Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Medida da densidade eletrônica do plasma no Tokamak TCABR,
através do diagnóstico Espalhamento Thomson.

Leonardo Cunha Jeronimo

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto
de Física para a obtenção do título de Mestre em
Ciências

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão – IFUSP (orientador)

Prof. Dr. José Helder Facundo Severo - IFUSP

Prof. Dr. Munemasa Machida - UNICAMP

São Paulo

2013

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Jerônimo, Leonardo Cunha

Medida da densidade eletrônica do plasma no Tokamak
TCABR, através do diagnóstico Espalhamento Thomson. São
Paulo, 2013.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Dept. de Física Aplicada

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão

Área de Concentração: Física de Plasmas

Unitermos: 1. Física Nuclear; 2. Fluidos; 3. Física de Plasmas; 4.
Espalhamento.

USP/IF/SBI-002/2014

Dedicatória

À minha mãe Ineusa.

Dever de Sonhar

“Eu tenho uma espécie de dever, dever de sonhar, de sonhar sempre,
pois sendo mais do que um espetáculo de mim mesmo,
eu tenho que ter o melhor espetáculo que posso.
E, assim, me construo a ouro e sedas, em salas
supostas, invento palco, cenário para viver o meu sonho
entre luzes brandas e músicas invisíveis.” (Fernando Pessoa)

Agradecimentos

Ao meu orientador Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão, pelos constantes ensinamentos, incentivo, paciência, por sempre valorizar e evidenciar minha experiência profissional prévia e pelo total suporte científico na elaboração de soluções para os inúmeros percalços teóricos e experimentais que surgiram ao longo desse trabalho.

À toda equipe do laboratório de Física de Plasmas USP, pelo companheirismo e colaboração. Em especial aos pesquisadores Edson Sanada, Dr. Juan Elizondo, Ivan Cardoso, Dr. Fábio O. Borges e Dr. José Helder F. Severo pelo forte envolvimento num contato mais direto e constante.

Aos pesquisadores Dr. Manuel Peres Alonso (Instituto Superior Técnico -Universidade de Lisboa) pelo suporte científico e empréstimo de equipamentos, Dr. Luiz Ângelo Berni do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais(INPE) pelo suporte científico, principalmente ligado ao sistema óptico e Dr. Omar Usuriaga pelo fundamental apoio nos trabalhos com diagnóstico ECE.

À professora Dra. Rosangela Itri que teve participação valiosa e indispensável à minha persistência no trabalho, o meu muitíssimo obrigado pela compreensão num momento tão decisivo. Ao Prof. Dr. Álvaro Vannucci pelo especial incentivo, apoio e pelas tão valiosas conversas nos fins de tarde. Aos professores Dr. Josif Frenkel , Dr. Adilson Silva e Dr. Emerson Passos pela atenção paterna, incentivo e apoio.

Aos sinceros amigos que tive o privilégio de conquistar ao cursar as disciplinas teóricas no instituto, em especial Daniel Cruz, Rafael Gigante, Leila Graef; Wanderson; Jorgivan; Leo Vasco; Leandro; Carol Bodião; Antônio Sales; Tiago Adorno; Os irmãos Cris e Viktor Janke; Bruno Franzon; Fátima Goulart; Cleberson, Renê Jr, Erik, Flavinha Mattioli e Renan Lipinsk. E aos demais colegas que embora contato menor, foram de grande importância.

Aos amigos da área de física de plasmas, Vinícius Duarte, Cássio, Paulo Puglia, Gilson Ronchi, Victor Cominato, Renée Jordashe, Marcos Albarracin e Diego(iag). Em especial ao amigo Gilson Ronchi pela valiosa e direta participação nessa pesquisa.

A toda equipe do departamento de fabricações mecânicas da USP, pelo empréstimo das máquinas para confeccionar as peças de maior porte, agradeço pela amizade de todos em especial do Sr. Donato, Pedro, Miguel, Otávio, Tucão e Marcos.

À todos que foram meus professores de todas as matérias ao longo da vida, em especial meu antigo mestre, professor Humberto Silva da Escola Municipal Gastão Mesquita Filho em Ponte Alta/ MG, por ter despertado meu interesse em ciências exatas ainda muito cedo e me direcionado ao pensamento científico, mostrando o quão valiosa e ilimitada é a imaginação. Obrigado por me fazer acreditar que um dia seria possível realizar o sonho de trabalhar com fusão nuclear, apesar de ser na época algo extremamente distante para mim.

Também aos professores Paulo Sérgio Silva e Jair Valeriano (Senai –Uberaba), profa. Ordália F. Santos e Prof. Geraldo Marcelo Carneiro⁺.

Agradeço-lhes pelo forte estímulo à ciência exata, dado a mim numa época de pouco incentivo.

À toda minha família, em especial minha mãe Ineusa, meu pai Danilo⁺ (in memoriam) meu irmão Daniel, também a todo incentivo e apoio de Ariana Lúcia e aos sinceros sorrisos de nosso pequeno filho Danilo que despertam em mim profundo entusiasmo e esperança.

E por último e não menos importante, o apoio financeiro da Comissão Nacional de Energia Nuclear – CNEN que, sobretudo, foi fundamental e indispensável para meu equilíbrio emocional para desenvolver este trabalho.

A todos,
Muito obrigado!

Resumo

Ao longo dos últimos anos é notável, de forma cada vez mais evidente, a necessidade de uma nova fonte de energia para humanidade. Uma promissora opção é através de Fusão Nuclear, onde o plasma produzido no reator pode ter energia convertida em elétrica. Portanto, conhecer características desse plasma é de suma importância para controlá-lo e entendê-lo de forma desejável.

Uma das opções de diagnósticos é o chamado Espalhamento Thomson. Este é considerado o método mais confiável na determinação de importantes parâmetros do plasma, como temperatura e densidade eletrônica, podendo ainda ajudar no estudo e explicação de vários mecanismos internos. A grande vantagem reside no fato de se consistir numa medição direta e não perturbativa.

Porém trata-se de um diagnóstico cuja instalação e execução é reconhecidamente complexa, limitando-o apenas a poucos laboratórios da área de fusão pelo mundo.

Entre as principais dificuldades, pode-se destacar o fato de que o sinal espalhado é muito pequeno, necessitando assim de um grande aumento da potência incidente. Além disso, as condições físicas externas podem ocasionar vibrações mecânicas que, eliminá-las ou minimizá-las ao máximo, constitui um grande desafio, levando em conta a óptica muito sensível e micrometricamente precisa envolvida no sistema.

O presente trabalho descreve todo processo de instalação e operação do diagnóstico de Espalhamento Thomson no tokamak TCABR e, através deste diagnóstico, trabalhamos na obtenção de resultados da temperatura eletrônica, para finalmente ser possível calcular a densidade eletrônica do plasma.

Abstract

Over the last few years is remarkable, so increasingly evident the need for a new source of energy for mankind. One promising option is through nuclear fusion, where the plasma produced in the reactor can be converted into electrical energy. Therefore, knowing the characteristics of this plasma is very important to control it and understand it so desirable.

One of the diagnostic options is called Thomson scattering . This is considered the most reliable method for the determination of important plasma parameters such as temperature and electron density, and may also help in the study and explanation of various internal mechanisms . The great advantage lies in the fact that they consist of a direct measurement and nonperturbative .

But it is a diagnosis whose installation and execution is admittedly complex, limiting it only a few laboratories in the field of fusion for the world.

Among the main difficulties, we can highlight the fact that the scattered signal is very small, thus requiring a large increase of the incident power. Moreover, the external physical conditions can cause mechanical vibrations that eliminate or minimize them as much as possible, is a great challenge, considering the optical micrometrically very sensitive and needs involved in the system.

This work describes the entire process of installation and operation of Thomson scattering diagnostic in tokamak TCABR and through this diagnosis, we work on results of electron temperature, to finally be able to calculate the electron density of the plasma.

Índice

Capítulo I – Introdução

1.1 – Introdução	1
1.2 – Fusão Nuclear	2
1.3 – Fusão Nuclear <i>versus</i> Fissão Nuclear	5
1.4 – O Tokamak – Uma proposta promissora	
1.4.1 – Funcionamento de um Tokamak	6
1.4.2 – Aquecimento do Plasma	7
1.4.3 – Linhas gerais da pesquisa	7

Capítulo II – Diagnóstico de Espalhamento Thomson

2.1 - Primórdios do Espalhamento Thomson	10
2.2 - Origem dos diagnósticos de Espalhamento Thomson	10
2.3 - Potência Espalhada	11
2.4 – Teoria do Espalhamento Thomson por um plasma	15
2.4.1-Potência espalhada por um volume de plasma	16
2.5 – Espalhamento Thomson Coerente e Incoerente num plasma	17
2.5.1 – Espectro espalhada por um plasma	17
2.6 – Medidas de Temperatura e Densidade dos elétrons do plasma	21
2.7 – Espalhamento Incoerente sem efeitos relativistas	22

Capítulo III – Calibração do Diagnóstico Thomson no TCABR

3.1 – Construção da estrutura suporte do sistema óptico do diagnóstico espalhamento Thomson	30
3.2 – O policromador do diagnóstico Thomson do TCABR	40

Capítulo IV – Calibração do Diagnóstico Thomson no TCABR

4.1 – Calibração através dos dados de corte da emissão ciclotrônica dos elétrons ECE	42
4.2 – Densidade Crítica e Coeficientes de Calibração	46
4.3 – Densidade do plasma – Diagnóstico Thomson e Interferometria	48
4.4 – Procedimentos para cálculos dos coeficientes de calibração	49
4.5 – Medidas da densidade eletrônica do plasma no tokamak TCABR, através do diagnóstico de espalhamento Thomson	58

Capítulo V – Conclusões e propostas para desenvolvimentos futuros

5.1 – Conclusões finais e estimativas	62
---------------------------------------	----

Referências	65
Apêndice A	
Medida da densidade eletrônica do plasma fazendo calibração do sistema Thomson, através do espalhamento Raman ou Rayleigh	67
Apêndice B	
Desenhos das principais fabricações mecânicas	75

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1-Introdução

A busca por uma fonte de energia limpa e ambientalmente amigável tem se tornado cada vez mais desejada e necessária para humanidade. Uma alternativa para geração de energia, que vem ganhando cada vez mais destaque, é a Fusão Nuclear, que consiste basicamente no mais audacioso e difícil desafio de criar e controlar, na terra, a fonte de energia das estrelas. Diversos grupos de pesquisa espalhados pelo mundo atuam no intuito de investigar e comprovar a viabilidade de um reator a fusão nuclear, no qual os reagentes encontram-se no estado de plasma [1,2,3].

Plasma é um meio complexo, muitas vezes citado como quarto estado da matéria, porém com rigor um pouco maior, essa denominação é incompleta, tendo em vista que nele não há transição de fase; de modo geral, podemos dizer que apresenta propriedades peculiares em relação aos três estados básicos.

Um enorme desafio aos pesquisadores é que o plasma raramente se comporta no laboratório da maneira pré- determinada. Seu grande número de graus de liberdade faz com que, em trabalhos experimentais, seja altamente complicado estimar todos os parâmetros considerados essenciais pela teoria.

Os parâmetros internos como temperatura e densidade eletrônicas do plasma, em especial em sua região central (mais quente), são importantíssimos e obter seus valores de maneira precisa e sem ambigüidades é uma tarefa reconhecidamente complexa pela comunidade científica.

As propriedades locais do plasma podem ser deduzidas por vários métodos entre eles: (i) Introdução de sondas magnéticas ou elétricas , (ii) Incidência de ondas eletromagnéticas não perturbativas no plasma.

Esta última técnica é denominada ativa e lançamos sobre o plasma um pulso muito curto e poderoso de fótons e captamos os espalhamentos ópticos produzidos pela colisão elástica entre os fótons e elétrons livres do plasma. É exatamente esta técnica que será tratada como centro do trabalho dessa dissertação, o chamado Espalhamento Thomson (“Scattering”), que oferece a vantagem de possibilitar a medição dos valores da temperatura eletrônica (T_e) e densidade eletrônica (n_e) de forma precisa, sem haver necessidade de conhecer o valor de quaisquer outros parâmetros do plasma.

Os resultados são finalmente obtidos levando em conta, apenas como hipótese inicial, a suposição de uma distribuição Maxwelliana da função distribuição das velocidades dos elétrons do plasma para cálculos de temperatura. Para cálculos de densidade, utilizamos esses resultados de temperatura, integrando numericamente as curvas experimentais obtidas.

