétrons fugitivos. A energia cinética W_{crit} desses elétrons é dada por

$$W_{crit} = \frac{1}{2} m_e v_{crit}^2 \approx 2.2 (2 + Z_{eff}) \frac{n_e [10^{19} \text{ m}^{-3}]}{E [\text{V/m}]} \text{ keV}. \quad (7.5)$$

As Eqs. (7.4-7.5) só são validas se $W_{crit} \gg T_e$, onde T_e é a temperatura eletrônica em unidades de energia. Essa condição é válida na maioria das experiências em tokamaks. O campo elétrico para o qual um elétron térmico se torna fugitivo é chamado de campo elétrico crítico E_{crit} (aproximadamente duas vezes o campo de Dreicer [188] que é freqüentemente encontrado na literatura) e é dado por

$$E_{crit} = \frac{e^3 n_e Z_{eff} \ln \Lambda}{4 \pi \epsilon_0^2 m v_{th}^2} \approx \frac{4 Z_{eff} n_e [10^{19}]}{T_e [\text{keV}]} \quad (7.6)$$

Como o campo elétrico E aplicado ao plasma é geralmente muito menor que este campo crítico ($\epsilon = E/E_{crit} (Z_{eff}=1) \ll 1$), a função de distribuição dos elétrons fica perto de uma Maxwelliana e só uma fração exponencialmente pequena de elétrons se torna fugitiva.

A taxa de geração primária dos elétrons fugitivos S_I é calculada como sendo a taxa de difusão dos elétrons com $v = v_{crit}$ no espaço de velocidades. Para este propósito é suposta uma distribuição Maxwelliana para $v < v_{crit}$. Em todos os modelos a taxa de geração depende de E , n_e , T_e , e Z_{eff} de um modo semelhante, só diferindo no fator exponencial. A taxa de geração é descrita como [196]

$$S_I = n_e v_e(v_{th}) K(Z_{eff}) \epsilon^{-3(Z_{eff}+1)/16} \exp \left[-\frac{1}{4\epsilon} - \sqrt{(Z_{eff}+1)/\epsilon} \right] \quad (7.7)$$

onde $\epsilon = E/E_c$, $v_e(v_{th})$ é a freqüência de colisão dos elétrons à velocidade térmica, v_{th} é a velocidade térmica, n_I é a densidade da população de elétrons fugitivos, E_c é o campo elétrico crítico e $K(Z_{eff})$ é uma função fraca de Z_{eff} ($K(1)=0.32$, $K(2)=0.43$) [197]. A dependência exponencial no parâmetro ϵ é bastante forte.

O resultado analítico para a taxa de geração primária S_I , Eq. (7.7), foi confirmado por uma solução numérica da equação de Fokker Planck [195], cujo estudo permite a avaliação de $K(Z_{eff})$ e determina a função de distribuição de velocidade. A equação de Fokker Planck leva em conta a mudança da função de distribuição como resultado das colisões de Coulomb.

- **Geração Secundária:** Em vários trabalhos [193, 197] se estudou um segundo mecanismo de geração de elétrons fugitivos, que pode se tornar importante se os elétrons fugitivos gerados são suficientemente energéticos.

O processo secundário foi proposto por Sokolov [190] e investigado em detalhe por diferentes autores [197, 198]. É causado por colisões eletrônicas próximas com transferência de energia sobre o limiar runaway W_c , que conduz a um mecanismo de avalanche, isto é a taxa deste processo é determinada por $S_2 = n_I / \tau_{av}$, onde τ_{av} é o tempo de avalanche. Usando a seção eficaz para colisões de elétrons rápidos com frios, com transferência de energia maior que W [190],

$$\sigma_w = 2 \pi r_e^2 \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \frac{m_e c^2}{W} \quad (7.8)$$

onde a constante do tempo de avalanche para um elétron mono energético primário é dada por

$$\tau_{av} = \frac{8 \pi \epsilon_0^2 m_e c W_c \sqrt{\gamma^2 - 1}}{e^4 n_e \gamma} \quad (7.9)$$

onde $r_e = e^2 (4 \pi \epsilon_0 m_e c^2)^{-1}$ o raio clássico do elétron, γ é o parâmetro relativístico, m_e e a massa do elétron, e W_c é a energia runaway crítica. O efeito de partículas neutras foi considerado em [186, 198].

A energia de escape crítica é determinada pela equação $eE = F_e(W_c) + F_N(W_c)$, onde F_e e F_N são forças de fricção causadas por elétrons do plasma e partículas neutras. No caso do átomo de hidrogênio, tem a forma:

$$W_c = \frac{e^3 [n_e \ln \Lambda_e(W_c) + N \ln \Lambda_N(W_c)]}{8 \pi \epsilon_0^2 E} \quad (7.10)$$

onde N é a densidade de átomos neutros, $\ln \Lambda_e$ é o logaritmo de Coulomb para colisões elétron-elétron, e $\ln \Lambda_N = W_c / I_i$ onde I_i é a energia de ionização ($I_i = 15$ eV para o hidrogênio). Levando em conta colisões próximas de elétrons de alta energia com todos os elétrons térmicos, ambos livres e em estado fundamental, usamos a equação (7.10) para W_c e substituímos n_e na fórmula (7.9) por $(n_e + N)$. Em um modelo unidimensional simplificado de uma função de distribuição relativística para a cauda fugitiva no espaço de momentos, a Eq. (7.9) se transforma em:

$$S_2 = \frac{c e^4 (n_e + N)}{8 \pi \epsilon_0^2 m_e W_c} \int_{p_c}^{p_m} \frac{f(p, t) dp}{v} \quad (7.11)$$

onde $\int_{p_c}^{p_m} f(p) dp = n_I$, p_m é o máximo valor do momentum, e v é a velocidade de elétrons runaway.

Na Eq. (7.11), use-se a condição $W_c < W < m_e c^2$ para a energia inicial de elétrons secundários. Para $S_2 \gg S_L$, a função de distribuição tem uma dependência assintoticamente exponencial no tempo e no momentum, $f(p, t) = n_I p_0^{-1} \exp(t/\tau_{av} - p/p_0)$, porque elétrons secundários nascem principalmente com baixas energias perto de W_c [197, 198]. O valor do parâmetro p_0 é:

$$p_0 = e E \tau_{av} \quad (7.12)$$

Para uma função de distribuição conhecida, plasma e densidades de partículas neutras, e campo elétrico, as equações (7.10) – (7.12) determinam os parâmetros p_c , p_0 , e o tempo de avalanche $\tau_{av}=n_I/S_2$. Para obter uma solução analítica aproximada, substituímos a função de distribuição exponencial $f(p)$ por uma retangular com $p_m=p_0$, como os máximos valores de momentum. Então, o tempo de avalanche pode ser apresentado na forma:

$$\tau_{av} = \tau_0 K \quad (7.13)$$

onde,

$$\tau_0 = \frac{m c \ln \Lambda_e}{e E} \quad (7.14)$$

e

$$K = \frac{n_e \ln \Lambda_e + N \ln \Lambda}{\Lambda_c (n_e + N)} \frac{\sqrt{\gamma_m^2 - 1}}{\gamma_m - 1 + 0.5 \ln((2(\gamma_m - 1)) / ((\gamma_m + 1)(\gamma_c - 1)))} \quad (7.15)$$

onde $\gamma=1+W/mc^2$ é o fator relativístico.

Supomos um número finito de elétrons fugitivos $n_I(0)$ em $t=0$ como resultado da ruptura da descarga (“breakdown”), e descrevendo as perdas de elétrons fugitivos como caracterizadas por um tempo de confinamento τ , a taxa constante de geração primária da população de elétrons fugitivos é determinada por:

$$\frac{dn_\Gamma}{dt} = \lambda v_e(v_{th}) n_e + \frac{n_\Gamma}{t_0} - \frac{n_\Gamma}{\tau} = F \lambda v_e(v_{th}) n_e + \frac{F n_\Gamma(0)}{t_{eff}} \quad (7.16)$$

onde $t_{eff}^{-1}=t_0^{-1}-\tau^{-1}$ e o fator de multiplicação $F=\exp(t/t_{eff})$ é o efeito total do processo de geração secundária. Integrando a Eq. (7.16) obtemos a população de elétrons fugitivos em função do tempo,

$$n_\Gamma(t) = \lambda v_e(v_{th}) n_e t_{eff} (e^{t/t_{eff}} - 1) + n_\Gamma(0) e^{t/t_{eff}}. \quad (7.17)$$

Aproximando para o infinito, isto é, se tomarmos um tempo infinitamente longo para que um elétron fugitivo crie um outro, obtemos o resultado clássico da Eq. (7.7). Porém, se tomamos o limite $t_0 < \tau$, isto é, se um elétron fugitivo cria outro secundário dentro de um tempo menor que o de confinamento fugitivo, então a geração secundária fica evidente pelo crescimento exponencial da população de elétrons fugitivos.

Observa-se que, como resultado de colisões próximas, os elétrons ganham momento transversal. Então, parte deles são confinados e não contribuem imediatamente à população de elétrons fugitivos. Este problema é tratado na Ref. [197].

Usando a seção eficaz relativística de Rutherford, se obtém a taxa de criação da geração secundária,

$$\frac{dn_{s\Gamma}(p_{\parallel}, p_{\perp}, t)}{dt} = 4n_e c r_0^2 \left[\frac{p_{\parallel} + p_{\parallel 1}}{\sqrt{(p_{\parallel} + p_{\parallel 1})^2 + m_e^2 c^2}} - \frac{p_{\parallel 1}}{\sqrt{p_{\parallel 1}^2 + m_e^2 c^2}} \right]^{-1} \times$$

$$\frac{p_{\parallel 1}^4}{p_{\perp}^4} \frac{m_e^2 c^2}{(p_{\parallel} + p_{\parallel 1})^4} n_{\Gamma}(p_{\parallel} + p_{\parallel 1}, t) \quad (7.18)$$

onde r_0 é o rádio clássico do elétron e $p_{\parallel 1}$ é o momentum primário do elétron antes da colisão. Da conservação de momentum e energia, temos,

$$p_{\parallel 1} = p_{\parallel} \frac{p_{\perp}^2}{p_{\parallel}^2 - \left(\sqrt{p_{\perp}^2 + m_e^2 c^2} - m_e c \right)^2} \quad ; \quad p_{\perp}^2 < 2 m_e c p_{\parallel} \quad (7.19)$$

A condição de que os elétrons fugitivos secundários tenham energia suficiente para suplantar a força de colisão impõe o limite para que os elétrons secundários se tornem fugitivos

$$(p_{\perp}^2 + p_{\parallel}^2)^{3/2} > p_{cr}^2 p_{\parallel}, \quad (7.20)$$

onde

$$p_{cr}^2 = \frac{e^3 n_e \ln \Lambda m_e (2 + Z_{eff})}{4\pi \varepsilon_0^2 E}. \quad (7.21)$$

Usando as Eqs. (7.18-7.20), pode-se calcular as relações das componentes perpendicular e paralela do momento. Esta relação determina se os elétrons serão confinados.

7.2. PRODUÇÃO DE ÉLETRONS FUGITIVOS NO TCABR

No que concerne a produção de elétrons fugitivos, no Tokamak TCABR, são produzidos dois regimes de descargas fugitivas (RADs – “Runaway discharges”) com características muito diferentes entre eles. O regime RAD-I que é semelhante aos observados em outros tokamaks (Fig. 7.1) e o regime RAD-II que foi descoberto no tokamak TCABR [183]. A produção destes dois regimes de elétrons fugitivos no TCABR são abordados em detalhe na referencia [184]. Neste capítulo focaremos nosso estudo na caracterização da instabilidade de relaxamento no RAD-II. Este tipo de instabilidade se apresenta principalmente com uma forte emissão de picos pronunciados na emissão H-alfa e na densidade eletrônica. Como os picos são de duração muito curta, na maioria das vezes de apenas $1 \mu s$, o sistema de tomografia de luz visível construído para esta tese foi implementado com uma eletrônica de resposta rápida ($500 kHz$), para poder caracterizá-los no regime RAD-II.

O comportamento peculiar das descargas com elétrons fugitivos é evidente da evolução temporal da emissão ciclotrônica de elétrons (ECE), emissão H-alfa, corrente do plasma, e tensão de enlace. Nas Figs. 7.1, mostramos a evolução temporal dessas quantidades para duas descargas típicas produzidas no TCABR, uma descarga de tipo resistiva que nomearemos em adiante de NORMAL e uma outra do tipo RUNAWAY. Este último é do tipo comum produzidas em outras máquinas. As principais características destas descargas com elétrons fugitivos é que a corrente de plasma atinge um máximo ao redor de $90 kA$ e a tensão de enlace, na fase quase-estacionária, é

bastante baixa, $V_{loop} \approx 1,5V$, comparada às descargas normais. Também a densidade eletrônica de plasma é bastante baixa, por conseguinte com uma menor emissão H-alfa.

Figura 7.1: Sinais que diferenciam uma descarga normal de uma outra com elétrons fugitivos (“runaway electrons”). Mostramos a Evolução temporal da corrente de plasma (I_p), densidade eletrônica (n_e), emissão H-alfa, tensão de enlace (V_{loop}), atividade MHD (dB/dt), e emissão ciclotrônica de elétrons (ECE), para (a): descarga normal e (b): descarga com elétrons fugitivos.

Na produção de plasmas com elétrons fugitivos no TCABR, a pré-ionização antes da ruptura principal (breakdown) é evitada mantendo a pressão inicial abaixo de um valor ao redor de 2×10^{-4} mbar e a tensão de enlace (V_{loop}) aplicada atinge $30V$ na ruptura [184].

7.3. O REGIME RAD-I

O regime RAD-I apresenta-se como um plasma de fundo relativamente morno; é obtido iniciando com uma descarga resistiva normal no tokamak e diminuindo a densidade do plasma até valores a baixo de 10^{19} m^{-3} . Este regime pode ser explicado usando a teoria de Dreicer de geração de elétrons runaway. A corrente toroidal contém uma componente resistiva significativa e este tipo de descarga retém algumas características das descargas normais (modo resistivo) no tokamak TCABR.

Em descargas resistivas normais de baixa densidade, $n_e < 10^{19} \text{ m}^{-3}$, o plasma muda gradualmente para descargas do tipo runaway. Algumas características desta descarga RAD-I, é a baixa emissão ciclotrônica de elétrons (ECE), lento decaimento da corrente toroidal e baixa tensão de enlace ($0,2 \text{ V}$), também apresenta alguns parâmetros presentes em descargas normais tais como um nível alto de atividade MHD (oscilações de Mirnov), densidade significativa de plasma no SOL (Scrap Off Layer), $n_{SOL} \sim 0,1 n_e$, e ausência da instabilidade de relaxação, sempre observadas no regime RAD-II. Esses dados indicam uma corrente resistiva bastante alta e assim uma temperatura eletrônica razoavelmente alta.

A transição de RAD-I para RAD-II é obtida com a injeção de gás no caso quando a “corrente fugitiva” for bastante grande. Esta experiência também dá uma indicação distinta do plasma frio recombinaivo no RAD-II, em contraste com o plasma relativamente morno no regime RAD-I.

A transição do tipo RAD-I para RAD-II no TCABR é explicada com detalhes em [184]. A característica mais importante é a mudança na tensão de enlace no regime RAD-I voltando a seu valor para descargas normais, logo que a injeção de gás é cortada, então isto origina a queda da densidade eletrônica que é bastante rápida até $n_e < 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ originando o regime RAD-I. Então, a injeção de gás é iniciada para obter o regime RAD-II. Uma outra característica importante para que a transição ao regime RAD-II aconteça é o valor da corrente de elétrons fugitivos no regime RAD-I, tem que ser maior que 30 – 40 kA [184].

Figura 7.2: Perfis temporais da corrente de plasma (I_p), densidade eletrônica (n_e), emissão H-alfa, tensão de enlace (V_{loop}), atividade MHD (dB/dt) e emissão ciclotrônica de elétrons (ECE), para as descargas tipo (a): RAD-I e (b): RAD-II.

A figura 7.2 mostra as diferenças no efeito de injeção de gás nos regimes RAD-I e RAD-II que dão clara evidência que o regime RAD-II é um plasma frio de recombinação. O instante em que a injeção de gás atua no plasma é mostrada por uma região hachurada. O disparo 10858 mostra a transição do regime RAD-I para o RAD-II; observamos que esta transição somente acontece por aumento da corrente de plasma por efeito de injeção de gás. A densidade eletrônica tem um aumento significativo em 10858 que permanece no regime RAD-I, indicando um aumento da temperatura eletrônica causada pela ionização de gás neutro. No disparo 10854 onde observamos a transição para RAD-II, a densidade eletrônica do plasma diminui rapidamente como resultado da injeção de gás, indicando neste caso a existência de um plasma frio recombinaivo e uma diminuição em perdas e

geração de elétrons fugitivos pelo processo de avalanche. Também observamos no disparo 10854 os picos de instabilidade na emissão H-alfa, que é característico a este regime de elétrons fugitivos.

No que segue fazemos o estudo da obtenção do regime RAD-II a partir do RAD-I por injeção de gás, que suprime a corrente resistiva do plasma e a geração de processos primários de elétrons fugitivos.

7.4. O REGIME RAD-II

O regime RAD-II, só é gerado na fase inicial em certas condições iniciais, que são discutidas em detalhe na referencia [184]. A condição principal para a produção do regime RAD-II é ter inicialmente um plasma frio com baixa corrente resistiva e poder suprimir assim a atividade MHD.

O regime RAD-II começa desde o início da descarga, onde a cauda fugitiva leva quase toda a corrente toroidal. O plasma de fundo é frio e destacado do limitador devido aos processos de recombinação. O processo de geração primário de Dreicer é suprimido no RAD-II e o processo de geração secundário de avalanche é o dominante, na geração da corrente toroidal.

Figura 7.4: Evolução temporal da corrente de plasma (I_p), densidade eletrônica (n_e), emissão H-alfa, potência irradiada pelo plasma (P_{rad}), tensão de enlace (V_{loop}), atividade MHD (dB/dt) e emissão ciclotrônica (ECE), para duas descargas. (a): tipo RAD-I e (b): tipo RAD-II.

O regime RAD-II (Fig. 7.4) mostra as características de um RAD na fase inicial. A tensão de enlace inicial mais alta, a taxa de elevação da corrente é substancialmente menor que no regime RAD-I. O valor do parâmetro de Shafranov já é bastante alto na fase inicial. As oscilações de Mirnov são suprimidas durante a descarga inteira. Emissões fortes de HXR acontecem no começo da descarga, $t > 1$ ms. O efeito de separação de plasma do limitador, como concluído da medida da densidade no SOL, indica um plasma frio recombinativo. Finalmente, a instabilidade de relaxação sempre aparece no

regime de RAD-II, como oscilações fortes de dente de serra na densidade de plasma correlacionados com picos na emissão H_α e outros diagnósticos.

Nas descargas tipo RAD-II, por efeito da injeção de gás diminuimos a temperatura do plasma enquanto se aumenta a densidade do plasma, e assim consegue-se suprimir o mecanismo de geração primário como também o componente resistivo da corrente de plasma toroidal. Então, somente o mecanismo de avalanche runaway pode ser responsável pela geração da corrente toroidal.

A fase de decaimento de densidade, para a geração de plasma, é proporcionada por colisões de elétrons fugitivos com partículas neutras, e perdas de partículas do plasma são principalmente devido à recombinação. Colisões de elétrons relativísticos com elétrons de plasma térmicos é o principal mecanismo responsável para aquecimento de plasma, e perdas de energia de plasma são principalmente devido a colisões elétron-íon e íons-partículas neutras.

A observação experimental principal de plasma recombinativo de baixa temperatura é a separação do plasma do limitador, como requer uma temperatura de elétrons menor que 1 eV a densidade de plasma medida de $10^{18} - 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Medidas de perfis radiais de densidade de plasma e análise da emissão H-alfa e picos de voltagem confirmam o modelo de plasma recombinativo na fase de decaimento de instabilidade de relaxamento no regime de RAD-II.

Os picos intensos na emissão de H-alfa, associados com picos positivos no perfil da densidade (Fig. 7.5) é a característica mais distintiva deste regime de descarga “runaway”. A ampliação de um intervalo temporal, para estas mesmas grandezas, mostra uma correlação entre os picos isto é devido a uma instabilidade de relaxação.

Figura 7.5: Evolução temporal da emissão H-alfa e do perfil da densidade eletrônica para emissão de elétrons fugitivos de tipo RAD-II. (a): escala normal e (b): escala ampliada.

As descargas com elétrons fugitivos têm emissão H-alfa mais alta que as descargas ôhmicas. Isto ocorre porque o plasma é fracamente ionizado e transparente à penetração de partículas neutras. Desta forma, ocorrem ionização e excitação em todo o volume da descarga. A corrente do feixe relativístico provê a configuração de confinamento magnético, de forma que as partículas são confinadas como em descargas ôhmicas normais.

7.5. RAD II COM DIFERENTES CENÁRIOS DE INJEÇÃO DE GÁS

Como a condição necessária para a geração de RAD-II é ter um plasma frio, isto se consegue por intermédio de injeção de gás no regime RAD-I. Porém, o modo mais reprodutível é obter este regime desde a fase inicial da descarga sob certas condições iniciais. Neste caso, o regime RAD-II

pode ser obtido com injeção de gás a partir de descargas normais. A separação do plasma do limitador, na fase estacionária da descarga, é a principal evidência experimental para plasma recombinativo no regime RAD-II.