No capítulo II, descreveremos mais detalhadamente o diagnóstico de espalhamento Thomson. Logo após uma introdução teórica mais geral, já daremos início à apresentação desse diagnóstico do ponto de vista específico e aplicado ao Tokamak TCABR.

1.2- Fusão Nuclear

A fusão nuclear é o processo no qual dois núcleos de elementos leves se fundem formando um elemento mais pesado e emitindo uma quantidade de energia devido à massa dos produtos da reação ser menor que a massa dos reagentes. Por exemplo, na natureza, a fusão ocorre nas estrelas (inclusive no Sol), onde as temperaturas tipicamente muito altas, a influência gravitacional e grande número de reações fazem com que o resultado final seja incrivelmente satisfatório [3].

Necessitamos de temperaturas próximas dos 100 milhões de graus centígrados para que muitos núcleos se aproximem o suficiente de outros núcleos e para que o processo de fusão seja significativo. A essas temperaturas, os reagentes encontram-se ionizados no estado de plasma, no qual íons e elétrons podem, em certas condições, ser considerados como um fluido macroscopicamente neutro [1].

Fundir dois núcleos em laboratório é uma tarefa muito complexa, pois cada um tem carga positiva, sendo assim a força de repulsão eletrostática (Coulombiana) é absurdamente grande. Usando novamente o Sol como exemplo, nele o campo gravitacional é tão intenso que facilita a superação da barreira coulombiana, possibilitando a fusão de um número muito grande de núcleos.

A reação de fusão com interesse mais imediato, principalmente devido a maior facilidade para vencer a repulsão elétrica, viabilizando a realização num laboratório, é a que envolve os núcleos de dois isótopos do hidrogênio, Deutério (D) e Trítio (T).

Figura 1- Reação Deutério-Trítio

O deutério é abundante na água do mar (30 g/m^3). O trítio é um elemento radioativo com meia-vida de 12,36 anos e é produzido artificialmente.

Num reator a fusão, os neutrons (n), os quais transportam 80% da energia produzida, serão absorvidos numa camada fértil denominada manta-("blanket") que envolve o núcleo do reator e que contém lítio (Li). Este lítio tem como finalidade a produção de trítio através de bombardeamento de nêutrons [1,3]. Então, o trítio produzido, poderá finalmente ser utilizado no reator.

O lítio natural (92,5% de ${}^7\text{Li}$ e 7,5% de ${}^6\text{Li}$) é um elemento abundante na crosta terrestre. A camada fértil deve ter cerca de um metro de espessura, o suficiente para retardar os nêutrons da fusão (com 14 MeV).

Na sequência da desaceleração dos nêutrons, esta camada é aquecida e um fluido que aí circula, transfere calor para fora da zona do reator para produzir vapor, este vapor será utilizado para girar uma turbina, possibilitando finalmente a geração de eletricidade.

As condições para que exista um balanço de potência positivo no reator de fusão são determinadas pelo critério de Lawson [1,2]. Para Deutério-Trítio a 100 milhões de graus centígrados, essa relação é dada por

$$n \tau_E \geq 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$$

onde n representa a densidade de partículas carregadas contidas no plasma e τ_E o tempo de confinamento de energia.

O objetivo atual da investigação sobre fusão termonuclear controlada é atingir a condição de ignição, o que significa garantir a combustão do plasma através da energia cinética dos subprodutos confinados das reações de fusão. Ou seja, num reator que funcione com a mistura D-T, as reações serão auto-sustentadas pela energia cinética do hélio, que deverá ser suficiente para manter a temperatura da combustão, não sendo necessária utilização de nenhuma energia vinda do exterior do reator.

A condição de ignição é da forma [1,2]

$$n_0 T_{i0} \tau_E > 6 \times 10^{22} (\text{m}^{-3} \text{ }^\circ\text{K s})$$

onde n_0 e T_{i0} são, respectivamente, a densidade e a temperatura dos íons de Deutério e Trítio no centro do plasma e τ_E é o tempo de confinamento da energia.

Em princípio, a ignição será possível se obtivermos simultaneamente os seguintes valores: $T_{i0} \sim 10$ a 20 keV , $n_0 \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ e $\tau_E \sim 1$ a 5 segundos.

Atualmente a investigação em fusão nuclear está numa fase onde já é realidade a produção experimental de energia de fusão e esta supera a potência de um Giga Watt num curto intervalo de tempo.

O produto da densidade, temperatura e tempo de confinamento, no qual o plasma é mantido acima da temperatura crítica de ignição [2], permite-nos comparar a evolução da pesquisa ao longo das últimas décadas (figura 1.2). Avanços importantes foram conseguidos pela equipe no reator JET (Joint European Torus).

Figura 2- Evolução temporal do fator de fusão $n T_e \tau$. Os diamantes abertos são valores anteriores à construção do JET. Os círculos fechados são a contribuição do JET[1, 2,3].

Neste contexto entra em cena o grandioso projeto ITER- FEAT (International Thermonuclear Experimental Reactor – Fusion Energy Amplifier Tokamak), no qual se espera conseguir descargas com duração de 300 segundos, com fator de amplificação de energia da ordem de 10 a 20[2].

O espírito comunitário nesta área científica e desenvolvimento tecnológico na Europa espalhou-se a todo planeta, com a esperança de dispor dessa nova fonte de energia para utilização direta da humanidade daqui aproximadamente 50 anos. Os principais investidores e grupos de pesquisa atuais originam-se na União Européia, Japão, Rússia, Estados Unidos e Canadá, todos empenhados em prol de um bem comum, tendo o projeto ITER como o atual centro das atenções.

Infelizmente ainda é difícil estimar com muita precisão o momento em que todas as barreiras científicas, tecnológicas, e, sobretudo, governamentais, serão totalmente superadas, dando um bem sucedido “fim” às investigações em fusão. Contudo, pensando nas questões ambientais e nas urgentes necessidades humanas por energia no mundo, acreditamos que envolvimento político positivo sejam cada vez mais intensos ao longo dos próximos anos, favorecendo significativamente os avanços por parte da comunidade científica. Na figura 1.3 abaixo, temos um esquema de todo processo de geração de energia através da fusão nuclear.

Figura 3 – Esboço esquemático da geração de energia por fusão.

1.3- Fusão Nuclear x Fissão Nuclear

Os dois processos Fissão e Fusão são devidos basicamente à teoria da relatividade de Einstein, que mostrou que matéria pode ser convertida em energia.

Na fissão, essa conversão ocorre através de um processo no qual o constituinte inicial se rompe e a soma das massas resultantes é menor que a massa original. Essa quebra ou divisão de um núcleo instável e pesado se dá bombardeando esse núcleo com um nêutron. O fato de o nêutron não ter carga, nem sofrer repulsão como um próton sofreria, torna-o uma excelente ferramenta na criação de reação de transformação em núcleos e na análise da estabilidade [2]. Poucos átomos podem produzir energia por fissão; normalmente são utilizados Urânio-235 ou Plutônio.

Figura 4 – Processo de Fissão Nuclear.

Já na fusão, como detalhado na seção anterior, nós temos o processo inverso, onde dois núcleos leves se fundem (unem).

As principais vantagens da fusão são:

- O processo é mais limpo que a fissão pois usa núcleos atômicos leves (Deutério e Trítio- que são Isótopos de Hidrogênio).
- Quantidade de energia produzida, por unidade de massa, é muito maior. A viabilidade da fusão fica evidente principalmente se levarmos em conta quanta energia é produzida por combustível gasto. O núcleo de hidrogênio pesam em torno de 100 vezes menos que os de Urânio. Comparando com outras fontes de energia por exemplo o petróleo, temos que, com um copo comum cheio de água, será possível produzir o equivalente a energia produzida com 20 galões de petróleo.
- Abundância de combustível na natureza (isótopos do Hidrogênio que podem ser facilmente extraídos da água.)
- A pequena quantidade de lixo radioativo tem meia-vida muito curta. Sendo que a fusão também produz nêutrons, e quando eles atravessam as paredes do reator, acabam criando lá dentro alguns elementos radioativos, mas que felizmente devem ser guardados por relativamente pouco tempo.

Considerando a produção de 1GW de energia é possível comparar os gastos de combustível entre fusão e as fontes mais comuns atualmente.

Figura 5 – Comparativo entre consumo de combustível para algumas fontes, na produção de 1 GW de energia.

1.4– O Tokamak – Uma proposta promissora.

Entre as proposições da comunidade científica até o momento, o Tokamak é a proposta mais viável para obtenção de **fusão termonuclear controlada**. Trata-se de uma câmara num formato de um toróide (semelhante a um pneu comum de caminhão, fechado na parte interna.), onde o seu interior, em vácuo, contém um anel de plasma confinado por campos magnéticos.

A palavra tokamak é um acrônimo das palavras russas **toroidal`naya kamera magnitnoi katushki**, que nos remetem ao termo câmara toroidal com bobinas magnéticas.

1.4.1 – Funcionamento de um Tokamak

Uma corrente elétrica transitória que circula na bobina primária de um tokamak, induz no anel de plasma uma corrente, que servirá tanto para aquecê-lo como para produzir o que chamamos de **campo magnético poloidal**. A outra componente importante do campo magnético corresponde ao **campo magnético toroidal**, gerado por correntes elétricas que circulam nas bobinas de campo toroidal ao redor do toróide (figura 1.6).

Figura 6 – Visão esquemática de um Tokamak

Além disso, correntes que circulam nas bobinas de controle de posição geram campos magnéticos auxiliares, que modificam o campo poloidal, equilibrando o anel de plasma e controlando sua posição, fazendo-o “levitar” dentro da câmara. A combinação dos campos poloidal e toroidal conduz ao confinamento adequado do plasma no interior da câmara de um tokamak.

1.4.2 - Aquecimento de Plasma

A maneira mais eficiente de aquecer um plasma num tokamak é fazer com que circule através dele uma corrente induzida pela bobina primária (figura 1.6). Esta bobina representa o circuito primário de um transformador no qual o anel de plasma constitui o circuito secundário. Funciona como um aquecedor elétrico onde o calor gerado depende da intensidade da corrente e da resistência elétrica. No entanto, a resistividade do plasma diminui à medida que sua temperatura aumenta, tornando o processo de aquecimento menos eficiente. A temperatura máxima que pode ser alcançada em tokamaks por aquecimento resistivo (ou aquecimento ôhmico) é de aproximadamente 3×10^7 K, duas vezes maior que a temperatura no centro do Sol; porém ainda é menor do que a necessária para fazer com que um reator funcione ($\sim 10^8$ K).

Em experimentos que utilizam máquinas do tipo tokamak, técnicas de aquecimento auxiliares tem sido utilizadas para atingir temperaturas de até 5×10^8 K (mais que trinta vezes a temperatura do sol). Os dois principais métodos de aquecimento adicional consistem na injeção de feixes de partículas neutras de alta energia e de ondas de radiofrequência de vários tipos. Como exemplo, no tokamak TCABR é utilizado, entre outros processos, o aquecimento auxiliar por ondas de Alfvén.

1.4.3- Linhas Gerais da Dissertação

O presente trabalho foi realizado com intuito de apresentar os aspectos principais da instalação e operação do complexo diagnóstico por espalhamento Thomson, assim como cálculo de parâmetros importantes.

O espalhamento Thomson estabeleceu-se na comunidade científica do setor, como diagnóstico que melhor mede a temperatura eletrônica de um plasma [1] tanto para altas (KeV) como para baixas temperaturas (eV).

Essa excelência na medida de temperatura eletrônica se deve a vários fatores, em especial a obtenção de distribuição de velocidades dos elétrons e pelo fato de que a princípio não há necessidade de conhecer praticamente nenhum parâmetro do plasma. Essas temperaturas, uma vez obtidas, permitem a obtenção de outra informação valiosíssima, que é a densidade eletrônica do plasma.

No entanto, para esse cálculo de densidade é necessário realizar uma calibração absoluta, e tal desafio foi o tema central dessa dissertação.

Este tipo de diagnóstico passou por significativa evolução desde a década de 50, principalmente devido a persistência e perseverança de vários cientistas [11] e pelo fato

dos crescentes avanços tecnológicos que possibilitaram aperfeiçoamentos essenciais para melhorias significativas em especial ligadas à resolução temporal e espacial.

Nos trabalhos com esse tipo de espalhamento, no início da década de 50, eram utilizados feixes eletromagnéticos contínuos emitidos na banda das ondas de rádio e utilizados para medições e sondagens na ionosfera [5,6]. Somente no início do século XXI a tecnologia do laser emitindo em contínuo amadureceu o suficiente para que fosse possível o diagnóstico de espalhamento Thomson com resolução temporal aceitável.