O processo de separação do plasma em RADs pode ser melhor exemplificado explorando cenários diferentes de injeção de gás, como mostrado pelos perfis de densidade eletrônica na Fig. 7.6. Os dois perfis de densidade eletrônica representam o regime de baixa densidade de partículas neutras (disparo 10268) e o regime de alta densidade de partículas neutras (disparo 10287). No disparo 10268, a injeção de gás é interrompida depois da fase de subida da corrente, enquanto no disparo 10287 a injeção de gás é mantida para a duração inteira da descarga. Em ambos os regimes, a densidade do plasma diminuiu na descarga inteira, logo após a fase de subida da corrente. Porém, no regime de baixa densidade, a amplitude da densidade do plasma começa a recuperar lentamente e, depois de certo intervalo de tempo, a densidade começa também a subir no SOL enquanto no regime de alta densidade o plasma começa a separar-se do limitador para a inteira duração da descarga. A evidência de separação do plasma neste RADs é confirmada por comparação com descargas resistivas normais no TCABR. No regime de descargas normais, a temperatura eletrônica no SOL é de $T_e=10-20$ eV e $n_{SOL}\sim 0,1n_e$, e na fase de separação do RADs a temperatura eletrônica é de $T_e\leq 1$ eV e $n_{SOL}\leq 0,01n_e$ [185]. A separação do plasma depende diretamente da densidade da taxa de injeção de gás.

Figura 7.6: Perfil temporal de densidade eletrônica com; (a): baixa (SHOT 10268) e (b): alta (SHOT 10287) emissão de partículas neutras.

Foram feitas análises do perfil radial de densidade eletrônica e H-alfa para duas formas de injeção de gás. A primeira a ser tratada é a injeção de gás em dois estágios, posteriormente a injeção de gás é feita só em um estágio, que se inicia junto com o início do plasma e que se interrompe durante a descarga.

Para fazer a análise dos picos de instabilidade apresentados pela densidade eletrônica e emissão H-alfa, adotamos o critério apresentado na Fig. 7.7. Onde H_{am} representa a amplitude do pico, H_S é o valor máximo medido no pico e H_D representa a medida do fundo para este pico; o mesmo se aplica também para a densidade eletrônica.

Figura 7.7: Definição dos parâmetros medidos dos picos de (a): densidade eletrônica e (b): emissão H-alfa.

A principal característica em alta densidade é a presença de picos intensos de longa duração (Fig. 7.6-a). Por outro lado, em baixa densidade os picos são pequenos mas de frequência mais alta (Fig. 7.6-b). No que segue apresentamos resultados experimentais obtidos em estes dois casos.

7.5.1. O REGIME RAD-II COM INJEÇÃO DE GÁS EM DOIS ESTÁGIOS

Fizemos uma série de medidas com dois estágios de injeção de gás. A válvula que injeta o gás na câmara de vácuo do tokamak foi programada para ser fechada e aberta em diferentes instantes de tempo durante a duração da descarga. O primeiro estágio compreende desde o início do disparo até que a válvula é reaberta pela segunda vez, e a segunda fase corresponde a todo o período de injeção de gás. Em este tipo de injeção de gás, podemos observar ambos os regimes, o regime de baixa densidade de partículas neutras e o regime de alta densidade de partículas neutras. O período em que acontecem ambos os regimes de densidade são limitados pelo tempo em que é ligada a válvula de injeção de gás pela segunda vez. Da série de eventos mostrados na Fig. 7.8, onde mudamos o instante de abertura da válvula, podemos identificar que o regime de baixa densidade de partículas neutras termina quando é aberta a válvula de gás, logo após isto, começa o regime de alta densidade de partículas neutras.

A experiência começa com a injeção de gás logo iniciado o regime RAD-II, no início da descarga. Quando a injeção de gás é cortada depois da subida da corrente de plasma, o período da instabilidade de relaxação começa a aumentar e a densidade de plasma mostra um aumento leve. Depois que a injeção de gás é aplicada novamente, a densidade de plasma só diminui desde o início da injeção de gás; esta característica é a mais importante com respeito a outros regimes de plasma no TCABR (descargas normais resistivas e regime RAD-I). Este fato claramente indica um plasma recombinativo frio no regime RAD-II. Neste caso, a ionização por elétrons térmicos é suprimida na fase estacionária da descarga devido à baixa temperatura eletrônica. Então, uma adicional componente fria do plasma, por um aumento da densidade de partículas neutras, conduz a elevação da taxa de recombinação e assim à diminuição de densidade de plasma, como pode ser visto na Fig. 7.9.

Na Fig. 7.8 o disparo 18161 mostra uma descarga de plasma onde o primeiro estágio de injeção de gás ocorre até 40 ms para acender o plasma (pré-ionização); logo essa válvula é fechada, e é reaberta 10 ms depois. Esta sequência acontece em todos os outros disparos mostrados nesta figura. No disparo 18162 a válvula é reaberta em 60 ms, no disparo 18163 é reaberta em 70 ms, no disparo 18165 é reaberta em 80 ms, no disparo 18173 é reaberta em 100 ms, no disparo 18170 é reaberta em 120 ms.

Figura 7.8: Seqüência de disparos com injeção de gás. Perfis temporais de (a): emissão H-alfa e (b): corrente de plasma (I_p)

É interessante observar o comportamento da densidade do plasma medido pela corda central do interferômetro, durante o tempo de duração da segunda injeção de gás. A densidade eletrônica começa a aumentar e os picos de instabilidade têm um intervalo temporal mais longo. Isto também pode ser observado do comportamento da corrente do plasma (I_p), quanto maior é a corrente os picos de instabilidade se repetem com mais freqüência. Por exemplo, no disparo 18161 a injeção de gás tem uma interrupção muito curta (10 ms) e se observa que a emissão H-alfa inicia um processo de crescimento na amplitude dos picos e também no aumento da freqüência de instabilidade. Isto é acompanhado pela subida da corrente de plasma até o seu valor máximo (75 kA), depois de uma fase de equilíbrio de 40 ms acontece a queda, que é acompanhada pelo início da queda de emissão H-alfa e da densidade eletrônica (Figura 7.9). Este fato só pode ser explicado através de perdas de plasma devido à recombinação. Estas características indicam claramente que o plasma permanece frio e completamente separado do limitador a partir do tempo em que a segunda abertura da válvula entra em ação [185].

Um outro comportamento interessante é o mostrado pelo disparo 18170 (Fig. 7.8). Neste disparo a válvula de injeção de gás foi aberta em **120 ms**, onde o maior tempo de disparo de plasma acontece sem a segunda injeção de gás. Observamos que a corrente do plasma inicia uma subida,

esta subida é acompanhada por uma emissão H-alfa com picos uniformemente repetidos e onde a amplitude não aumenta, durante a fase da válvula fechada. Quando a válvula é de novo aberta a emissão H-alfa aumenta e esta fase coincide com o início da queda da corrente. O que se observa depois é só a fase de disruptura do plasma, caracterizada por picos de instabilidade muito intensos, devido que o plasma bate na parede do limitador. Do perfil da densidade eletrônica mostrada na Fig. 7.9, para este disparo (shot 18170), observamos que toda a descarga foi realizada com baixa emissão de partículas neutras.

Figura 7.9: Evolução temporal da densidade eletrônica para os disparos mostrados na Fig. 7.8.

Na Fig. 7.10 observamos claramente que com o aumento da corrente do plasma, para o mesmo instante de injeção de gás, a queda da corrente se faz mais lenta, isto é acompanhado por um aumento progressivo na emissão H-alfa. Claramente é observado que neste disparo os dois regimes de densidade de partículas neutras estão presentes. O regime de baixa densidade de partículas neutras tem uma duração de até 80 ms, logo depois começa a segunda abertura da válvula de injeção de gás que coincide com o início do regime de alta densidade de partículas neutras.

Figura 7.10: Sequência de disparos com variação da corrente do plasma (I_p).

Na Fig. 7.11 observamos a transição dos regimes densidade eletrônica de partículas neutras por ação da variação da corrente de plasma.

Figura 7.11: Perfis de densidade eletrônica onde observamos a transição de baixa para alta densidade de partículas neutras. Onde a corrente de plasma de (b) é maior que em (a)

Podemos concluir que quanto mais se atrasa a abertura da válvula, a região de fraca emissão H-alfa é de maior duração (região de baixa densidade de partículas neutras). O início do aumento da amplitude dos picos acontece logo após o reinício da injeção de gás até alcançar seu valor máximo (região de alta densidade de partículas neutras), para depois passar a fase de queda, onde esta fase está ligada ao início da fase de queda da corrente de plasma.

Na figura 7.12 apresentamos em forma expandida a evolução temporal da emissão H-alfa e na figura 7.13 a evolução temporal da densidade eletrônica para o disparo 18165, onde a válvula de injeção de gás é reaberta em **80 ms**. Podemos definir três fases bem diferenciadas na evolução deste perfil. Na primeira observa-se que a amplitude dos picos começa a diminuir logo depois de terminada a fase de pré-ionização, também diminui a frequência com que são produzidos estes picos, a densidade eletrônica mostra picos com tempos de decaimento muito longos, que corresponde ao regime de baixa emissão de partículas neutras; logo a segunda inicia-se no instante em que é aberta a válvula e é injetado gás no plasma (**80 ms**). Observamos um aumento quase periódico na frequência de produção destes picos de instabilidade H-alfa, como também um aumento progressivo na sua amplitude.

Figura 7.12: Perfil temporal de emissão H-alfa, a válvula é reaberta em **80 ms**. Os números indicam os cumes que serão analisados. Intervalos de (a): 40 ms até 80 ms, (b): 80 ms até 120 ms, e (c): 120 ms até 160 ms.

Figura 7.13: Perfil temporal da densidade eletrônica correspondente ao disparo 18165. Os números indicam os cumes a serem analisados. Intervalos de (a): 40 ms até 80 ms, (b): 80 ms até 120 ms, e (c): 120 ms até 160 ms.

Os picos da densidade eletrônica apresentam uma produção muito rápida quase constante em amplitude. Esta fase pode ser considerada de transição do regime de baixa emissão a alta emissão de partículas neutras; esta fase termina quando se inicia a fase de queda da corrente. A terceira fase, que é a fase da queda da corrente de plasma (**124 ms**), é acompanhada por um aumento na frequência de produção destes picos de emissão H-alfa e de densidade eletrônica. Logo depois em **152 ms** o plasma inicia o período de disrupturas.

Para conferir estas características, medimos os perfis ao longo da coluna do plasma da densidade de linha e de emissão H-alfa para este disparo. Isolamos 4 picos característicos em diferentes instantes de tempo. As Figs. 7.14 e 7.15 mostram os perfis de emissão H-alfa e a densidade eletrônica para o disparo 18165, onde se pode observar que os perfis de emissão H-alfa não seguem um comportamento similar ao perfil da densidade eletrônica.

Da figura 7.14 observamos que o sinal #1 corresponde ao regime de baixa emissão de partículas neutras, o sinal #2 é o início da transição para o regime de alta densidade de partículas neutras, o sinal #3 e #4 correspondem ao regime de alta emissão de partículas neutras.

Desses picos isolados da densidade eletrônica, observamos que a emissão H-alfa não tem nenhum sincronismo para o regime de baixa densidade de partículas neutras (sinais #1 e #2). Este sincronismo somente acontece quase no final do disparo (sinal #4). Observamos que a janela temporal em que são produzidos os picos H-alfa está incluída dentro da janela temporal dos picos da densidade eletrônica. Isto mostra um tempo de decaimento muito lento nos picos de densidade eletrônica, enquanto que os picos de H-alfa têm um decaimento muito mais curto.

O perfil de intensidade de emissão H-alfa mostra que a ionização e recombinação acontecem em todo o volume de plasma, com um desvio para fora do vaso, indicando que sua temperatura realmente é bastante baixa e o plasma é transparente para partículas neutras (Fig. 7.16).

Figura 7.14: Picos de emissão H-alfa para diferentes instantes de tempo. Estes picos correspondem aos apresentadas na Fig. 7.12.

Figura 7.15: Picos de densidade eletrônica para diferentes instantes de tempo. Estes picos correspondem aos apresentadas na Fig. 7.13.

Figura 7.16: Perfil radial de emissão H-alfa para os picos mostrados na Fig. 7.14. O termo *perfil-H_S* significa os valores das coradas no nível mínimo do pico e *perfil-H_D* corresponde ao valor no topo do pico.

A Fig. 7.17 mostra a razão entre os valores no topo do pico e no fundo para os sinais #1, #2, #3 e #4. A razão mais alta corresponde ao regime de baixa densidade de partículas neutras (sinais #1

e #2), e a menor ao regime de alta densidade de partículas neutras (sinal #3, #4). Por causa da baixa temperatura eletrônica, o plasma é transparente a partículas neutras e os picos da densidade eletrônica e de emissão H-alfa são observados em toda a coluna de plasma.

Figura 7.17: Perfil radial da razão entre o valor máximo e o fundo dos picos de emissão H-alfa (H_D/H_S), para os picos da Fig. 7.16.

Para fazer a inversão tomográfica escolhemos os dois picos mostrados na Fig. 7.18. O sinal #2 corresponde ao regime de baixa densidade de partículas neutras e o sinal #4 ao regime de alta densidade de partículas neutras.

Figura 7.18: Instantes de tempo para fazer a inversão tomográfica. Sinal #2 regime de baixa e sinal #4 regime de alta densidade de partículas neutras.

Figura 7.19: Perfil radial de emissão H-alfa para os instantes $t_1=81,84$ ms, $t_2=81,85$ ms, $t_3=81,86$ ms e $t_4=82,04$ ms do pico #2 apresentado na Fig. 7.18.

Da reconstrução tomográfica da emissividade H-alfa (Figura 7.20) observamos claramente uma fraca emissão de partículas neutras. O detalhe mais importante é confirmar que a emissão H-alfa acontece realmente em toda a coluna do plasma, diferente ao que acontece em descargas normais onde a maior emissão estava restrita a região da borda do plasma.

Figura 7.20: Perfil tomográfico de emissividade H-alfa para os instantes $t_1=81,84$ ms, $t_2=81,85$ ms, $t_3=81,86$ ms e $t_4=82,04$ ms.

Esses resultados diferem muito do perfil para descargas normais. Isto significa que o plasma se localiza praticamente em toda a coluna do vaso. Também observamos um deslocamento do perfil de emissão H-alfa para fora do centro geométrico da coluna de plasma (Fig. 7.21). Este resultado fica evidente do perfil tomográfico reconstruído, onde a reconstrução no instante que acontece o pico o plasma bate no limitador.

Note-se também que a amplitude da emissão H-alfa é bastante superior à observada em descargas resistivas normais. O perfil de emissão H-alfa permitiu confirmar que a temperatura do plasma é bastante baixa em toda a descarga. Isto pode ser visto através do perfil tomográfico da emissividade reconstruída mostrada nas Figs 7.20 e Figs 7.22 - 7.23, tanto para o regime de baixa e alta densidade de partículas neutras. Claramente, a emissão H-alfa é emitido em toda a coluna do

plasma, indicando um plasma de baixa temperatura e parcialmente ionizado. A parte mais fria corresponde à base dos picos, aumentando consideravelmente no topo do sinal.

Figura 7.21: Perfil radial de emissão H-alfa para os instantes $t_1=140,102$ ms, $t_2=140,110$ ms, $t_3=104,114$ ms, $t_4=141,125$ ms, $t_5=140,225$ e $t_6=141,125$ ms, do pico #4 apresentado na figura 7.18.

Figura 7.22: Perfil tomográfico de emissividade H-alfa para os instantes $t_1=140,102$ ms, $t_2=140,110$ ms e $t_3=104,114$ ms.

Figura 7.23: Perfil tomográfico de emissividade H-alfa para os instantes $t_4=141,125$ ms, $t_5=140,225$ ms e $t_6=141,125$ ms.

7.5.2. O REGIME RAD-II COM INJEÇÃO DE GÁS EM UM SÓ ESTÁGIO

Neste tipo de RAD a válvula de injeção de gás é fechada e não é mais aberta. Da figura 7.24 observamos que a corrente do plasma aumenta até atingir um valor estável, isto origina a emissão H-alfa, cujos picos estão longamente espaçados. Aqui se apresenta a fase de baixa emissão de partículas neutras, que é claramente confirmado pelo aumento do sinal de densidade eletrônica (Fig. 7.25).

Figura 7.24: Perfis temporais de emissão H-alfa e corrente de plasma (I_p)

Figura 7.25: Perfil temporal da densidade eletrônica (n_e) para os disparos da Fig. 7.24.

Seguimos aumentando o tempo de injeção de gás, na figura 7.26 corresponde a sequência de 80, 90, 100 e 160 ms. Nesta fase existe uma alta emissão de partículas neutras, a emissão H-alfa é mais concentrada e a frequência com que são produzidos os picos é mais rápida. A corrente do plasma começa a decair.

Figura 7.26: Sequência de disparos com injeção de gás. Perfis temporais de emissão H-alfa e corrente de plasma (I_p)

O fato mais importante destes perfis de emissão H-alfa é comprovar que o fundo do sinal aumenta até a fase onde começa a queda da corrente de plasma, logo a emissão H-alfa começa a decair junto com a corrente do plasma. Mesmo com a queda do sinal de fundo, o perfil temporal da densidade eletrônica (Fig. 7.27) mostra o mesmo comportamento durante toda a descarga, emissão fraca tipo instabilidade dentes de serra.

Figura 7.27: Perfil temporal da densidade eletrônica (n_e) para os disparos da Fig. 7.28.

Na Fig. 7.28, apresentamos uma sequência de três disparos mantendo fechada a válvula de injeção de gás no mesmo instante de tempo; somente fizemos variar a corrente de plasma. O resultado é a diminuição tanto no fundo como na amplitude dos picos de emissão H-alfa.

Figura 7.28: Sequência de disparos com variação da corrente do plasma (I_p).

Os perfis temporais de densidade eletrônica para estes três disparos são mostrados na Fig. 7.29. Observamos uma queda na amplitude dos picos, mais a frequência na qual são produzidas permanece praticamente igual. Este grupo de disparos corresponde ao regime de alta emissão de partículas neutras.

Figura 7.29: Perfil temporal de densidade eletrônica (n_e) correspondentes aos disparos da Fig. 7.28.

Para analisar o efeito de injeção de gás, analisamos o disparo 18154. Neste disparo a válvula de injeção de gás se mantém aberta todo o tempo. Dos perfis de emissão H-alfa (Fig. 7.30) e de densidade eletrônica (Fig. 7.31), observamos que somente existe uma característica comum aos picos, que são muito intensos e que a frequência com que são produzidos estes picos se mantém constante. A densidade eletrônica mostra picos com tempos de decaimento muito curtos, que corresponde ao regime de alta emissão de partículas neutras. Para conferir estas características, medimos os perfis espaciais da densidade de linha e de emissão H-alfa para este disparo. Isolamos 4 picos característicos em diferentes instantes de tempo.

Figura 7.30: Perfil temporal de emissão H-alfa, a válvula de injeção de gás é mantida aberta ao longo de toda a descarga. Os números indicam os cumes que serão analisados. Intervalos de (a): 40 ms até 80 ms, (b): 80 ms até 120 ms, e (c): 120 ms até 160 ms.

Na Fig. 7.31 observamos que o perfil da densidade eletrônica apresenta uma diminuição na amplitude dos picos conforme transcorre a duração do disparo. Neste regime de alta densidade de

partículas neutras o plasma começa a separar-se do limitador para toda a duração da descarga. A evidência de separação do plasma neste RADs é confirmada por comparação com descargas resistivas normais em TCABR. No regime de descargas normais de tokamak, a temperatura eletrônica no SOL é de $T_e=10-20$ eV e $n_{SOL}\sim 0,1n_e$, para este regime temos que $T_e\leq 1$ eV e $n_{SOL}\leq 0,01n_e$ na fase de separação do RADs. Esse último valor da densidade eletrônica no SOL pode ser confirmado pela Fig. 7.31, onde observamos uma redução muito acelerada na amplitude do sinal de n_e (corda central do interferômetro) ate valores de $0,1\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. A separação do plasma depende diretamente da densidade de gás neutro ou da taxa de injeção de gás. Embora não tenhamos determinado um ponto inicial para a separação, achamos os restos de separação do plasma a uma taxa tão baixa quanto $5\times 10^{19} \text{ moléculas.m}^{-3}\text{s}^{-1}$ [185].

Figura 7.31: Perfil temporal da densidade eletrônica correspondente ao disparo 18154. Os números indicam os cumes a serem analisados. Intervalos de (a): 40 ms até 80 ms, (b): 80 ms até 120 ms, e (c): 120 ms até 160 ms.

Das Fig. 7.32 e 7.33 observamos que os picos da densidade H-alfa têm um sincronismo temporal com os picos apresentados pela densidade eletrônica. À medida que os picos de H-alfa aumentam em amplitude a densidade eletrônica diminuiu. Este sincronismo é igual ao observado no regime de alta emissão de partículas neutras para o sinal #4 da figura 7.14 e 7.15.

Uma outra característica mostrada pela Fig. 7.34 é que o perfil de intensidade de emissão H-alfa mostra que a ionização e recombinação acontecem em todo o volume de plasma, com um desvio para fora do vaso, indicando que sua temperatura realmente é bastante baixa e o plasma é transparente a partículas neutras.

Desses perfis radiais de emissão H-alfa, observamos um desvio com respeito ao centro da coluna do plasma, diferente dos apresentados em descargas resistivas normais (capítulo anterior). Isto se deve possivelmente ao fato de que em descargas com elétrons fugitivos, o controle da corrente é deslocada para fora (devido a velocidades relativísticas).