O espalhamento Thomson foi essencial para comprovar os resultados obtidos pelos soviéticos no tokamak T3, alcançando, pela primeira vez no mundo, temperatura do plasma correspondente à energia térmica acima de 1 keV [8].

Nesse contexto de avanços tecnológicos, é muito oportuno citar o grandioso projeto do tokamak ITER. Este experimento está em construção no sul da França e representa hoje a promessa de produção de energia ambientalmente amigável através da tão sonhada fusão nuclear [25,27]. O sistema de espalhamento Thomson para este experimento oferece grande desafio, principalmente devido aos danos da radiação aos componentes ópticos, exigindo um projeto altamente complexo [14,25].

Voltando para caso específico do experimento realizado no TCABR, foram enfrentadas diversas dificuldades tecnológicas e de logística, as quais felizmente foram contornadas da melhor forma possível.

O primeiro grande desafio foi adaptar o diagnóstico Thomson à configuração e espaço físico do Laboratório de Física de Plasmas da Universidade de São Paulo [26], sendo que esse diagnóstico foi uma doação da Universidade de Lisboa e uma série de modificações foram feitas em relação à montagem original no tokamak ISTTOK em Portugal.

Nos trabalhos com um diagnóstico com esse nível de complexidade, naturalmente surgiram uma infinidade de desafios teóricos e experimentais, principalmente ligado ao fato de ser uma óptica muito precisa e o tratamento quantitativo envolver aplicações de métodos matemáticos e físicos sofisticados.

Conforme detalhado na seção 1.1, a presente dissertação tem como principal objetivo a medição da densidade eletrônica do plasma através da incidência de uma onda eletromagnética, produzindo o chamado Espalhamento Thomson. São apresentados nessa introdução os objetivos gerais e uma síntese da produção de energia através da fusão, assim como viabilidade ambiental e comparativo com algumas das principais fontes de energia atual.

No capítulo II, será apresentada a teoria básica do espalhamento Thomson numa visão generalizada. No entanto, para, de fato medirmos a densidade com espalhamento Thomson, tivemos antes que obter resultados confiáveis da temperatura eletrônica do plasma, também com diagnóstico Thomson. Para isso foi projetada e construída uma

estrutura composta por dezenas de peças colaborando com o Prof. Dr. Fábio O. Borges [12,13] que supervisionou a criação do programa computacional para tratamento e análise dos dados e os trabalhos no sistema óptico do diagnóstico em geral. Este último foi viabilizado pelas valiosas colaborações do Prof. Dr. Manuel Alonso da Universidade de Lisboa[1] e do Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni do INPE. Todo esse processo está descrito no capítulo III. Com todo esse trabalho realizado, foi possível iniciar as atividades com o diagnóstico Thomson de forma efetiva no tokamak TCABR.

Portanto para medir densidade eletrônica do plasma é necessário realizar uma calibração absoluta, esta calibração foi possível através do diagnóstico de emissão ciclotrônica dos elétrons (ECE).

No quarto capítulo é apresentada a descrição desse processo de calibração do sistema Thomson através do (ECE), cujos coeficientes (ou constantes) de calibração são resultados centrais dessa dissertação, pois estes, uma vez calculados, possibilitam a obtenção da densidade eletrônica do plasma explicitamente.

Esta fase foi realizada com o fundamental apoio do pesquisador Dr. Omar Usuriaga (INPE), na operação e interpretação dos dados do diagnóstico ECE.

No quinto e último capítulo, é apresentada uma conclusão, com algumas previsões de avanços nessa linha de investigação, algumas sugestões de melhorias e aperfeiçoamentos, assim como perspectivas futuras.

CAPÍTULO II

ESPALHAMENTO THOMSON

2.1 – Primórdios do Espalhamento Thomson

Foi Sir Joseph John Thomson, o mesmo que identificou o elétron em 1897, quem mostrou pela primeira vez em 1906 que a luz pode fazer com que elétrons oscilem “para cima e para baixo” e assim reemitindo luz simultaneamente na mesma frequência da luz incidente, numa configuração de dipolo elétrico. Este fenômeno foi posteriormente denominado “Thomson Scattering” que em português é usualmente traduzido como Espalhamento Thomson.

O termo “Espalhamento” nos parece conveniente, pois consideramos uma colisão elástica entre os fótons e os elétrons do plasma. Portanto, os elétrons do plasma não ganham energia dos fótons, sendo assim, o plasma não sofre perturbação ao ser atravessado pela onda eletromagnética [1].

Outra tradução possível para “Scattering” seria dispersão. Porém esta denominação não seria muito conveniente, tendo em vista que este fenômeno está associado à separação cromática da luz branca por um prisma. No entanto, o plasma provoca um alargamento espectral do comprimento de onda dos fótons monocromáticos incidentes e não uma separação espacial dos diferentes fótons que compõem a luz branca.

2.2 – Origem dos diagnósticos de Espalhamento Thomson

A utilização de diagnósticos baseados na ocorrência do espalhamento Thomson está relacionada ao estudo dos parâmetros da ionosfera, que é a camada atmosférica ionizada pelos raios ultravioletas e pelo fluxo de partículas liberadas pelo Sol.

A ionosfera age na propagação de ondas de rádio provocando a sua reflexão na camada em que a frequência da onda é igual a frequência de plasma f_p , sendo esta proporcional à raiz quadrada da densidade eletrônica e dada por [1,3]

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.2.1)$$

onde n_e é a densidade eletrônica, “e” é o módulo da carga do elétron, m_e a massa do elétron e ϵ_0 é a permissividade no vácuo.

Resultados experimentais mostraram a viabilidade desse diagnóstico, principalmente de Bailey et.al 1952 [4] e Gordon 1958 [5]. Além deles, acredita-se que tenha sido Bowles em 1958 [1,6], quem utilizou, pela primeira vez, com sucesso, um sistema de espalhamento Thomson para definir o perfil da densidade do plasma na ionosfera.

Estes trabalhos suscitaram o desenvolvimento da teoria que pôs em evidência duas componentes desta radiação espalhada. Uma é o espalhamento coerente ou coletivo traduzindo os movimentos do conjunto dos elétrons e outra é o espalhamento incoerente devido aos movimentos aleatórios da agitação térmica. Este último será abordado com ênfase pois trata exatamente do espalhamento que ocorre na investigação científica proposta nesta dissertação. Cientistas do mundo inteiro utilizam o método, principalmente pela confiabilidade dos dados obtidos e em especial pela viabilidade nas aplicações para plasmas criados em laboratório. A grande conveniência é por consistir

num método não perturbativo, que, ainda assim, possibilita medições diretas e precisas. Em síntese, espalhamento Thomson é o espalhamento de fótons incidentes por um número geralmente muito grande de partículas carregadas. Na figura 2.1, temos um esquema de espalhamento Thomson.

Figura 2.1- Geometria do Espalhamento

A extensão limitada dos plasmas de laboratório (alguns centímetros apenas) e as densidades eletrônicas obtidas (10^{18} até 10^{20} m^{-3} para plasmas de fusão) impõe comprimentos de onda próximos da região do visível e como a seção de choque eficaz do espalhamento Thomson é muito pequena ($\sigma_T \approx r_0^2$), onde r_0 raio clássico do elétron, somos obrigados a utilizar feixes de altas intensidade e com muita energia. [6,7].

A primeira publicação sobre espalhamento Thomson incoerente aplicado em tokamak, é datada de 1968, por autoria de N. Peacock, D. Robinson, Peter Wilcock e V. Sannikov. A técnica foi utilizada no tokamak russo T-3, medindo a temperatura e densidade eletrônica [6].

2.3 – Potência espalhada

A estrutura teórica tem como princípio as equações de Maxwell. É sabido que uma carga acelerada emite radiação e através dessas equações determinamos o campo eletromagnético emitido por uma carga sujeita a uma aceleração $\dot{v}$. Para isso, se faz necessário calcular os potenciais retardados de Lienard-Weichert e uma série de outros procedimentos, obtendo as equações (2.3.1)(2.3.2). Vamos iniciar revendo a teoria que descreve um caso particular de uma única carga. Quando uma partícula é atingida por uma onda eletromagnética incidente $\vec{E}_i$, ela é acelerada e emite radiação espalhada $\vec{E}_s$.

Como a velocidade da luz é finita, a radiação medida no tempo posterior t (posição de um observador R), foi gerada no tempo retardado t' , e é descrita por [7,8]

$$\vec{E}_s(\vec{R}', t') = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{(\vec{s} - \vec{\beta})(1 - \beta^2)}{(1 - \vec{s} \cdot \vec{\beta})^3 R'^2} + \frac{\vec{s} \times ((\vec{s} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}})}{c(1 - \vec{s} \cdot \vec{\beta})^3 R'} \right]_{ret}, \quad (2.3.1)$$

$$\vec{B}_s(\vec{R}', t') = \vec{s} \times \frac{\vec{E}_s(\vec{R}', t')}{c} \quad (2.3.2)$$

onde $\beta = \frac{v(t')}{c}$, $\dot{\beta} = \frac{\dot{v}(t')}{c}$,

$t' = t - \frac{R'}{c} = t - \frac{R}{c} + \frac{\hat{s} \cdot \vec{r}}{c}$ é o tempo retardado,

v é a velocidade da carga (elétron, no espalhamento Thomson) no instante t' , c é a velocidade da luz, ϵ_0 é a permissividade elétrica, R' representa a distância do elétron ao observador, no instante em que o elétron é submetido ao campo da onda incidente, e $\vec{s}$ é a direção de propagação da onda espalhada em relação ao observador.

O primeiro termo em (2.3.2) representa o campo Coulombiano considerando o atraso na propagação. A sua dependência com $\frac{1}{R'^2}$ torna-o insignificante para as distâncias de observação típicas.

Figura 2.2 – Posição do elétron (e) e do observador (O) no referencial do laboratório.

O movimento da carga nas experiências de espalhamento está limitado a um pequeno volume cilíndrico, cujo diâmetro é muito menor que a distância de observação ($r \ll R$). Portanto, podemos fazer a aproximação $R' \cong R$ obtendo então

$$\vec{E}_s = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c R} \frac{\vec{s} \times \left((\vec{s} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}} \right)}{(1 - \vec{s} \cdot \vec{\beta})^3} \quad (2.3.3)$$

A potência detectada no elemento de superfície dS no ponto de observação O é igual ao fluxo do vetor de Poynting através da superfície dS

$$dP_s = \vec{P} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E}_s \times \vec{B}_s) \cdot \vec{s} ds \quad (2.3.4)$$

$$dP_s = \epsilon_0 c E_s^2 ds \quad (2.3.5)$$

que, por unidade de ângulo sólido, torna-se

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \epsilon_0 c R^2 E_s^2 \quad (2.3.7)$$

Resolvendo (2.3.7) em coordenadas esféricas somos conduzidos a uma distribuição espacial da potência espalhada com forma idêntica à da radiação de dipolo [7,8]. Na figura 2.3, temos os dois casos em que a velocidade média dos elétrons pode ser considerada não relativística (2.3.a) e relativística (2.3.b), ou seja, quando a velocidade média dos elétrons é uma fração significativa da velocidade da luz.

Figura 2.3 – Dependência angular da potência espalhada por um elétron espalhado.

(a) Desconsiderando efeitos relativísticos ($v/c \ll 1$) e (b) caso relativístico, nos exemplos em que $v/c = 0,6$, $v/c = 0,3$ e $v/c \cong 0$

Consideramos o caso de uma onda plana, monocromática, incidente numa carga q , cuja posição e velocidade são $\vec{v}(t)$ e $\vec{r}(t)$. Desse modo, a força exercida pelos campos incidentes $\vec{E}_i$ e $\vec{B}_i$ é dada por[7,8]

$$\vec{F} = m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = e \left(\vec{E}_i + \vec{v} \times \vec{B}_i \right) \quad (2.3.8)$$

com

$$\vec{E}_i = \vec{E}_0 \cos \left(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r} \right) \quad (2.3.9)$$

$$\vec{B}_i = \vec{i} \times \frac{\vec{E}_i}{c} \quad (2.3.10)$$

$$\vec{k}_0 = \frac{\omega_0}{c} \vec{i} \quad (2.3.11)$$

$$m = m_e \gamma \quad (2.3.12)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.3.13)$$

onde m_e representa a massa do elétron em repouso, k_0 é o número de onda incidente, ω_0 é a frequência de onda incidente, $\mathbf{i}$ é o vetor que indica direção da onda incidente.