Figura 7.32: Picos de emissão H-alfa para diferentes instantes de tempo. Estes picos correspondem às apresentadas na Fig. 7.31.

Figura 7.33: Picos de densidade eletrônica para diferentes instantes de tempo. Estes picos correspondem às apresentadas na Fig. 7.31.

Figura 7.34: Perfil radial de emissão H-alfa para os picos mostrados na Fig. 7.32. O termo *perfil-H_S* significa os valores das cordas no nível mínimo do pico e *perfil-H_D* corresponde ao valor no topo do pico.

A Fig. 7.35 mostra a razão entre os valores no topo do pico e no fundo para os sinais #1, #2, #3 e #4. As razões de todos os sinais correspondem para o regime de alta densidade de partículas neutras (ao igual que o caso anterior para os sinais #3 e #4 da Fig. 7.17).

Figura 7.35: Perfil radial da razão entre o valor máximo e o fundo dos picos de emissão H-alfa (H_D/H_S), para os cumes da Fig. 7.32.

Para fazer a inversão tomográfica escolhemos os dois cumes mostrados na Fig. 7.36. Estes cumes correspondem ao início e a fase intermédia do regime de alta emissão de partículas neutras respectivamente.

Figura 7.36: Instantes de tempo para fazer a inversão tomográfica de dois picos característicos de emissão H-alfa.

No que segue mostramos os perfis de emissividade H-alfa obtidos por inversão tomográfica. Esses resultados confirmam o fato de que o plasma se localiza praticamente em toda a coluna do vaso. Também observamos um deslocamento do perfil de emissão H-alfa para fora do centro geométrico da coluna de plasma no instante do pico máximo. Este resultado fica evidente do perfil tomográfico reconstruído, onde a reconstrução no instante que acontece a cume o plasma bate no limitador.

Figura 7.37: Perfil radial de emissão H-alfa para os instantes $t_1=60,286$ ms, $t_2=60,295$ ms, $t_3=60,30$ ms e $t_4=60,695$ ms do pico #1 apresentado na Fig. 7.36.

A reconstrução do perfil tomográfico da emissividade mostrada nas Figs 7.38 e Figs 7.40 - 7.41, para o regime de alta densidade de partículas neutras, permitiu confirmar que a temperatura do plasma é bastante baixa em toda a descarga. Onde a emissão H-alfa é emitido em toda a coluna do plasma, indicando um plasma de baixa temperatura e parcialmente ionizado. A parte mais fria corresponde à base dos picos, aumentando consideravelmente no topo do sinal.

Figura 7.41: Perfil tomográfico de emissividade H-alfa para os instantes $t_1=60,286$ ms, $t_2=60,295$ ms, $t_3=60,30$ ms e $t_4=60,695$.

Como podemos observar a emissão H-alfa para este pico é muito fraco, o plasma é transparente a partículas neutras.

Figura 7.39: Perfil radial de emissão H-alfa para os instantes $t_1=102,133$ ms, $t_2=102,138$ ms, $t_3=102,141$ ms, $t_4=102,16$, $t_5=102,251$ e $t_6=103,18$ ms do pico #3 apresentado na Fig. 7.36.

Figura 7.40: Perfil tomográfico de emissividade H-alfa para os instantes $t_1=102,133$ ms, $t_2=102,138$ ms e $t_3=102,141$ ms.

Figura 7.41: Perfil tomográfico de emissividade H-alfa para os instantes $t_4=102,16$, $t_5=102,251$ e $t_6=103,18$ ms.

CAPÍTULO VIII. CONCLUSÕES E DESENVOLVIMENTOS FUTUROS

O presente trabalho descreve o diagnóstico tomográfico de luz visível, instalado no tokamak TCABR, para medir o perfil poloidal de emissividade H-alfa. O diagnóstico é a base do sistema de imagem “pin-hole”, de duas visadas ortogonais com 35 canais cada. Foi concebido no seu desenho de modo que se possa trocar de filtros muito facilmente.

A eletrônica de amplificação é de ganho variável, de forma que se possa adequar aos diferentes regimes de operação do tokamak TCABR. Para descargas resistivas normais a resposta é de até 100 kHz e para descargas com elétrons fugitivos (“runaway electrons”) é de 500 kHz.

Neste capítulo são apresentados os principais resultados obtidos com o diagnóstico tomográfico de emissão H-alfa, em diferentes regimes de plasma do TCABR, descargas com eletrodo polarizado e com elétrons fugitivos. Logo em seguida são apresentadas sugestões para novas aplicações do diagnóstico construído.

Dos perfis tomográficos de emissividade da linha H-alfa do átomo de hidrogênio, realizadas neste trabalho concluímos que:

- O método de reconstrução tomográfico, baseado na técnica de reconstrução algébrica (ART), mostrou ser muito eficiente na sua implementação. Os resultados obtidos para as diferentes experiências feitas no plasmas no TCABR mostram-se compatíveis com outros resultados.
- A polarização do eletrodo varia de **0** até **350 volts**, que é o limite para obter pulsos de plasmas sem disrupturas (posição do eletrodo na coluna do plasma em $r=16,5\text{ cm}$). O efeito de polarização do eletrodo não afeta a amplitude dos parâmetros de plasma e o espectro das flutuações magnéticas até polarização de $V_{elet}=250\text{ V}$. Entretanto, a medida que a tensão de polarização do eletrodo aumenta para $V_{elet}=350\text{ V}$, observamos um aumento de atividade MHD. Também, em todos os outros diagnósticos é observado um aumento de amplitude à medida que aumenta a tensão de polarização no eletrodo.
- O campo elétrico E_θ e o transporte de partículas Γ têm um comportamento quase idêntico nos seus perfis temporais, na medida em que aumenta a tensão de polarização ao eletrodo estes parâmetros tem uma queda progressiva até alcançar o menor valor para $V_{elet}=250$ e 350 V .
- O aumento relativo da densidade eletrônica (n_H/n_L) e da impureza ($CIII_H/CIII_L$) tem a mesma taxa, a maior taxa pertence a potência irradiada (P_H/P_L), enquanto que a da emissão H-alfa (H_H/H_L) é a menor. Observa-se uma melhora progressiva do confinamento conforme aumenta a tensão de polarização, isto é indicado pelo aumento expressivo da taxa da densidade eletrônica (n_H/n_L), sem aumentar a reciclagem (taxa de emissão H-alfa (H_H/H_L)). Vemos também, que o tempo de confinamento das partículas aumenta e a reciclagem tem uma queda, conforme a tensão aplicada ao eletrodo aumenta. Estes resultados confirmam uma melhora no confinamento do plasma à medida que é aumentada a polarização ao eletrodo.
- O eletrodo com polarização de $V_{elet}=350\text{ V}$, começa a fazer um pequeno efeito na coluna do plasma a partir da posição de $X_{elet}=17,5\text{ cm}$; já na posição $X_{elet}=17,0\text{ cm}$ e $X_{elet}=16,5\text{ cm}$ a perturbação a coluna do plasma é muito forte. Esse efeito se observa no aumento da amplitude dos diferentes diagnósticos para esta posição; também a emissão H-alfa tem uma queda no início da fase de aplicação da polarização ao eletrodo.
- O maior crescimento relativo das amplitudes dos diferentes diagnósticos acontece a partir da posição $X_{elet}=17,0\text{ cm}$ em diante. A maior taxa de aumento relativo pertence à potência irradiada (P_H/P_L), seguido pelo da impureza ($CIII_H/CIII_L$), logo da densidade eletrônica (n_H/n_L) e finalmente a da emissão H-alfa (H_H/H_L), que é a menor de todas. Observa-se uma melhora progressiva do confinamento conforme o eletrodo é inserido para o interior da coluna

do plasma. Isto é indicado pelo aumento expressivo do tempo de confinamento de partículas, e diminuição da taxa de reciclagem. Estes resultados confirmam uma melhora no confinamento do plasma à medida que é inserido o eletrodo para o interior da coluna do plasma.

- O maior crescimento relativo das amplitudes dos diferentes diagnósticos acompanha o aumento da densidade eletrônica. A maior taxa de aumento relativo pertence a potência irradiada (P_H/P_L), seguido pelo da impureza ($CIII_H/CIII_L$) e finalmente a da emissão H-alfa (H_H/H_L), que segue sendo a menor de todas. O campo elétrico poloidal E_θ e o transporte total de partículas Γ são medidos com a sonda na posição de $r=16,5\text{ cm}$. Também, E_θ e Γ tem um comportamento quase idêntico nos seus perfis temporais; na medida em que é aumentada a densidade eletrônica no plasma estes parâmetros têm uma queda progressiva até alcançar o menor valor para a densidade máxima de $n_e \approx 3,0 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$. Estes resultados confirmam uma melhora no confinamento do plasma à medida que é aumentada a densidade eletrônica. Infelizmente a partir de este valor para n_e , não se podem obter disparos ótimos por que começa a fase de disrupturas no TCABR.
- Em descargas com elétrons fugitivos, o perfil de intensidade de emissão H-alfa mostra que a ionização e recombinação acontecem em todo o volume de plasma, com um desvio para fora do vaso, indicando que sua temperatura realmente é bastante baixa e o plasma é transparente para partículas neutras. Os picos da densidade eletrônica e de emissão H-alfa são observados em toda a coluna de plasma.

Dando continuidade ao trabalho realizado, o sistema tomográfico construído possibilita a troca de filtros ópticos, de modo que podemos selecionar um determinado comprimento de onda que nos permita o estudo dos seguintes problemas:

- Utilizando filtros H_β e H_γ pode-se obter a temperatura do plasma utilizando o método de razão de linhas.
- Utilizando filtros NIR ($> 700\text{ nm}$), a partir da emissão Bremsstrahlung podemos obter o perfil tomográfico da Z_{eff} . O conhecimento do perfil poloidal de Z_{eff} é muito útil para entender a distribuição das impurezas no plasma.
- Utilizando filtros de comprimento de onda das impurezas, como o de carbono CIII, junto com o sistema de diagnósticos de raios-X, possibilitará ter um melhor conhecimento sobre fenômenos MHD no TCABR. O interesse neste estudo, para tokamaks de pequeno porte como o TCABR é que muitas das estruturas interessantes estão em regiões onde a emissividade de raios-X é baixa. No TACBR, os sistemas de diagnósticos de raios-X e de CIII poderiam ficar situados aproximadamente no mesmo plano poloidal por consequência os resultados de ambos diagnósticos poderiam ser comparados, em princípio, sem a necessidade de tomar em conta o tempo de atraso ou a curvatura das linhas de campos.
- Uma melhora no sistema tomográfico pode ser a troca da câmera pin-hole por uma lente objetiva, com isso aumentaria a resposta em frequência do sistema.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRAFICAS

- [1]: Association for the Study of Peak Oil and Gas – ASPO. www.peakoil.net.
- [2]: BAKER and CLAPHAM, “Trends in Ecology and Evolution” Vol.19 No.7 (2004).
- [3]: WTRG Economics. www.wtrg.com.
- [4]: National Ignition Facility Programs – NIF. www.llnl.gov/nif
- [5]: Joint European Torus – JET. www.jet.efda.org
- [6]: International Thermonuclear Experimental Reactor – ITER. www.iter.org
- [7]: NASCIMENTO I. C., et al. “Preliminary Results From The TCABR Tokamak”, IEAEA Technical Committee Meeting on Research Using Small Fusion Devices, Southwestern Institute of Physics Chengdu – China, 18 – 20 October (1999).
- [8]: NASCIMENTO I. C., et al., “TCABR – Tokamak and research perspective”, VIII Latin American Workshop on Plasma Physics (LAWPP), Tandil – Buenos Aires – Argentina, 16 – 27 de Novembro de (1998).
- [9]: FAGUNDES A. N., et al. Fusion Engineering and Design **48**, 213 (2000).
- [10]: BROWER D. L., et al. Rev. Sci. Instrum. **63**, 4990 (1992).
- [11]: CAMACHO J. F., et al. Rev. Sci. Instrum. **57**, 417 (1986).
- [12]: BOUNOCOURS M. H., et al. IEEE Transactions on Biomedical Engineering BME-28, 69 (1981).
- [13]: MICHELIS DE C., et al. Nucl. Fusion **21**, 677 (1981).
- [14]: DONNÉ A. J. H. and the RTP-Team. Plasma Physics Reports **20**, 192 (1994).
- [15]: FUCHS G., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 307 (1994).
- [16]: GRANETZ R. S., et al. Nucl. Fusion **28**, 457 (1988).
- [17]: JANICKI C., et al. Rev. Sci. Instrum. **63**, 4410 (1992).
- [18]: HUTCHINSON I. H., “Principles of plasma Diagnostics”, Cambridge University Press, Cambridge, (1992).
- [19]: FORD M. E., et al. Rev. Sci. Instrum. **53**, 1407 (1982).
- [20]: MYERS B. R., et al. Rev. Sci. Instrum. **49**, 610 (1978).
- [21]: SUGIMOTO S., et al. Rev. Sci. Instrum. **62**, 2138 (1991).
- [22]: KONOSHIMA S., et al.; Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 959 (2001).
- [23]: WENZEL U., et al. Journal of Nucl. Mater. 266 – 269, 1252 (1999).

- [24]: GAO X., et al. Journal of Nucl. Mater. **279**, 330 (2000).
- [25]: TERRY S. D., et al. Rev. Sci. Instrum. **71**, 4119 (2000).
- [26]: STANGEBY P. C., et al. Nucl. Fusion **33**, 1695 (1993).
- [27]: GALVÃO R. M. O., et al. American Institute of Physics Conference Proceedings **563**, 200 (2001).
- [28]: GALVÃO R. M. O., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1181 (2001).
- [29]: ENGELHARDT W. In Proc. Course on Diagnostics for Fusion Reactor Conditions, Varenna, Italy, volume I, page 11, Brussels. Commission of the European Communities, EUR 8351-I EN (1982).
- [30]: GRIEM H. R. "Plasma Spectroscopy". Cambridge University Press (1997).
- [31]: MORITA S., BALDZUHN J., "Zeff measurement and analysis of reheat – mode discharges in W7–AS", Max Planck Institut für Plasmaphysik, Garching Bei München, Germany, IPP III/199, (1994).
- [32]: MORITA S., et al., "Zeff measurements in at using visible bremsstrahlung", ORNL – Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM – 11737, (1991).
- [33]: STOTT P. E., "Diagnostic for fusion reactor conditions", International school of plasma physics in Varenna – Italy, September (1982).
- [34]: EBERHAGEN A., "Information on Zeff from the sawtooth – performances in the center of ohmic tokamak discharges", Max Planck Institut für Plasmaphysik, Garching Bei München, Germany, IPP III/124, September (1987).
- [35]: WHYTE D.G., et al. Nucl. Fusion **38**, (1997).
- [36]: ANDERSON J. K., et al. Rev. Sci. Instrum. **74**, 2107 (2003).
- [37]: KARZAS W. J. and LATTE R. Astrophys. J. Suppl. **55**, 167 (1961).
- [38]: KADOTA K., et al. Nucl. Fusion **20**, 209 (1980).
- [39]: WESSON J. "Tokamaks". Clarendon Press, Oxford, (1987).
- [40]: SCHOON N., et al. "Measurement of the bremsstrahlung radiation in the visible and determination of Zeff on TEXTOR". Technical Report 92, TEXTOR, (1990).
- [41]: BORNATICI M. et al. Nucl. Fusion **23**, 1153 (1983).
- [42]: GROSS R. A. "Fusion Energy". A Wiley-Interscience Publication (1984).
- [43]: LOCHTE – HOLTGREVEN. "Plasma Diagnostic". Published by the American Institute of Physics (1995).
- [44]: MCWRHIRTER R. W. P. "Plasma Diagnostics Techniques". Edited by Richard H. Huddleston and Stanley L. Leonard, Academic Press New York London (1965).

- [45]: SAWADA K., et al. J. Appl. Phys. **73**, 8122 (1993).
- [46]: JOHNSON L. C., et al. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **13**, 333 (1973).
- [47]: BURGESS A. Soc. Roy. Sci. Liège **4**, 299 (1961).
- [48]: SEATON M. J., Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **119**, 81 (1959).
- [49]: SEATON M. J., et al. "Atomic and Molecular Processes". Academic Press, New York (1962).
- [50]: BATES D. R., et al. Proc. Roy. Soc. **A270**, 155 (1962).
- [51]: ROWAN W. L., et. al. Nucl. Fusion **27**, 1105 (1987).
- [52]: STALEY M. W. "Fusion: An introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion", A Wiley Interscience Publication (1981).
- [53]: KADOMTSEV B. "Tokamak Plasma: a Complex Physical System". Plasma Physics Series, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia (1992).
- [54]: HEIFETZ D. H., et al. J. Vac. Sci. Technol. **A6**, 2564 (1988).
- [55]: MCNEILL D. H. J. Nucl. Mater. **162-164**, 476 (1989).
- [56]: MCNEILL D. H. et al. J. Vac. Sci. Technol. **A2**, 689 (1984).
- [57]: INGESSON L. C., "Visible-light Tomography of Tokamak Plasmas", Thesis of PhD. Technische Universiteit Eindhoven, The Netherlands (1995).
- [58]: STANGEBY P. C., et al. Nucl. Fusion **30**, 1225 (1990).
- [59]: DIMOCK D. L. et al. Nucl. Fusion **13**, 271 (1973).
- [60]: KURZ C., et al. Rev. Sci. Instrum. **66**, 619 (1995).
- [61]: HUDDLESTONE R. H. and STANLEY L., "Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press (1965).
- [62]: OREN L. and TAYLOR R. J., Nucl. Fusion **17**, 1143 (1977).
- [63]: MARMAR E. S., J. Nucl. Materials **76**, 59 (1978).
- [64]: LINHARD J. and SCHARFF M., Phys. Rev. **124**, 128 (1961).
- [65]: OWEN L.W., et al. Plasma Phys. Contr. Fusion. **40**, 717 (1998).
- [66]: TSUCHIYA K., et al. Plasma Phys. Contr. Fusion. **38**, 1295 (1996).
- [67] SHAIN K.C., HSU C.T., Phys. Plasmas **2**, 1801 (1996).
- [68] MERTENS Ph., SILZ M.; J. Nucl. Mat. **241-243**, 842-847 (1997).

- [69] STOBER J. Plasma Phys. Contr. Fusion. **39**, 1145 (1997).
- [70]: HERMAN G.T. "Image Reconstruction from Projection. The Fundamentals of Computerized Tomography". Academic Press, New York (1980).
- [71]: NATTERER F., "The Mathematics of Computerized Tomography", John Wiley & Sons and B.G. Teubner (1986).
- [72]: KAK A. C., SLANEY M., "Principles of Computerized Tomographic Imaging". IEEE Press Inc., New York (1987).
- [73]: BRACEWELL, R. N., Aust. J. Phys., **9**, 198 (1956).
- [74]: ROWLEY, P. D., J. Opt. Soc. Am., **59**, 1496 (1969).
- [75]: BERRY, M. V., and GIBBS, D. F., Proc. R. Soc. **A314**, 143 (1970)
- [76]: CORMACK A. M., J. Appl. Phys., **34**, 2722 (1963).
- [77]: CORMACK A. M., J. Appl. Phys., **35**, 2908 (1964).
- [78]: HOUNSFIELD, G. N., Br. J. Radiol., **46**, 1016 (1973).
- [79]: SPAKMAN W., , "Iterative strategies for non-linear travel time tomography using global earthquake data", in Seismic tomography: Theory and practice, Chapman & Hall, London (1993).
- [80]: DEVANEY A. J., et al. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, **GE-22**, 3 (1984).
- [81]: DONGLOU W., et al. Microwave and optical technology letters **19**, 64 (1998).
- [82]: TIKHONOV A. N., Soviet Mathematics Doklady **4**, 1035(1963).
- [83]: BERTERO M., et al., "The stability of inverse problems", in Inverse Scattering Problems, ed. H. P. Baltes, Springer – Verlag, Berlin (1980).
- [84]: CENSOR Y., "SIAM Review **23**, 444 (1981).
- [85]: LEWITT R.M., Proceedings of the IEEE **71**, 390 (1983).
- [86]: WILLIAMS E. D. "A Introduction to Emission Computed Tomography", Published by The Institute of Physical Sciences in Medicine (1985).
- [87]: DEANS S.R. "The Radon Transform and some of its Applications". Wiley, New York (1983).
- [88]: RADON J., "Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte l angs gewisser Mannigfaltigkeiten", Berichte Sachsische Akademie der Wissenschaften, Math. Phys. Kl., 69, 262 – 267, Leipzig (1917).
- [89]: ARFKEN G., "Métodos Matemáticos para Físicos", Editora Diana, México (1981).
- [90]: ABRAMOWITZ M., STEGUN I. A., "Handbook of Mathematical Functions", Dover Publications, New York (1965).