Expressando a potencia espalhada em função da sua velocidade e das características do campo incidente, utilizando a seção de choque de espalhamento σ , admitindo $\beta \ll 1$, e que por isso podemos ignorar o efeito do campo magnético [6, 19], temos

$$\begin{aligned} (a) \quad \dot{\vec{\beta}} &\approx \frac{e}{cm_e} \vec{E}_i \\ (b) \quad \vec{E}_s &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0 cR} \vec{s} \times (\vec{s} \times \dot{\vec{\beta}}) \\ (c) \quad \frac{dP_s}{d\Omega} &= r_0^2 \epsilon_0 c E_0^2 \left[\left| \vec{s} \times \left(\vec{s} \times \frac{\vec{E}_0}{|\vec{E}_0|} \right) \right|^2 \right] \cos^2(\varphi(t)) \end{aligned} \quad (2.3.14)$$

onde $\varphi(t)$ representa a fase da onda incidente no momento do espalhamento e r_0 é o raio clássico do elétron ($r_0 = 2,82 \cdot 10^{-15}$ m) dado por

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad (2.3.15)$$

A potência espalhada pelos íons pode ser desprezada (devido dependência com a massa), logo **a maior contribuição será dos elétrons.**

Portanto, devido fator geométrico, o termo entre colchetes em 2.3.14(c), se reduz a

$$\left[\vec{s} \times \left(\vec{s} \times \frac{\vec{E}_0}{|\vec{E}_0|} \right) \right]^2 = 1 - \sin^2(\theta) \cdot \cos^2(\varphi)$$

conforme figura 2.4 a seguir. Assim, a potência média por unidade de ângulo sólido será

$$\frac{dP_{s(media)}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon_0 c E_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi) = \sigma P_0 \quad (2.3.16)$$

sendo que nessa equação usamos a simplificação $P_0 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2$. Dessa forma obtemos a seção de choque para o espalhamento Thomson[1]

$$\sigma = r_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi) \quad (2.3.17)$$

Considerando a origem das coordenadas como o ponto em que a radiação incidente (aqui representada pelo vetor $\mathbf{k}_0$) emite radiação espalhada Thomson (vetor $\mathbf{k}_s$) e com observador num ponto P, temos um esquema da geometria desse espalhamento na figura 2.4.

Figura 2.4 – Geometria básica do Espalhamento Thomson

Ainda de acordo com (2.3.17) percebemos que a seção de choque é máxima para as direções de espalhamento perpendiculares ao campo incidente, ou seja $\varphi=90^\circ$, portanto $\sigma=r_0^2$ para qualquer θ . Os campos espalhado e incidente tem a mesma polarização.

2.4 – Teoria do Espalhamento Thomson por um plasma

Na seção anterior, vimos os aspectos principais do espalhamento por uma única carga (nesse caso, o elétron). Podemos agora introduzir uma análise mais abrangente, levando em conta o comportamento coletivo para um sistema composto por várias cargas. Para simplificação da descrição quantitativa vamos focar a atenção nas seguintes observações [6]:

- (i) Devido a blindagem de Debye, a influência de cada carga é limitada de modo que podemos desprezar as interações simultâneas de três ou mais cargas quando as condições de plasma ocorrem.

- (ii) No caso em que a radiação incidente tem uma frequência $\omega_i \gg (\omega_p, \Omega_e)$ a onda eletromagnética é transmitida e a atenuação devido ao espalhamento é insignificante. Se o volume do espalhamento é opticamente fino, podemos então tratar a interação de cada carga de forma independente. Desse modo, o campo elétrico espalhado é obtido como a soma dos campos espalhados individualmente por cada carga.
- (iii) Num plasma, o elétron é submetido às colisões com outras partículas. No caso do plasma de um tokamak, as frequências de colisão são menores que a frequência da onda incidente, por isso seus efeitos no processo de espalhamento são reduzidos.

2.4.1 – Potência Espalhada por um volume de plasma

O campo radiado por um conjunto de partículas é a soma dos campos emitidos por cada partícula

$$\vec{E}_T = \sum_i \vec{E}_{Si} \quad (2.4.1)$$

Com

$$\vec{E}_{Si} = \frac{r_0}{R} \left[\vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{E}_0) \right] \cos \varphi_i(t) \quad (2.4.2)$$

Por consequência, a potência espalhada pode ser escrita na forma [11]

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \varepsilon_0 c R^2 \left| \sum_i \vec{E}_{Si} \right|^2 \quad (2.4.3)$$

sendo

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \varepsilon_0 c R^2 \left| \sum_i \vec{E}_{Si} \right|^2 + \varepsilon_0 c R^2 \sum_{i \neq j} \vec{E}_{Si} \vec{E}_{Sj}^*$$

a segunda parte da equação acima representa as duas formas de espalhamento nas quais a importância relativa depende da coerência entre as fases $\varphi_i(t)$ das ondas espalhadas pelos elétrons. Se os elétrons estão distribuídos aleatoriamente, somente o primeiro termo é não nulo e o espalhamento é incoerente. Se existem correlações no movimento dos elétrons, o segundo termo existe e pode ser predominante. Nesta última situação o espalhamento é chamado coerente. Nos trabalhos teóricos e experimentais, frutos da presente investigação, ocorre o espalhamento incoerente, assim este terá maior ênfase ao longo dessa dissertação.

2.5 – Espalhamento Thomson Coerente e Incoerente num plasma

A escolha do vetor espalhamento k conduz ao aparecimento de componentes chamadas aleatória ou coletiva na radiação espalhada. A componente aleatória é devida ao movimento dos elétrons à escala microscópica e a componente coletiva é causada pelas flutuações da densidade à escala macroscópica. A natureza incoerente ou coletiva de espalhamento determina-se comparando o comprimento de análise (k^{-1}) com a mais pequena distância de correlação[1].

Num plasma, a distância de correlação coincide com o comprimento de Debye λ_D [21]; desse modo, o campo Coulombiano de uma partícula carregada só não é perfeitamente compensado pelos campos eletromagnéticos até λ_D . Portanto, uma flutuação desse campo devido ao movimento de uma partícula numa distância inferior a λ_D não tem uma incidência maior que dentro da esfera de Debye [1].

Para amplitude de deslocamento próxima ou superior a λ_D , a ação da blindagem da esfera de Debye não é suficiente. Assim a escala de flutuações coletivas de densidade num plasma é λ_D . As correlações entre os movimentos dos elétrons tem por origem instabilidades e correlações existentes naturalmente entre íons e elétrons devido força de Coulomb. Se considerarmos somente este tipo de flutuação, podemos demonstrar que o espalhamento coletivo reflete agitação térmica dos íons.

O campo Coulombiano de cada íon é neutralizado pela nuvem de elétrons que o rodeia para qualquer tipo de movimento. Como a seção de choque dos íons é desprezável, o campo espalhado é devido unicamente ao conjunto de elétrons que fazem parte da blindagem do íon.

Objetivamente falando, para $k \gg \lambda_D^{-1}$, espalhamento é incoerente. A potência espalhada é proporcional ao valor médio da densidade eletrônica e o seu espectro é análogo à função de distribuição das velocidades eletrônicas.

Já para $k \ll \lambda_D^{-1}$ temos ocorrência dos efeitos coletivos, a potência espalhada é proporcional ao quadrado das flutuações da densidade eletrônica do vetor de onda k . Se o plasma for puramente térmico o seu espectro é função da distribuição de velocidades iônicas.

Para um plasma turbulento, o espectro será função das flutuações da densidade eletrônica.

2.5.1 – Espectro espalhado por um plasma

Se os elétrons estivessem uniformemente distribuídos e sua carga perfeitamente espalhada, o espalhamento resultante seria nulo e não seria possível observar o espalhamento devido aos elétrons, porque para cada componente do campo espalhado numa determinada direção existiria sempre um campo idêntico e oposto que o anularia.

Portanto, se considerarmos uma média da densidade eletrônica, é possível que numa escala pequena, o nível local da densidade flutue, assim, o espalhamento ocorrerá exatamente em virtude dessa flutuação.

Com analogia, se observarmos a densidade num determinado ponto do plasma, verificamos que seu valor vai variar no tempo; assim a densidade é uma função do vetor direção $\mathbf{k}$ e da frequência ω , ou seja $n(\mathbf{k}, \omega)$.

Do ponto de vista experimental, medimos uma média temporal do valor da flutuação da densidade, dada por

$$\left\langle \left| n_e(\vec{k}, \omega) \right|^2 \right\rangle = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \left| n_e(\vec{k}, \omega) \right|^2 dT . \quad (2.6.1)$$

Considerando um sistema estacionário e a definição apresentada na seção 2.5, teremos que a média temporal da flutuação da densidade é $\left\langle \left[n_e(\vec{k}, \omega) \right]^2 \right\rangle$. Por analogia com essa relação, o espectro da densidade é geralmente escrito em função da densidade espectral $S(\mathbf{k}, \omega)$ “Spectral Density Function”. Essa denominação aparece em várias fontes na literatura e inclusive em muitos artigos[1,6].

Desse modo, temos

$$S(\vec{k}, \omega) \equiv \lim_{V \rightarrow \infty, T \rightarrow \infty} \frac{1}{VT} \left\langle \frac{n_e(\vec{k}, \omega) \cdot n_e^*(\vec{k}, \omega)}{n_0} \right\rangle \quad (2.6.2)$$

onde n_e é a densidade eletrônica média, V representa o volume de espalhamento e T representa informações de tempo no cálculo da média temporal (2.6.1).

Podemos portanto escrever o espectro da potência espalhada em função de $S(\mathbf{k}, \omega)$ da seguinte forma [1,6]

$$\frac{dP_s}{d\omega d\Omega} = n_0 \sigma_e P_0 S(\vec{k}, \omega) \quad (2.6.3)$$

sendo que $S(\mathbf{k}, \omega)$ representa a densidade espectral das flutuações que inclui o efeito do deslocamento Doppler e os efeitos de correlações.

Somente em 1960 foi estabelecida a expressão do espectro espalhado para um plasma não turbulento pelo cientista americano Edwin Salpeter [10]. Nesse caso as flutuações coletivas da densidade são de origem térmica implicando que as distribuições de velocidade eletrônica e iônica sejam Maxwellianas. Embora Salpeter tenha obtido uma expressão aproximada, esta possibilitou separar as contribuições eletrônicas e iônicas e relacionou cada uma delas com um parâmetro.

Foram introduzidos então, importantes parâmetros α e β' , que Salpeter definiu por

$$\alpha = \frac{1}{k\lambda_D} \quad , \quad \beta' = \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} Z \frac{T_e}{T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6.4)$$

Desse modo, admitindo $T_e = T_i$, a densidade espectral das flutuações pode ser representada pela expressão

$$S(\vec{k}, \omega) d\omega = \Gamma_{\alpha}(x_e) dx_e + Z \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right) \Gamma_{\beta'}(x_i) dx_i \quad (2.6.5)$$

onde

$$x_e = \frac{\omega - \omega_0}{k v_e}, \quad x_i = \frac{\omega - \omega_0}{k v_i}$$

sendo

$$v_e = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}, \quad v_i = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}} \quad (2.6.6)$$

sendo que os fatores $\Gamma_{\alpha\beta'}$ são funções tabeladas [9].

A importância relativa das contribuições eletrônicas S_e e iônicas S_i dependem de α , já que S_e e S_i são funções de α .

Podemos então integrar separadamente cada termo, obtendo assim

$$S_e(\vec{k}) = \frac{1}{1 + \alpha}$$

$$S_i(\vec{k}) = \frac{Z\alpha^4}{(1 + \alpha^4)(1 + (Z + 1)\alpha^2)} \quad (2.6.7)$$

Como detalhado na referência [1], para $\alpha \ll 1$ a contribuição iônica é nula e para um plasma de deutério ($Z=1$) a seção de choque é reduzida pela metade em relação ao valor original. Temos então para o caso incoerente

$$n_0 \sigma_e S(\vec{k}) = \frac{n_0 \sigma_e}{2} \quad (2.6.8)$$

Entre os dois casos extremos, a forma do espectro evolui suavemente conforme figura 2.5, retirada do próprio artigo de E.E.Salpeter [10]

Figura 2.5 – Espectro espalhado correspondente a: (a) regime incoerente $\alpha \ll 1$, (b) regime coletivo e (c) regime para $\alpha \gg 1$.

Se $\alpha \ll 1$, o espectro é incoerente (Fig.2.5 a) e tem uma típica forma Gaussiana, com a largura medida na altura média $\Delta\omega_e = k v_e$. Se $\alpha \sim 1$ os efeitos coletivos aparecem com ressonâncias devido as oscilações oriunda dos elétrons do plasma. Finalmente, se $\alpha \gg 1$ a contribuição eletrônica reduz-se a duas linhas de oscilação do plasma.

2.6 – Medidas de Temperatura e Densidade dos elétrons num plasma

A partir desta seção, será realizada associação direta de toda teoria geral desenvolvida nas seções anteriores, agora especificamente para plasma de um tokamak, com objetivo de obter temperatura e densidade do plasma. É preciso portanto, fazer algumas considerações importantes:

- (i) A influência no espectro de um campo magnético estático no processo de confinamento.
- (ii) A presença de diferentes espécies iônicas (impurezas).
- (iii) Os casos em que plasmas não são perfeitamente Maxwellianos.

As explicações para os casos considerados acima estão um pouco além do propósito deste trabalho; somente foi considerado o fenômeno principal da interação entre um feixe de fótons e um plasma não perturbado por campo magnético externo, sem impurezas e com distribuição de velocidades Maxwelliana (em equilíbrio termodinâmico).

As grandezas que estabelecem a forma do espectro são a temperatura e densidade eletrônicas, temperatura iônica, o campo magnético e a densidade espectral das flutuações. Com auxílio de diagnósticos, cada uma destas grandezas pode ser avaliada, analisando o espectro espalhado em várias situações experimentais.

A escolha do comprimento de onda incidente e do ângulo de observação para um plasma com determinados valores de T_e e n_e fixa o valor do parâmetro α detalhado na seção anterior e impõe a natureza incoerente do espectro observado. Assim temos a forma desse fator, agora especificamente dada por [1]

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{4 \cdot \pi \cdot \lambda_D \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} = \left[2 \frac{2\pi}{\lambda_0} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \lambda_D \right]^{-1} \quad (2.6.1)$$

Se a distribuição de velocidades eletrônicas for Maxwelliana, a determinação de T_e e n_e é facilmente realizada no modo incoerente ($\alpha \ll 1$) devido ao fato de o espectro só depender de T_e . Como o espectro espalhado é uma imagem da distribuição de velocidades dos elétrons, então T_e e n_e podem ser deduzidos através da medição da largura e da área do espectro.

Para o diagnóstico Thomson do tokamak TCABR, a fonte escolhida foi um laser de Nd:glass com comprimento de onda $\lambda_0 = 1054$ nm e o ângulo de observação θ é de 90° . Todas as várias informações específicas nos levam a um parâmetro α da ordem de 10^{-3} , ou seja $\ll 1$, explicitando claramente o regime de espalhamento Thomson incoerente.

2.7 – Espalhamento Incoerente sem Efeitos Relativistas

A hipótese de um espalhamento em modo incoerente permite definir a potência espalhada por um conjunto de elétrons como sendo igual à soma das potências espalhadas por cada elétron individualmente [1]

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \sum_i P_{si} \quad (2.7.1)$$

A potência espalhada na banda espectral de largura $d\omega$ está centrada sobre ω_s e é devida aos elétrons que cumprem a condição seguinte

$$v_k = \frac{\omega_i - \omega_s}{k} = \frac{\Delta\omega}{k} \quad (2.7.2)$$

Se o número de elétrons num volume de espalhamento for suficientemente grande, podemos substituir o somatório pela integral da função de distribuição da velocidade eletrônica. A potência espalhada pela fração de elétrons, nos quais as velocidades projetadas sobre K estão no intervalo v_k e $(v_k + dv_k)$, pode ser escrita como[1]

$$dP_s = P_0 dv_k \iint dv_1 dv_2 \sigma(v_k, v_1, v_2) f(v_k, v_1, v_2) \quad (2.7.3)$$

onde v_k, v_1, v_2 representam respectivamente as projeções do vetor velocidade do elétron sobre o vetor espalhamento e sobre dois vetores ortogonais entre si e perpendiculares ao vetor espalhamento.

Expressando agora a potência espalhada na banda espectral $d\omega$ centrada sobre ω_s e fazendo mudança de variáveis, temos

$$dP_s = P_0 \frac{d\omega_s}{k} \iint dv_1 dv_2 \sigma\left(\frac{\Delta\omega}{k}, v_1, v_2\right) f\left(\frac{\Delta\omega}{k}, v_1, v_2\right) \quad (2.7.4)$$

Num plasma em equilíbrio, a população eletrônica é descrita por uma Maxwelliana[11] caracterizada por uma temperatura média T_e , ou seja

$$f(v_k, v_1, v_2) = \frac{1}{\pi^{3/2} v_e^3} \exp\left(-\frac{v_k^2 + v_1^2 + v_2^2}{v_e^2}\right) \quad (2.7.5)$$

sendo que para esse caso, a velocidade eletrônica v_e é próxima a [11]

$$v_e (m/s) = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{T_e (eV)} \quad (2.7.6)$$

Podemos agora montar uma expressão para o espectro espalhado para uma temperatura T_e pequena, ou seja, para uma velocidade média dos elétrons muito inferior à velocidade da luz. Neste caso podemos afirmar que a seção de choque é idêntica para todos elétrons independente da sua velocidade.

Sendo P_0 a potência incidente, então a potência espalhada P_s na banda espectral $d\omega_s$ pode ser expressa por

$$\frac{dP_s}{d\omega d\Omega} = \frac{\sigma P_0 \Delta V n_e}{A} = \frac{1}{\sqrt{\pi} k v_e} \exp\left(-\frac{\Delta\omega^2}{(k v_e)^2}\right) \quad (2.7.7)$$

onde n_e representa a densidade eletrônica, $n_e \Delta V$ é o número de elétrons dentro do volume ΔV , A é a área (seção no volume de espalhamento). Lembrando ainda que, como citado na seção 2.3, a seção de choque σ é dada pela expressão (2.3.17), sendo φ o ângulo formado pelo plano de espalhamento e o vetor campo elétrico e θ representa o ângulo formado pelas direções das ondas incidentes e espalhadas. (Como sabemos, neste experimento $\varphi=90^\circ$, assim essa seção de choque torna-se simplesmente $\sigma=r_0^2$).

A escolha dessa configuração experimental se deve ao fato de ser muito conveniente usar uma onda polarizada linearmente e perpendicular ao plano de observação, assim fica facilitada a obtenção da seção de choque máxima de espalhamento Thomson citada acima ($\sigma=r_0^2$).

Podemos agora expressar o espectro em função dos comprimentos de onda, pois este é um dado experimental diretamente acessível. Admitindo o desvio Doppler como pouco significativo, podemos obter as expressões

$$\omega_s - \omega_0 \approx -\frac{2\pi}{\lambda_0^2} c (\lambda_s - \lambda_0) = -\frac{2\pi}{\lambda_0^2} c (\Delta\lambda)$$

desse modo

$$d\omega_s = -\frac{2\pi}{\lambda_0^2} c d\lambda_s \quad (2.7.8)$$

Finalmente , temos a expressão desejada[1,11]

$$\frac{dP_s}{d\omega d\Omega} = \frac{r_0^2 P_0 \Delta V n_e}{A} \frac{c}{\sqrt{\pi} v_e 2\lambda_0 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \exp\left[-\left(\frac{c}{v_e} \frac{\Delta\lambda}{2\lambda_0 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right)^2\right] \quad (2.7.9)$$

Como corolário, verificamos que a largura do espectro a $\frac{1}{e}$ da altura, é igual a

$$\Delta\lambda = 8,43\sqrt{T_e} \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.7.10)$$

com este comprimento de onda medido em nanômetros e temperatura eletrônica T_e em elétron-Volts (eV).

Podemos então organizar alguns parâmetros importantes do diagnóstico Thomson no caso específico do tokamak TCABR na tabela abaixo.

Comprimento de Debye médio	$\lambda_D = 30 \mu\text{m};$
Ângulos de espalhamento e do campo eléctrico (ângulos θ e φ)	θ e φ iguais a 90° ;
Densidade média	$n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Ângulo sólido de observação	$\Delta\Omega = 8,1 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$
Comprimento do volume de observação	$L = 18 \text{ mm}$
Secção eficaz diferencial de espalhamento	$d\sigma/d\Omega = 7,94 \cdot 10^{-30} \text{ m}^2\text{sr}^{-1}$
Razão entre as potências incidente e espalhada	$P_s/P_o = 10^{-14}$
Número de fótons incidentes no plasma	$2,39 \cdot 10^{19}$ fótons (com 4,5J)

Tabela 2 – Parâmetros para diagnóstico Thomson no Tokamak TCABR

Sendo assim, o número total de fótons espalhados (n_s), no ângulo sólido é constante e independe da temperatura eletrônica, porém é linearmente dependente da densidade eletrônica. Para o diagnóstico Thomson instalado no tokamak TCABR com densidade do plasma da ordem de 10^{19} m^{-3} , $n_s \sim 1,72 \cdot 10^5$ fótons.

Na figura 2.9 a seguir, são apresentados explicitamente alguns parâmetros mostrados na tabela 2.

Figura 2.6 – Esquema da luz espalhada em um experimento Thomson

O valor aproximado é devido a que consideramos todos fótons espalhados como monocromáticos com frequência igual à frequência incidente do laser. A duração temporal do impulso espalhado é imposta pelo impulso laser. Assim, podemos considerar que a potência espalhada no diagnóstico Thomson é bem determinada pela seguinte equação

$$P_s = \iint P_0 n_e l \sigma \frac{c}{\sqrt{\pi} v_e} \exp \left[- \left(\frac{c}{v_e} \frac{(\lambda_s - \lambda_0)}{2 \lambda_0 \sin(\theta/2)} \right)^2 \right] d\lambda_s d\Omega \quad (2.7.11)$$

e com velocidade dos elétrons v_e sendo

$$v_e = \sqrt{\frac{2k_B}{m_e}} \sqrt{T_e} \quad (2.7.12)$$

e obtemos assim a potência espalhada P_s em função do comprimento de onda da radiação espalhada e do ângulo sólido de observação. Na figura 2.7 é feita uma representação explícita dos vetores e dos ângulos.

Figura 2.7 – Representação vetorial do Espalhamento Thomson

É preciso então obter a potência espalhada P_s em função do comprimento de onda espalhado, do ângulo θ (entre k_o e k_s) e do ângulo ϕ (entre E_o e k_s) e por fim, substituir esses resultados na expressão (2.7.11).

Foram ainda realizadas simulações [12] para os casos não-relativístico e relativístico. (figura 2.8).

Figura 2.8 – Simulação para as funções de densidade espectral não relativística (a) e relativística (b), para um laser Nd:Glass ($\lambda=1054\text{nm}$) e ângulo de espalhamento $\theta=90^\circ$.

Vamos agora expressar 2.7.11, já em função dos comprimentos de onda λ , temos então

$$P_s = P_0 \frac{d\sigma_T}{d\Omega} n_e \Delta L \Delta \Omega \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s \quad (2.7.13)$$

A função de densidade espectral $S(\lambda_s, T_e)$ fornece o deslocamento em comprimentos de onda devido à velocidade dos elétrons. Este termo é calculado sobre a média das flutuações da densidade, incluindo o deslocamento Doppler e os efeitos de correlação. No caso do plasma do TCABR as flutuações de densidade são de origem térmica, as distribuições da velocidade eletrônica e iônica são Maxwellianas e o parâmetro de Salpeter é muito menor que um. Nesta situação o espalhamento é devido unicamente às flutuações térmicas eletrônicas. Assim, o plasma se encontra no regime **incoerente** como dito anteriormente e só é necessário considerar as flutuações na densidade eletrônica. Por outro lado o plasma do TCABR possui temperatura menor que 1keV , de forma que é necessário considerar somente correções de primeira ordem no efeito relativístico, e a função de distribuição espectral $S(\lambda_s, T_e)$, fica dada por[11,12]

$$S(\lambda_s, T_e) = \frac{1}{\Delta\lambda_e \cdot \lambda_0 \cdot \sqrt{\pi}} \left(\lambda_0 - 3,5\Delta\lambda + \frac{\Delta\lambda^3}{\Delta\lambda_e} \right) \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_e} \right)^2 \right] \quad (2.7.14)$$

Com $\Delta\lambda_e = 2\lambda_0 \frac{v_e}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$, $v_e = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}}$ e $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_0$

Nesta expressão, λ_0 (1054nm) é o comprimento de onda do laser, λ_s é o comprimento de onda espalhado, c é a velocidade da luz, v_e é a velocidade térmica do elétron, T_e é a temperatura eletrônica, k_B é a constante de Boltzmann, m_e é a massa do elétron e θ é o ângulo de observação da luz espalhada.

Dentro das Gaussianas geradas, a energia se espalha em uma faixa maior de comprimentos de onda com o aumento da temperatura e o valor do pico central diminui conforme mostrado na figura 2.2. Este efeito é muito importante pois é através dele que se calcula a temperatura do plasma[11,12], o deslocamento central é devido efeito relativístico.