- [91]: ERDELYI A., et al., "Tables of Integral Transforms", McGraw – Hill Book Company Inc., New York (1954).
- [92]: INGESSON L.C., "A tomographic reconstruction method with generalized natural basis functions and a priori information".
- [93]: INGESSON L.C., et. al. Nucl. Fusion **38**, 1675 (1998).
- [94]: INGESSON L.C., et al. "Projection-space methods to take into account finite beam-width effects in two-dimensional tomography algorithms," JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire, OX14 3EA, UK. Report JET – R(98)02 (1988).
- [95]: INGESSON L.C., et al. Rev. Sci. Instrum. **71**, 1370 (2000).
- [96]: INGESSON L C, et al. Plasma Phys. Control. Fusion **42** 161 (2000).
- [97]: HANSON K. M. and WECKSUNG G. W. Appl. Opt. **24**, 4028 (1985).
- [98]: GRANETZ R. S. and SMEULDERS P., Nucl. Fusion **28**, 457 (1988).
- [99]: MINERBO G., Computer Graphics and Image Processing **10**, 48 (1979).
- [100]: HOLLAND A. and NAVRATIL G. A., Rev. Sci. Instrum. **57**, 1557 (1986).
- [101]: IWAMA N., et al. Appl. Phys. Lett. **54**, 502 (1989).
- [102]: ANTON M., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1849 (1996).
- [103]: CENSOR Y., Proceedings of the IEE, **71**, 409 (1983).
- [104]: LEWITT R.M., Phys. Med. Biol. **37**, 706 (1992).
- [105]: DANIELSSON P.E. and SEGER M.M., "Combining Fourier and iterative methods in computer tomography. Analysis of an iteration scheme. The 2D-case". Report No. LiTH-ISY-R-2634, Dept of EE, Linköping University (2004).
- [106]: JOSEPH P.M., IEEE Trans. Med. Im. **1**, 192 (1982).
- [107]: SIDDON R. L., Medical Physics **12**, 252 (1985).
- [108]: KÖHLER T., et al. "Efficient forward projection through discrete data sets using tri-linear interpolation". IEEE Medical Imaging Conf. Abstracts, Oct 16 – 20, Lyon France (2000).
- [109]: HOLLAND A., POWELL E. T., FONCK R. J., "Image reconstruction methods for the PBX-M pinhole camera", PPPL-2676 (1990).
- [110]: INGESSON L. C. "The Mathematics of some Tomography Algorithms used at JET". JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire, OX14 3EA, UK. JET–R (99)08 (2000).
- [111]: GRANETZ R. S. and CAMACHO J. F., "Soft X – Ray Tomography on Alcator C", Plasma Fusion Center, Massachusetts Institute of Technology (1985).

- [112]: GORBUNOV E. P., PLOSKIREV G.N., 5th Symposium of Fusion Technology, St. Catherine's College, Oxford (1968).
- [113]: LISITANO G., et al. "Course on Plasma Diagnostic and Data Acquisition Systems", Bologna (1975).
- [114]: HUESMAN R. H., et al. Phys. Med. Biol. **22**, 511 (1977).
- [115]: PETERS T. M., IEEE Trans. Nucl. Sci. **28**, 3641 (1981).
- [116]: SHIH – CHUNG B. Lo. IEEE Trans. Med. Imaging. **7**, 355 (1988).
- [117]: TOFT P. and JENSEN J., "A very fast Implementation of 2D Iterative Reconstruction Algorithms"
- [118]: KAUFMAN L., "Implementating and Accelerating the EM Algorithms for Positron Emission Tomography". IEEE Trans. Med. Imag., MI-6(1), 37 (1987).
- [119]: USURIAGA O. C., "Estudo de Emissão H-alfa do átomo de hidrogênio no Tokamak TCABR". Dissertação de Mestrado, IFUSP (2001).
- [120]: INGESSON L. C., et al. Rev. Sci. Instrum. **63**, 5185 (1992).
- [121]: DRISCOLL W. G. and VAUGHAN W. "Handbook of Optics", McGraw-Hill, New York, (1978).
- [122]: LISSBERGER P. H., J. Opt. Soc. Am. **58**, 1586 (1968).
- [123]: LISSBERGER P. H. and WILCOCK W. L., J. Opt. Soc. Am. **49**, 126 (1959).
- [124]: LINDER S. L., App. Opt. **6**, 1201 (1967).
- [125]: INGESSON L. C., et al. Rev. Sci. Instrum. **66**, 622 (1995).
- [126]: JANICKI C., et al. Rev. Sci. Instrum. **63**, 4410 (1992).
- [127]: TANZI P. C. "Emisión of soft x-ray and microwave radiation form TOKAMAK plasmas". Thesis PhD. Technische Universiteit Eindhoven, The Netherlands (1996).
- [128]: ASDEX Team. Nucl. Fusion **29**, 1959. (1989).
- [129]: NASCIMENTO I.C., et al. Nucl. Fusion **45**, 796 (2005).
- [130]: MURAKAMI, M., et al. Phys. Rev. Lett. **42**, 655 (1979).
- [131]: SOLDNER, F. X., et al. Phys. Rev. Lett. **61**, 1105 (1988).
- [132]: STAMBAUGH, R. D., et al. Phys. Fluids **B2**, 2941 (1990).
- [133]: WAGNER, F., et al. Phys. Rev. Lett. **49**, 1408 (1982).
- [134]: MATSUMOTO, H., et al. Nucl. Fusion **27**, 1181 (1987).

- [135]: ODAJIMA, K., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **1**, 151 (1987).
- [136]: SENGOKU, S., et al. Phys. Rev. Lett. **59**, 450 (1987).
- [137]: BURRELL, K. H., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **31**, 1649 (1989).
- [138]: BUSH, C. E., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **36**, A153 (1994).
- [139]: BUSH, C. E., et al. Phys. Rev. Lett. **65**, 424. (1990).
- [1840]: WAGNER, F., et al. Phys. Rev. Lett. **53**, 1453 (1984).
- [141]: KAYE, S. M., et al. J. Nucl., Mat. **121**, 115 (1984).
- [142]: BURRELL, K. H., et al. Phys. Rev. Lett. **59**, 1432 (1987).
- [143]: STEINMETZ, K., et al. Phys. Rev. Lett. **58**, 124 (1987).
- [144]: TUBBING, B. J. D., et al. Nucl. Fusion **29**, 1953 (1989).
- [145]: LOHR, J., et al. Phys. Rev. Lett. **60**, 2630 (1988).
- [146]: HOSHINO, K., et al. Phys. Rev. Lett. **63**, 770 (1989).
- [147]: TSUJI, S., et al. Phys. Rev. Lett. **64**, 1023 (1990).
- [148]: HOSHINO, K., et al. Nucl. Fusion **28**, 301 (1988).
- [149]: OSBORNE, T. H., et al. Nucl. Fusion **30**, 2023 (1990).
- [150]: KAUFMANN, M., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **35**, B205 (1993).
- [141]: CAROLAN, P. G., et al. Plasma Phys. Control. Fusion, **36**, A111 (1994).
- [152]: SNIPES, J. A., et al. Nucl. Fusion **34**, 1039 (1994).
- [153]: TAYLOR, R. J., et al. Phys. Rev. Lett. **63**, 2365 (1989).
- [154]: WEYNANTS, R. R., et al. "Hmode Behavior Induced by Edge Polarization in TEXTOR". In Proc. 17th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plas. Heating, **14B**, 287 (1990).
- [155]: NIEUWENHOVE, R. V., et al. "Novel Features of H-mode Plasmas Induced by Edge Polarization in TEXTOR". In Proc. 18th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plas. Heating, volume **15C**, 405 (1991).
- [156]: ASKINAZI, L. G., et al. Nucl. Fusion **32**, 271 (1992).
- [157]: COUTURE, P., et al. Phys. Lett. **A163**, 204 (1992).
- [158]: SHIMADA, M., et al. Bull. Amer. Phys. Soc. **30**, 1439 (1985).
- [159]: PHILLIPS, P. E., et al. J. Nucl., Mat. **145-147**, 807 (1987).

- [160]: SHIMADA, M., et al. J. Nucl., Mat. **176-177**, 821 (1990).
- [161]: SCHISSEL, D. P., et al. Nucl. Fusion **31**, 73 (1991).
- [162]: MANSO, M. E., et al. "H-mode Studies with Microwave Reflectometry on ASDEX". In Proc. 18th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plas. Heating, volume **15C**, page 393. (1991).
- [163]: HOLZHAUER, E., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **36**, A3 (1994).
- [164]: TYNAN, G. R., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **36**, A285 (1994).
- [165]: LAZARUS, E. A., et al. Phys. Fluids **B4**, 3644. (1992).
- [166]: GROEBNER, R. J., et al. Rev. Sci. Instrum. **61**, 2920. (1990).
- [167]: GROEBNER, R. J., et al. Phys. Rev. Lett. **64**, 3015. (1990b).
- [168]: IDA, K., et al. Phys. Fluids **B4**, 2552. (1992).
- [169]: IDA, K., et al. Phys. Rev. Lett. **65**, 1364. . (1990).
- [170]: FIELD, A. R., et al. Nucl. Fusion **32**, 1191. . (1992).
- [171]: BURRELL, K. H., et al. Phys. Plasmas **1**, 1536. . (1994).
- [172]: KIM, J., et al. Plasma Phys. Control. Fusion **36**, A183 (1994).
- [173]: KIM, J., et al. Phys. Rev. Lett. **72**, 2199 (1994).
- [174]: BIGLARI, H., et al. Phys. Fluids **B2**, 1 (1990).
- [175]: SHAIN, K. C., et al. Phys. Fluids **B2**, 1492 (1990).
- [176]: LOHR, J., et al. "Enhanced Confinement Regimes and Control Technology in the DIII-D Tokamak". Technical report, General Atomics. (1993).
- [177]: RETTIG, C. L., et al. Edge Nucl. Fusion **33**, 643. (1993).
- [178]: CODA, S., et al. Rev. Sci. Instrum. **66**, 454 (1995).
- [179]: ITER Expert Group. "ITER Physics Basis: Chapter II". JET-P(98) 17 (1998).
- [180]: SEVERO H., "Rotação do plasma no TCABR", Tese de Doutorado IFUSP (2004).
- [181]: FERREIRA A.A., "Medidas de turbulência na borda do plasma do TCABR", Tese de Doutorado IFUSP (2004)
- [182]: DA SILVA R.P. et al. Braz. J. Phys. **34**, 1771 (2004).
- [183]: GALVÃO R.M.O. et al. Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1181 (2001).
- [184]: KUZNETSOV Yu.K., et al. Nucl. Fusion **44**, 631 (2004).

- [185]: KUZNETSOV Yu.K., et al. *Physics of Plasmas* **12**, 072508 (2005).
- [186]: KUZNETSOV, Yu.K., et al. "Low temperature recombinative plasma in runaway discharges", 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, July 7-11, St. Petersburg, Russia, ECA Vol. 27A, P-4.99 (2003).
- [187]: GALVÃO R.M.O., et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, 299 (2001).
- [188]: DREICER H., *Phys. Rev.* **115**, 238 (1959); and *Phys. Rev.* **117**, 329 (1960).
- [189]: KULSRUD R. M., et al. *Phys. Rev. Lett.* **31**, 690 (1973).
- [190]: SOKOLOV Yu. *JETP Letters* **29**, 218 (1979).
- [191]: Gill R.D. *Nucl. Fusion* **33**, 1613 (1993).
- [192]: HERLANDER P., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, B247 (2002).
- [193]: JASPERS R. et al., *Nucl. Fusion* **33**, 1775 (1993).
- [194]: JASPERS R. "Relativistic Runaway Electrons in Tokamak Plasmas", Thesis Technical University of Eindhoven, Netherlands (1995).
- [195]: COHEN R. H. *Phys. Fluids* **19**, 239 (1976).
- [196]: KNOEPFEL H. et al., *Nucl. Fusion* **19**, 785 (1979).
- [197]: FUSSMAN G., *Nucl. Fusion* **19**, 327 (1979).
- [198]: CHIU S.C., et al., *Nucl. Fusion* **38**, 1711 (1998).