Com auxílio do software MATHEMATICA, foi obtida a representação gráfica para o caso específico do diagnóstico Thomson no tokamak TCABR, dada na figura 2.9.

Figura 2.8 – Gráfico alargamento espectral *versus* Potencia espalhada. O leve deslocamento central é devido efeito relativístico.

As figuras 2.7 e 2.8 mostram que o espectro é continuamente mais alongado e suave para temperaturas eletrônicas cada vez mais elevadas. Isto é o reflexo da modificação da função de distribuição de velocidades eletrônicas projetadas sobre o vetor espalhamento com aumento de temperatura.

Agora que já conhecemos a forma da função de distribuição espectral, é possível calcular as curvas teóricas que ligam a temperatura do plasma a uma pequena porção observada do espectro. Para simular a quantidade de energia espalhada que passa pela banda do filtro é só integrar a função de distribuição espectral na faixa de comprimentos de onda considerada. Como na equação 2.7.13 n_e , r_0 , P_0 , ΔL e $\Delta\Omega$ são constantes, temos que

$$P_s \propto \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s \quad (2.7.15)$$

onde λ_1 e λ_2 são valores que compreendem os extremos da faixa de comprimentos de onda observada. Em uma simulação simples pode-se calcular facilmente como estes valores variam para uma gama de temperatura e assim obter um perfil da variação da intensidade de cada canal (filtro) ao se variar a temperatura do plasma. Na figura a seguir é apresentado um gráfico para o valor da integral das funções de distribuição espectral relativística e não-relativística na faixa de comprimentos de onda de cada filtro[12,13].

Figura 2.9 – Perfil de intensidade dos filtros *versus* temperatura.

Notemos que no caso do sistema utilizado no TCABR, o sinal de espalhamento é detectado por um policromador com três filtros(canais) [12]. A intensidade calculada para cada canal varia com a temperatura, ou seja, o valor da intensidade calculada para um dado canal é único e diferente dos demais. Com esta informação podemos encontrar a temperatura do plasma relacionando os valores das intensidades calculadas nos três canais, sendo este, o ponto chave para analisar os dados do diagnóstico.

As três intensidades são obtidas da mesma função de distribuição espectral, isto é, a uma mesma temperatura. Este fato nos possibilita dividir um valor por outro obtendo um valor relativo entre duas intensidades para cada temperatura. Estas curvas feitas através da combinação das intensidades dos canais elimina a dependência das curvas com a densidade do plasma. Portanto, para uma combinação simples entre dois canais, a equação toma a forma

$$\frac{P_s(CH1)}{P_s(CH2)} = \frac{\int_{CH1} S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s}{\int_{CH2} S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s} \quad (2.7.16)$$

É possível também combinar três filtros (três canais), neste caso a 2.7.15, toma a forma

$$\frac{P_s(CH2) + P_s(CH3)}{P_s(CH1)} = \frac{\int_{CH2} S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s + \int_{CH3} S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s}{\int_{CH1} S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s} \quad (2.7.17)$$

Foram realizadas várias combinações [12], chegando à conclusão de que a razão entre os filtros CH1 e CH3 se aproxima de uma reta dando boa resolução para temperaturas acima de 150eV. Já a combinação entre CH1 e CH2 apresenta boa precisão de 50 a 300 eV. Foi observado ainda que os valores das curvas sem as correções relativísticas se afastam consideravelmente dos valores relativísticos a partir de 500 eV.

Nas simulações envolvendo combinações de três filtros (três canais), o melhor desempenho é dado pela soma dos filtros CH2 e CH3 dividido por CH1. A curva obtida dá excelente resolução de 50 eV em diante. É notório também que neste caso a diferença entre os resultados relativísticos e não-relativísticos se acentua.

Nas figuras a seguir, são apresentadas curvas teóricas para as situações descritas acima

Figura 2.10 – Curvas teóricas para razão entre dois filtros (dois canais).

Figura 2.11 – Curvas teóricas para razão entre três filtros (três canais).

Na referência [12] são apresentados mais detalhes teóricos e experimentais relativos a todo o processo de determinação da temperatura.

Experimentalmente é feita uma divisão do espectro em três segmentos, sendo que cada segmento equivalente a uma banda espectral. Podemos analisar os resultados obtidos por um espectrômetro, considerando que dentro de cada canal espectral os fótons tem a mesma energia, o que é razoável, pois a variação no comprimento de onda é mínima.

Os dados permitem a obtenção da potência espalhada para todo espectro ou a potência espalhada para um canal espectral para uma determinada temperatura eletrônica (pois tanto os ângulos como a densidade podem ser considerados constantes).

Desse modo, para um volume do plasma no tokamak, atravessado pelo pulso laser, pode ser calculado o número de fótons espalhados para cada canal espectral do diagnóstico Thomson.

Em síntese pelos argumentos teóricos e experimentais apresentados neste capítulo, conclui-se que para medição da temperatura eletrônica do plasma analisamos o espectro espalhado em bandas e fazendo razão dos canais(sinais), não há necessidade de realizar uma calibração absoluta do sistema. Tal fato não ocorre na medição da densidade eletrônica. Nesta última é necessária calibração absoluta, este tema será tratado em detalhe no capítulo IV.

CAPÍTULO III

CONSTRUÇÕES ESTRUTURAIS E INSTALAÇÃO DO DIAGNÓSTICO DE ESPALHAMENTO THOMSON NO TOKAMAK TCABR

3.1 – Construção da Estrutura de Suporte do Sistema Óptico do Diagnóstico de Espalhamento Thomson

A pesquisa e instalação desse sistema foi viabilizada por uma parceria com o Instituto Superior Técnico da Universidade de Lisboa, através de apoio científico e empréstimo de equipamentos [12,13], incluindo um laser Nd:glass com comprimento de onda central de 1054 nm. Diante de sua extrema importância, o laser é muitas vezes citado como o “coração” do diagnóstico. Além dele foram cedidos componentes ópticos, painéis de controle e dois policromadores de 3 canais cada.

Tivemos então a felicidade de contar com empréstimo dos principais equipamentos e componentes. Porém a estrutura mecânica original nem precisou ser enviada de Portugal, pois naturalmente não se adequava à configuração e espaço físico do laboratório no Brasil. Portanto, uma nova estrutura compatível com as dimensões específicas do Laboratório de Física de Plasmas da Universidade de São Paulo deveria ser totalmente desenvolvida e construída.

Logo no início dos trabalhos experimentais no sistema, já era perceptível o quão grande seria nosso desafio. Do ponto de vista técnico ligado à engenharia, mais especificamente à estrutura mecânica na qual seriam fixados vários componentes do sistema óptico, as atividades partiram de um ponto muito embrionário, uma vez que inúmeros projetos e fabricações de peças deveriam ser realizados, até que se conseguisse de fato iniciar os trabalhos de pesquisa em física no diagnóstico.

Como detalhado no capítulo II, uma onda eletromagnética será inserida no interior da câmara e é espalhada pelos elétrons do plasma.

Na figura a seguir, é apresentado o lay-out geral do diagnóstico. Na mesa (A) onde é gerado o feixe de laser, está montado o espelho (M1). Nele ocorre a reflexão da onda eletromagnética para o segundo espelho (M2), na parede. Este, por sua vez, reflete a onda perpendicularmente para cima, fazendo-a seguir até o espelho M3. Da mesma forma, o espelho M3 faz com que essa onda seja refletida perpendicularmente em direção ao espelho M4, que está fixo na extremidade da estrutura imediatamente acima do tokamak.

Finalmente o espelho M4, reflete a onda eletromagnética, fazendo-a penetrar no interior da câmara do tokamak, onde ocorrerá colisões elásticas entre os fótons incidentes e os elétrons do plasma.

Por se tratar de um laser de alta potência na região não visível (infravermelho), optamos por montar um tubo de proteção no caminho óptico, reduzindo os riscos de acidente de trabalho aos pesquisadores (Fig. 3.2).

Na figura 3.1 é apresentado um esquema geral do diagnóstico

Figura 3.1 – Lay-out do diagnóstico no TCABR: (A) Laser Nd:Glass da Quantel (PG38), M1, M2, M3 e M4 são espelhos de CVI, (C) Linha verde representativa do caminho laser; (D) Representa um conjunto de lentes e filtros ópticos; (E) secção transversal do Tokamak para melhor visualização; (F) Absorvedor óptico “Dump”; (G) Objetiva montada na janela onde os fótons espalhados são coletados; (H) Fibra óptica com 1,8 mm de diâmetro; (I) Policromador com três pares de fotodiodo avalanche e filtros de interferência; (J) Osciloscópio digital e o computador onde são feitas as análises dos dados e finalmente (K) Estrutura suporte principal e (L) Mão-francesa “invertida” para eliminar oscilações da extremidade da base K, onde foi fixado o espelho M4, sem a necessidade de fixá-la diretamente ao tokamak.

A estrutura para suportar o espelho M4 foi desenhada e fabricada para que não tivesse nenhuma ligação direta com o Tokamak. Desse modo, eliminou-se grande parte da propagação da vibração, restando, porém, outro desafio de uma possível propagação da vibração através do piso.

Portanto, toda a estrutura mecânica K (peças representadas em azul nesse esquema), assim como várias outras peças no interior da sala do laser, como suportes de fixação e movimentação dos espelhos M2, M3 e M4 (fig.3.1), sistemas de fixação e movimentação de lentes no vaso do tokamak, suporte do absorvedor “dump”, entre outras, tiveram que ser projetadas e fabricadas.

Por uma feliz coincidência, devido à minha formação prévia em outra área de ciências exatas, mais especificamente em projetos, desenho mecânico e fabricação, que exerci por muitos anos na indústria, pude colaborar intensamente com a equipe no processo de projeto e desenhos industriais[15,16]. Finalmente, fabriquei na própria universidade, toda a estrutura esquematizada na figura 3.1(K) e (L) e várias outras peças necessárias à montagem do sistema[17,18]. Isso nos possibilitou otimização de tempo, viabilizando o avanço de nossa equipe à fase dos trabalhos ópticos específicos do diagnóstico.

Foi tomado um cuidado minucioso na escolha dos materiais para essas estruturas, tendo em vista que elas seriam montadas muito próximo ao campo magnético do tokamak; a ação do campo num material ferromagnético produziria oscilações, o que seria extremamente negativo, tendo em vista a óptica sensível e precisa do sistema, em especial pelo fato do espelho M4 estar montado diretamente na estrutura (fig.3.2).

Assim, a maioria das peças foi fabricada em aço inox austenítico AISI 304 cromo-níquel, que diferente do aço inox ferrítico, apresenta atração magnética praticamente desprezável. Além deste, também foi utilizado alumínio, latão, nylon e alguns tipos de plásticos como pvc.

Na figura 3.2, é possível ter uma visão real das primeiras peças da estrutura K montadas já ao lado do Tokamak TCABR.

Figura 3.2 – Foto da estrutura fig.3.1 (K), já fabricada e montada, possibilitando os primeiros trabalhos ópticos. No detalhe do canto inferior direito, o laser de alinhamento incidindo na janela inferior à câmara do Tokamak para um alinhamento primário.

A coluna de sustentação é formada por um tripé, composto por dois tubos e uma viga “C” montados na vertical e também a viga “C” na horizontal. Um problema extremamente complexo que foi contornado, é que, no momento do disparo, o tokamak também produz vibrações. Foi então necessário usinar a superfície de fixação ao piso para que assim fosse garantido apoio o mais homogêneo possível. Detalhes dessa montagem podem ser vistos na figura 3.3.

Fig.3.3 – Foto de detalhes das flanges circulares fabricadas para fixar os tubos do tripé. A flange maior é a base fixada no piso.

Uma das opções para fixar essa base seria a demolição de parte do piso existente, em seguida chumbá-las diretamente no concreto, o que geraria um grande e relativamente demorado trabalho de construção civil. Foi então realizada uma tentativa de montagem com chumbadores metálicos de dimensões 5/8" x 4" (polegadas) de comprimento. Apesar da complexidade enfrentada para realização das furações em concreto armado, essa solução foi bem sucedida. A figura 3.4, traz um esquema da montagem desses chumbadores metálicos.

Figura 3.4 – Montagem de chumbadores metálicos. A extremidade inferior (dentro do concreto) se expande à medida em que o parafuso é apertado.

Na região superior da estrutura K (fig.3.1), também foram fabricadas flanges de fixação semelhantes aquelas do piso (figura 3.5).

Figura 3.5 – Foto das flanges superiores em aço inox. Fixadas entre si através de parafusos rosca métrica M16.

Na figura 3.6 abaixo, podemos visualizar melhor o detalhe da figura 3.1 (L).

Figura 3.6 – Foto da mão-francesa invertida, projetada para reduzir a vibração da extremidade da viga posicionada imediatamente acima do tokamak. O objetivo da configuração geométrica empregada foi obter um vetor força resultante para cima.

Foi necessário montar uma objetiva para coletar os fótons espalhados; na figura 3.7 são apresentados detalhes de seu suporte e montagem.

Figura 3.7 - Dispositivo fabricado para fixação e movimentação da objetiva.

Finalmente podemos ver na figura 3.8, um panorama da estrutura (fig.3.1 – K,L) já montada ao lado do Tokamak.

Figura 3.8 – Foto da visão panorâmica da estrutura finalizada.

Foi ainda necessária a fabricação de suportes para fixação e movimentação do tubo de proteção ao longo da viga e na parede da sala onde o laser é produzido. A seguir temos o detalhamento na fig. 3.9.

Figura 3.9 – Foto dos fixadores do tubo de proteção.

Um outro problema totalmente inesperado e também complexo de ser resolvido foi a verificação de que o raio do laser coincidentemente passava próximo de uma das treliças de segurança da parte superior do Tokamak. Foi então necessário projetar e fabricar uma nova treliça (T_n) com formato desejável (fig.3.10), calculada cuidadosamente (apêndice B) para que mantivesse a mesma resistência mecânica da original[17]. Finalmente num trabalho em equipe com pesquisador Edson Sanada, a treliça foi substituída no Tokamak.

Figura 3.10 – Foto da nova treliça(T_n) fabricada em aço inox.(A original tem mesmo formato da treliça (T) abaixo.)

Na mesma ocasião surgiu necessidade de fabricar o sistema de movimentação da lente superior (Figura 3.11).

Figura 3.11 – Foto do sistema de fixação e movimentação da lente de focagem do feixe laser no tubo de entrada. Deslocamento vertical por engrenagem e cremalheira (desenhos e dados técnicos no apêndice B).

Na fig. 3.12, são apresentados detalhes dos principais componentes que tiveram que ser fabricados para o interior da sala do laser [12,13].

Figura 3.12 – Sistema de fixação e movimentação do Espelho 2 (a) e suporte fixação do espelho 3 (b).

Na figura a seguir pode-se fazer uma visualização detalhada do suporte (a) da fig. 3.12.

Figura 3.13-Sistema de movimentação de alta precisão, ajuste fino do espelho óptico 2.

Para o sistema de direcionamento do laser, também surgiu necessidade de construir um novo dispositivo de fixação e movimentação do espelho óptico 1, possibilitando alta precisão de deslocamento nos ajustes finos (Figuras 3.14 e 3.15). Este espelho estava montado provisoriamente numa posição fixa, impossibilitando qualquer ajuste.

Figura 3.14 - Mesa óptica-produção do Laser(Sala Climatizada).

Figura 3.15 - Novo sistema de fixação e movimentação fabricado.

Finalmente, foi fabricado um suporte para o absorvedor de controle da luz espúria (fig. 3.16).

Figura 3.16 – Absorvedor. No canto superior direito temos o detalhe do suporte com sistema de movimentação angular, fabricado em aço inox.

Neste ponto já se encontrava montada a parte do sistema responsável por viabilizar o espalhamento. Então iniciamos os trabalhos específicos na coleta do sinal espalhado. O sistema foi então finalmente preparado para entrar em funcionamento, realizando todos ajustes ópticos e eletrônicos. O diagnóstico funcionou satisfatoriamente, possibilitando a obtenção dos primeiros dados da temperatura eletrônica do plasma, apresentados num trabalho científico[14].

3.2 – O policromador do Diagnóstico Espalhamento Thomson TCABR

Conforme escrito em detalhe na referência [12], o policromador é o componente responsável por selecionar as faixas de comprimento de onda da luz espalhada, que são dirigidas a um detector e o sinal resultante é lido em um osciloscópio rápido. Também recebemos de Portugal dois policromadores idênticos e cada um deles possui três canais. Devido principalmente a uma falha em componentes eletrônicos, foi necessário troca de peças entre eles, resultando em apenas um policromador em perfeito funcionamento.

Na calibração do sistema foi utilizada uma lâmpada de tungstênio para determinar a sensibilidade relativa de cada canal com o comprimento de onda [12].

Figura 3.17- Esquema do sistema de calibração

Supondo que a luz espalhada tenha uma distribuição dada pela função de densidade espectral $S(\lambda_s, T_e)$ apresentada na equação 2.7.14 do capítulo anterior, temos que, para cada canal do policromador, o sinal é dado por

$$S_i = \int_0^{\infty} S(\lambda_s, T_e) \Gamma(\lambda) d\lambda \quad (3.2.1)$$

onde S_i é o valor do sinal obtido no i -ésimo canal e $\Gamma(\lambda)$ é a função de transmissão do i -ésimo canal (denotada por $f_i(\lambda)$ na referência [12]).

Considerando novamente a proposição de que o perfil de transmissão dos canais eram constantes dentro de uma faixa de comprimento de onda λ_1 e λ_2 , teoricamente, temos que [12]

$$S_{iT} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda_s, T_e) d\lambda, \quad (3.2.2)$$

ou seja, $\Gamma(\lambda) = 1$ na equação 3.2.1.

Este processo está descrito em detalhe na referência [12], na qual também pode ser vista a figura 3.18 a seguir, que representa as curvas de calibração para os três canais do policromador.

Figura 3.18- Curvas de calibração para os três canais do policromador. Na linha pontilhada é dada uma representação do espectro Thomson para temperatura de 450 eV, típica do tokamak TCABR.

CAPÍTULO IV

CALIBRAÇÃO DO DIAGNÓSTICO DE ESPALHAMENTO THOMSON NO TOKAMAK TCABR

4.1 - Calibração através de dados de corte ECE

Um método alternativo para efetuar essa calibração absoluta é baseado na emissão ciclotrônica dos elétrons (ECE) do plasma.

Nessa seção será enfatizado o ponto central dessa dissertação, que trata da obtenção das constantes (ou coeficientes) de calibração para medida da densidade do plasma. Conforme descrito no capítulo II, diferente da medição de temperatura, para medirmos densidade se faz necessário uma calibração absoluta do diagnóstico Thomson.

Se a densidade do plasma alcança um valor crítico, a emissão ciclotrônica dos elétrons sofre um corte e uma abrupta perda de sinal é registrada pelo diagnóstico ECE.

Esse valor crítico é calculado a partir da frequência ECE utilizada no diagnóstico (segundo harmônico da frequência ciclotrônica dos elétrons no caso do TCABR), usando relação de dispersão para propagação de ondas em plasmas frios [19].

Conforme mencionado na seção 2.3, foi decidido implementar esse método no tokamak TCABR devido a dificuldade encontrada na aquisição do filtro óptico para calibração Raman (Apêndice A). A idéia é medir o sinal Thomson no mesmo ponto e no mesmo instante em que a emissão ciclotrônica dos elétrons sofre corte por ter atingido densidade crítica. Sabendo a frequência da emissão ciclotrônica, temos o valor da densidade, e podemos calibrar o sistema Thomson. A vantagem é que a calibração pode ser feita durante a operação do tokamak. A referência [20] descreve em detalhe essa técnica de calibração, assim como uma comparação com os valores obtidos para a densidade através desse método obtidos por outros diagnósticos.

É possível observar que a frequência de corte ω_R , depende apenas do campo magnético ($\omega_{ce} \propto B$) e da densidade eletrônica ($\omega_p \propto \sqrt{n_e}$). Quando a densidade eletrônica atinge a condição de corte, temos $\omega_R = 2\omega_{ce}$ e, como o campo magnético toroidal é conhecido, a determinação da posição onde ocorre o corte no sinal ECE permite o conhecimento da densidade eletrônica local.

Utilizando os procedimentos descritos neste capítulo, foi possível finalmente obter a medida de densidade do plasma usando o diagnóstico ECE.

A frequência de corte para onda extraordinária é dada por [11,20]

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce} + (\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2}}{2} \quad (4.1.1)$$

onde, ω_R é a frequência de corte, $\omega_{ce} = \frac{e\vec{B}}{m_e}$ é a frequência ciclotrônica dos elétrons (Algumas vezes denotado por Ω_{ce} na literatura [11]) e ω_{pe} é a frequência de plasma de elétrons.

Tomando a frequência de onda igual a duas vezes a frequência ciclotrônica, temos que o sinal ECE será detectado para $2\omega_{ce} > \omega_R$, sendo que no corte $2\omega_{ce} = \omega_R$ daí segue que a equação (4.1.1) pode ser reescrita como

$$2\omega_{ce} = \frac{\omega_{ce} + (\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2}}{2} \quad (4.1.2)$$

cuja solução é

$$\omega_{ce}^2 = \frac{1}{2} \omega_{pe}^2 \quad (4.1.3)$$

Desse modo, o sinal ECE será detectado de acordo com a condição [11,20]

$$\omega_{ce}^2 > \frac{1}{2} \omega_p^2 \quad (4.1.4)$$

e esta pode ser expressa em função da densidade do plasma [6,9]

$$n_e < n_{crit} = \frac{\omega_{ce}^2 m_e \epsilon_0}{2e^2} \approx 2,14 \times 10^{19} m^{-3} \quad (4.1.5)$$

onde n_{crit} é a densidade de corte.

Os valores críticos da densidade, obtidos em vários disparos, são usados para calcular os coeficientes para calibração absoluta.

Para as medidas no TCABR, foi fixada a frequência $f = 59,056$ GHz no oscilador local do sistema ECE; isto corresponde a um campo magnético $B=1,05$ T, referente ao valor do campo no eixo magnético da coluna de plasma. Usando essas informações e a relação acima, foi obtido o resultado para a densidade no instante de corte. A incerteza da calibração na densidade é da ordem de 10%, ou seja, muito menor que quando calibramos pelo processo convencional usando um gás e espalhamento Raman ou Rayleigh, essa estimativa da incerteza é apresentada na referência [20] onde é mostrada a aplicação desse processo de calibração no tokamak Alcator (Massachusetts Institute of technology).

Conforme descrito de forma detalhada no capítulo II, a potência espalhada pode ser reescrita na forma [13]

$$P_S^{Th} = P_0^{Th} n_e \Delta\Omega \Delta L \frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} \int \Gamma(\lambda_s) S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s \quad (4.1.6)$$

e pode ser expressa em função da energia espalhada E_s e incidente E_i como

$$E_s = E_i n_e \underbrace{\Delta\Omega L r_0^2 \eta}_{C_k} \underbrace{\int \Gamma(\lambda_s) S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s}_{I_k} \quad (4.1.7)$$

O coeficiente de transmissão óptica η associado à onda e os fatores geométricos $\Delta\Omega$ e L podem ser medidos diretamente. A integral I_k por outro lado, é feita sobre o espectro, para cada temperatura do plasma, no intervalo de comprimentos de onda de cada filtro, conforme explicado no capítulo II.

A equação 4.1.6 acima é obtida a partir da equação (2.7.13), que é a expressão teórica da potência no Cap. 2, vemos que agora, na análise experimental, é necessário levar em conta informações ópticas específicas do sistema Thomson TCABR.

Sabemos que os sinais S para cada canal também são proporcionais à integral sobre o espectro, de modo que, para um k -ésimo canal temos,

$$S_k \propto I_k \quad . \quad (4.1.8)$$

Agrupando os primeiros fatores à direita da equação (4.1.7) em uma única constante C_k , temos

$$S_k = c_k E_i n_e I_k$$

Afim de usar uma notação mais direta, vamos chamar a energia da onda eletromagnética incidente E_i , simplesmente de sinal do laser incidente S_L (que medimos com um fotodiodo de monitoramento). Assim, temos

$$S_k = c_k S_L n_e I_k \quad (4.1.9)$$

onde, S_k representa o sinal em volts medido no canal k do policromador, C_k é uma constante, $n_e(m^{-3})$ é a densidade eletrônica, S_L é um sinal proporcional a energia do laser medido através de um fotodiodo rápido, em volts e

$$I_k(T_e) = \int \Gamma(\lambda_s) S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s \quad (4.1.10)$$

feita sobre a faixa de resposta de cada canal do policromador. Para medir a densidade, é necessário determinar os coeficientes C_k (equação 4.1.9) de forma independente. Para isso foi seguido o método baseado no corte da emissão ciclotrônica dos elétrons [20].