APÊNDICE I. TRABALHOS PUBLICADOS

Trabalhos publicados em anais de congressos nacionais e internacionais.

- C. Ribeiro, V. Bellintani, A. G. Elfimov, J. I. Elizondo, A. N. Fagundes, R. M. O. Galvão, Yu K. Kuznetsov, I. C. Nascimento, E. M. Ozono, L. F. Ruchko, W. P. de Sá, E. K. Sanada, and O. C. Usuriaga, “*Density Limit in TCABR Plasmas With Alfvén Wave Heating*”, 16th IAEA Technical Meeting on Research using Small Fusion Devices; XI Latin American Workshop on Plasma Physics. AIP Conference Proceedings, Volume 875, pp. 377-380, December 4 (2006).
- V. Bellintani Jr., A.G. Elfimov, J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.M.M. Fonseca, R.M.O. Galvão, L.Guidolin, Yu.K. Kuznetsov, E.A. Lerche, M. Machida, C. Mariz, I.C. Nascimento, C. Ribeiro, L.F. Ruchko, W.P. de Sá, E.K. Sanada, J.H.F. Severo, R.P. da Silva, V. Tsypin, O.C. Usuriaga, A. Vannucci, “*Overview of Recent Results of TCABR*”, 16th IAEA Technical Meeting on Research using Small Fusion Devices; XI Latin American Workshop on Plasma Physics. AIP Conference Proceedings, Volume 875, pp. 350-356, December 4, (2006).
- I. C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov, Z. Guimarães, I. El Chamaa-Neto, O. C. Usuriaga, A. M. M. Fonseca, R. M. O. Galvão, I. L. Caldas, J. H. F. Severo, I. B. Semenov, V. Bellintani, J. I. Elizondo and E. Sanada, “*Suppression and Excitation of MHD Activity with Electrically Polarized Electrode at the TCABR Tokamak Plasma Edge*”, 21st Fusion Energy Conference, Chengdu, China. 16 – 21 October (2006).
- O. C. Usuriaga, R. M. O. Galvão, I. C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov, A. M. M. Fonseca, L. F. Ruchko, E. Sanada, V. Bellintani Jr. “*Study of electrostatic bias by Halpha emissivity profile tomography in TCABR*”, 8º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas (EBPF), Niteroi RJ, Brazil, 27 – 30 de Novembro (2005).
- A.M.M. Fonseca, I.C. Nascimento, V.S. Tsypin, Yu.K. Kuznetsov, O.C. Usuriaga, R.M.O. Galvão, “*Dynamic behaviour of the Ohmic-H mode transition using biased electrode in the TCABR Tokamak*”, 8º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas (EBPF), Niteroi RJ, Brazil, 27 – 30 de Novembro (2005).
- Yu.K. Kuznetsov, I.C. Nascimento, A.M.M. Fonseca, J.H.F. Severo, L.F. Ruchko, O.C. Usuriaga, M. Machida, I.B. Semenov, M.V.A.P. Heller, R.M.O. Galvão, W.P. de Sá, E.K. Sanada, J.I. Elizondo, “*Effect of electrode biasing on plasma parameters in TCABR tokamak*”, 10th IAEA Technical Meeting on H-mode Physics and Transport Barriers, St.Petersburg, Russia, 28 – 30 September (2005).
- Yu.K. Kuznetsov, R.M.O. Galvão, V. Bellintani Jr., A.A. Ferreira, A.M.M. Fonseca, I.C. Nascimento, L.F. Ruchko, E.A.O. Saettone, V.S. Tsypin, and O.C. Usuriaga, “*Runaway discharge generation due to avalanche process in TCABR tokamak*”, X International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion & Adjoint INTAS Strategic Workshop “*Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks*”. Alushta, Crimea, Ukraine, September 13 -18 (2004).
- Yu.K. Kuznetsov, R.M.O. Galvão, V. Bellintani Jr., J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.A. Ferreira, A.M.M. Fonseca, I.C. Nascimento, L.F. Ruchko, W.P. de Sá, E.A.O. Saettone, E.K. Sanada, R.P. da Silva, V.S. Tsypin, O.C. Usuriaga, A. Vannucci, S.I. Krashennnikov, and T.K. Soboleva, “*Runaway discharge in Tokamak: Relativistic electron beam in cold recombinative*

plasma", 7th Brazilian Meeting on Plasma Physics Combined with X Latin American Workshop on Plasma Physics. November 30 – 5 december, SP – Brazil (2003).

- Kuznetsov, Yu.K., R.M.O. Galvão, O.C. Usuriaga, S.I. Krasheninnikov, T.K. Soboleva, V. Bellintani Jr., A.G. Elfimov, J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.A. Ferreira, A.M.M. Fonseca, I.C. Nascimento, L.F. Ruchko, W.P. De Sá, E.A.O. Saettone, E.K. Sanada, R.P. da Silva, V.S. Tsypin, y A. Vannucci, "*Low temperature recombinative plasma in runaway discharges*", 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, July 7-11, St. Petersburg, Russia, ECA Vol. 27A, P-4.99 (2003).
- R.M.O.Galvão, V. Bellintani Jr., A.G. Elfimov, A.N. Fagundes, A.M.M. Fonseca, Yu.K. Kuznetsov, E.A. Lerche, I.C. Nascimento, E.K. Ozono, L.F. Ruchko, J.H.F. Severo, R.P. da Silva, O.C. Usuriaga and A. Vannucci, "*Evidence of Localized Alfvén Wave Heating in TCABR*", 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, July 7-11, St. Petersburg, Russia, ECA Vol. 27A, O-4.2B (2003).
- Yu.K. Kuznetsov, R.M.O. Galvão, O.C. Usuriaga, S.I. Krasheninnikov, T.K. Soboleva, V. Bellintani Jr., A.G. Elfimov, J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.A. Ferreira, A.M.M. Fonseca, I.C. Nascimento, L.F. Ruchko, W.P. De Sá, E.A.O. Saettone, E.K. Sanada, R.P. da Silva, V.S. Tsypin, and A. Vannucci, "*Runaway discharge in Tokamak: Relativistic electron beam in cold recombinative plasma*", 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, July 7-11, St. Petersburg, Russia, P-3.135 (2003).
- Yu.K. Kuznetsov, R.M.O. Galvão, J.I. Elizondo, S.I. Krasheninnikov, O.C. Usuriaga, I.C. Nascimento, E. Sanada, T.K. Soboleva, "*Plasma parameters in runaway discharges in TCABR Tokamak*", 29th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, June 17-21, Montreux, France, P-5.004 (2002).
- O.C. Usuriaga, R.M.O. Galvão, Yu.K. Kuznetsov and R. Bengtson; "*Radial profiles of H-alpha emission in normal and runaway discharges in TCABR Tokamak*", 6^o Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas (EBFP), dezembro 01-05, Campos do Jordão-SP, Brazil (2001).
- V. Bellintani, D.O. Campos⁺, A.G. Elfimov, J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.A. Ferreira, A.M.M. Fonseca, R.M.O. Galvão, Yu.K. Kuznetsov, E.A. Lerche, I.C. Nascimento, E.M. Ozono, L. Ruchko, E.A. Saettone, E.K. Sanada, J.H.F. Severo, V. Tsypin, W.P. de Sá, R.P. da Silva, O.C. Usuriaga, A. Vannucci, "*Alfvén wave heating studies and runaway discharges maintained by the avalanche effect in TCABR*", 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, June Funchal, Madeira, Portugal (2001).

Trabalhos publicados em revistas de circulação internacional.

- Yu.K. Kuznetsov, R.M.O. Galvão, O.C. Usuriaga, S.I. Krasheninnikov, T.K. Soboleva, V.S. Tsypin, A. M.M. Fonseca, L.F. Ruchko, and E.K. Sanada; "*Recombinative plasma in electron runaway discharge*", Physics of Plasmas 12, 072508 (2005)
- Yu.K. Kuznetsov, R.M.O. Galvão, V. Bellintani Jr, A.A. Ferreira, A.M.M. Fonseca, I.C. Nascimento, L.F. Ruchko, E.A.O. Saettone, V.S. Tsypin and O.C. Usuriaga; "*Runaway discharges in TCABR*", Nuclear Fusion 44, 631 - 644 (2004).

- R.M.O. Galvão, V. Bellintani Jr, A.G. Elfimov, J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.A. Ferreira, A.M. Fonseca, Yu.K. Kuznetsov, E.A. Lerche, I.C. Nascimento, E.M. Ozono, L.F. Ruchko, W.P. de Sá, E.A. Saettone, E.K. Sanada, J.H.F. Severo, R.P. da Silva, V.S. Tsypin, O.C. Usuriaga and A. Vannucci; *“Alfvén Wave Heating and Runaway Discharges in the TCABR Tokamak”*, Problems of Atomic Science and Technology 4, Series: Plasma Physics (7), 18 (2002).
- L.F. Ruchko, E.A. Lerche, R.M.O. Galvão, A.G. Elfimov, I.C. Nascimento, W.P. de Sá, E. sanada, J.I. Elizondo, A.A. Ferreira, E.A. Saettone, J.H.F. Severo, V. Bellintani, and O.C. Usuriaga; *“The analysis of Alfvén wave current drive and plasma heating in TCABR tokamak”*, Brazilian Journal of Physics 32, 57 – 64 (2002).
- R.M.O. Galvão, V. Bellintani Jr, R.D. Bengtson, A.G. Elfimov, J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.A. Ferreira, A.M. Fonseca, Yu.K. Kuznetsov, E.A. Lerche, I.C. Nascimento, L.F. Ruchko, W.P. de Sá, E.A. Saettone, E. Sanada, J.H.F. Severo, R.P. da Silva, V.S. Tsypin, O.C. Usuriaga and A. Vannucci; *“Alfven wave heating and runaway discharges maintained by the avalanche effect in TCABR”*, Plasma Physics and Controlled Fusion 43, 299 – 312 (2001).

Trabalho submetido a revistas de circulação internacional.

- C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov , Z. O. Guimarães-Filho, I. El Chamaa-Neto, O. C. Usuriaga, A. M. M. Fonseca, R. M. O. Galvão, I. L. Caldas, J. H. F. Severo, I. B. Semenov, M. V. P. Heller, V. Bellintani, J. I. Elizondo and E. Sanada, *“Suppression and excitation of MHD activity with electrically polarized electrode at the TCABR tokamak plasma edge”*, Nuclear Fusion (2006) (a ser publicado)