O diagnóstico ECE pode operar em frequência fixa ou variável. No processo de calibração, foi escolhida uma frequência fixa, correspondente ao dobro da frequência ciclotrônica no centro da coluna de plasma, por onde passa o feixe laser do sistema de espalhamento Thomson. O método consiste em obter descargas com uma rampa de densidade de modo que o corte da emissão ciclotrônica ocorra aproximadamente no mesmo instante em que o laser do sistema Thomson é disparado.

O corte é indicado por um decréscimo no sinal ECE. Um exemplo de descarga onde essa coincidência foi obtida recentemente no TCABR no instante 70 ms é mostrado na figura a seguir. Trata-se de um gráfico obtido diretamente através do diagnóstico ECE.

Figura 4.1 – Exemplo de coincidência Thomson versus ECE no instante ~ 70 ms, para experimento ECE de número 26291.

Na figura 4.1, podemos ver claramente o corte do sinal no instante $t \sim 70$ ms. Nesse experimento, o diagnóstico Thomson foi programado para atuar em 70 ms (*).

A seguir, na figura 4.2, pode-se visualizar o que ocorre com a densidade média medida por interferometria durante o experimento ECE citado acima.

Figura 4.2 – Evolução temporal da densidade eletrônica do plasma medida por interferômetro durante experimento ECE de número 26291.

(*) Foi observado que o corte não é abrupto. Isto ocorre devido a largura do diagrama de radiação da antena usado no sistema ECE [21]. Mesmo ocorrendo o corte no eixo magnético, parte da radiação das superfícies magnéticas onde a densidade é menor que a crítica continua sendo coletada pela antena.

Na figura 4.2, a curva em azul representa medições numa corda bem próxima ao centro da câmara, deslocada à esquerda (-12,5 milímetros). A curva em preto é relativa a uma corda deslocada a 40 milímetros à direita. Na fig.4.3 é mostrado um esquema de uma vista em corte da câmara do tokamak.

Figura 4.3 – Esquema das cordas nas medições por interferometria. A corda azul representa medidas a -12,5mm da linha central e a corda preta a 40 mm dessa linha central. O interferômetro fornece uma média da densidade em toda corda.

4.2 – Densidade Crítica e Coeficientes de Calibração

Considerando que o corte ocorra no centro da coluna de plasma, onde passa o feixe laser, o valor da densidade onde ocorre o corte é dado pela equação (4.1.5). Conhecido o valor dessa densidade, podemos calcular os coeficientes de calibração para os três canais utilizados no sistema Thomson TCABR, em cada uma das descargas utilizadas. Utilizando o valor da temperatura T_e fornecido pelo diagnóstico Thomson, para o experimento, podemos determinar os valores das integrais I_k (4.1.10) pela análise do gráfico (fig.2.9- Cap.2) que relaciona intensidade com a temperatura [13].

Portanto, os coeficientes de calibração são dados por

$$C_k = \frac{S_k}{n S_L I_k} \left(\frac{m^3}{\text{unid arbitrária}} \right) \quad (4.2.1)$$

que é a equação (4.1.9) reescrita com C_k já isolado. Usando o maior número possível de descargas, podemos obter os valores médios desses coeficientes e um desvio padrão. Os valores de S_k são determinados como o valor médio da intensidade de luz espalhada em relação à duração do pulso do laser.

Uma vez obtidos os valores médios dos coeficientes, podemos determinar a densidade em quaisquer outros disparos, utilizando o sinal do Espalhamento Thomson, através da média

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{3S_L} \sum_{k=1}^3 \frac{S_k}{C_k I_k} \quad (4.2.2)$$

sendo que esse somatório e a divisão por três já se referem especificamente aos três canais do policromador do sistema Thomson TCABR.

Três disparos do diagnóstico Thomson mencionados acima foram escolhidos nos experimentos do tokamak TCABR de números 27848, 27849 e 27850, conforme será detalhado na próxima seção.

Em síntese, o método baseia-se na determinação da primeira frequência de corte da radiação ECE. Tal técnica foi utilizada pela primeira vez no tokamak DIII-D [22].

Para complementar, é importante considerar que o perfil de densidade eletrônica no TCABR tem a forma

$$n_e(r) = n_{e0} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^\alpha \quad (4.2.3)$$

através desta é possível relacionar a densidade eletrônica n_e com a densidade de pico n_{e0} para o Tokamak TCABR, o parâmetro $\alpha \cong 0,85$ e sua obtenção está bem descrita na referência [21]. Para esses perfis, a relação entre a densidade máxima do plasma e a densidade média da linha medida pelo interferômetro é dada por

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L n(r) dr \quad (4.2.4)$$

Na seção seguinte, será feita a aplicação dessa teoria especificamente para calcular as constantes de calibração do diagnóstico Thomson do TCABR.

4.3- Densidade do Plasma – Diagnóstico Thomson e interferometria

Os resultados obtidos utilizando os procedimentos propostos na seção anterior podem ser comparados com as medidas de densidade feitas com um interferômetro de microondas. Esse interferômetro fornece uma média do valor da densidade eletrônica, enquanto o espalhamento Thomson fornece a densidade máxima (pico) no centro da coluna de plasma. Nas sucessivas injeções de gás, a curva de densidade em função do raio não apresenta uniformidade, como ilustrado nas figuras 4.4 (a), (b) e (c). Portanto a comparação entre os resultados desses dois diagnósticos deve ser calculada obedecendo as expressões 4.2.3 e 4.2.4 e especificamente para as condições de cada experimento.

Figura 4.4 (a), (b) e (c) – Gráficos ilustrativos de possíveis variações do perfil de densidade eletrônica do plasma, n_e , em função do raio do plasma.

Conforme mencionado com mais detalhes na seção anterior, para o segundo harmônico no modo extraordinário e para a densidade aumentando, existe uma condição em que a frequência ECE atinge a frequência de corte ω_R , ou seja, $\omega_R = 2\omega_{ce}$.

Quando a densidade ultrapassa esse valor crítico, a radiação não consegue mais atingir a antena e o sinal detectado pelo radiômetro cai. Esse efeito é a base para o método experimental utilizado nesse trabalho.

4.4– Procedimentos para cálculos dos Coeficientes de Calibração

No experimento, não se pode ter a certeza de que a energia que entra no sistema é sempre a mesma, sendo que o laser está sempre sujeito à flutuações.

Para resolver esse problema foi montado um fotodiodo rápido anexo ao suporte e atrás do espelho 1 (Figuras 3.14 e 3.15 – Cap.3). Através deste fotodiodo e de um osciloscópio, foi possível monitorar o laser pulso a pulso de modo a selecionar os pulsos nos quais a energia se manteve aproximadamente constante.

Na mais recente campanha experimental, a equipe optou por distanciar o fotodiodo de monitoramento um pouco mais, deslocando-o de 135mm para 156 mm de distância em relação ao espelho 1 e o girando 90° em relação à posição anterior, com objetivo de captar uma intensidade menor evitando-se sua saturação.

A suspeita de saturação surgiu devido os resultados anteriores serem aproximadamente iguais nos diversos pulsos realizados nos experimentos. Na figura 4.5 pode-se ver detalhes dessa montagem e medição. Felizmente foi definido experimentalmente que a flutuação do laser é desprezável, ou seja, sua energia pode ser considerada constante na calibração.

Figura 4.5 – Foto da montagem do Fotodiodo rápido para monitoramento do laser.

Foi realizada uma campanha experimental no tokamak TCABR, em agosto deste ano. O intuito destes experimentos foi obter os sinais para a calibração em densidade do sistema de espalhamento Thomson.

Nessa campanha, o diagnóstico Thomson foi programado para disparar em 65 ms. Esse instante foi escolhido por simplicidade e conveniência, pois foi percebido que o corte na emissão ECE ocorria próximo a esse valor de tempo.

O controle da densidade foi realizado controlando a injeção de hidrogênio na câmara do tokamak. Após vários ajustes na válvula injetora e em alguns parâmetros, como o próprio instante de disparo do laser, por exemplo, foi finalmente obtida a tão desejada coincidência entre o instante de corte do ECE e o instante de disparo do diagnóstico Thomson.

Para três disparos de números 27848, 27849 e 27850, do Tokamak TCABR, foi observada essa coincidência.

Como mencionado no início dessa seção, confirmamos que a flutuação do laser é pequena, pois obtivemos 1,19V para a maioria dos pulsos. Na figura 4.4, temos a representação desse resultado medido pelo osciloscópio.

Figura 4.6– Resultados obtidos através do fotodiodo e osciloscópio.

O programa computacional desenvolvido para cálculo da temperatura [12,13] nos fornece os pares ordenados para os 2500 pontos que geram cada uma das curvas (Fig.4.7).

Figura 4.7 – Curvas originais fornecidas pelo osciloscópio durante medidas de temperatura através do diagnóstico Thomson[12], disparo número 27848 do TCABR.

- i) Para esse primeiro disparo (27848) do Tokamak TCABR onde ocorre a coincidência Thomson *versus* corte ECE, temos a curva para canal 1 (amarelo) reproduzida com auxílio do software Origin (figura 4.8).

Figura 4.8 – Curva reproduzida relativa ao disparo 27848 para canal 1 (amarelo). (Entre as barras vermelhas temos um Δt da ordem de 6×10^{-8} s).

Utilizando novamente o software Origin, podemos efetuar integração numérica na região de pico (delimitada pelas linhas paralelas verticais). Essa operação possibilita obtenção de várias informações importantes como a área de $8,38 \times 10^{-9}$ u.a abaixo da curva e o intervalo de tempo no qual a curva do pico central é produzida.

Desse modo, para esse disparo 27848, são obtidos os seguintes resultados:

$$\Delta_{\text{médio}} = \frac{\text{Integral}}{\Delta t} \quad (4.4.1)$$

Primeiramente para canal 1 (Amarelo) temos

$$S_1 = \Delta_{\text{médio}} = \frac{\text{Integral}_1}{t_2 - t_1} = \frac{8,38 \times 10^{-9}}{2,22 \times 10^{-7} - (1,61 \times 10^{-7})} = 1,37 \times 10^{-1} \text{ Volts} = 137 \text{ mV} \quad (4.4.2)$$

De modo análogo para canal 2 (azul)

$$S_2 = \Delta_{\text{médio}} = \frac{\text{Integral}_2}{t_2 - t_1} = \frac{1,93 \times 10^{-8}}{2,28 \times 10^{-7} - (1,53 \times 10^{-7})} = 2,57 \times 10^{-1} \text{ Volts} = 257 \text{ mV} \quad (4.4.3)$$

Repetindo o mesmo processo para canal 3 (vermelho)

$$S_3 = \Delta_{\text{médio}} = \frac{\text{Integral}_3}{t_2 - t_1} = \frac{2,13 \times 10^{-8}}{2,43 \times 10^{-7} - 1,55 \times 10^{-7}} = 2,42 \times 10^{-1} \text{ Volts} = 242 \text{ mV} \quad (4.4.4)$$

Analogamente para os demais disparos e organizando todos os dados em tabela, temos

No. Disparo (TCABR) ↓	S ₁ (mV)	S ₂ (mV)	S ₃ (mV)
27848	137	257	242
27849	135	222	227
27850	122	192	208

Tabela 4.4.1 – Resultados dos sinais S_L

Como detalhado no início da seção, monitorando o laser com fotodiodo foi medido o sinal laser $S_L=1,19V$ nos disparos selecionados. Em relação a esses disparos é importante ainda fazer uma análise gráfica a seguir onde o corte do sinal ECE pode ser facilmente observado

Figura 4.9 – Corte do sinal ECE em $t \sim 65$ ms – Disparo TCABR no.27848.

Figura 4.10 – Corte do sinal ECE em $t \sim 65$ ms – Disparo TCABR no.27849.

Figura 4.11 – Corte do sinal ECE em $t \sim 65$ ms – Disparo TCABR no.27850.

Pode-se notar que existe uma ligeira incerteza no valor de n_{crit} , pois na escolha do ponto no gráfico para $t = 65$ ms provavelmente ocorre uma pequena variação em relação à posição exata, mas esta pode ser considerada desprezável.

Foi ainda obtido o resultado da densidade crítica $n_{\text{crit}} \sim 2,1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ apresentado em detalhes na equação (4.1.5).

Para o disparo 27848, a temperatura medida através do diagnostico Thomson [12] é de 534 eV, assim, pela análise do gráfico da fig.2.9 do capítulo II, vemos que as intensidades nos canais 1, 2 e 3 no caso relativístico (em primeira ordem) para essa temperatura ,são respectivamente 0,115 ; 0,11 e 0,12, que são simplesmente os resultados da integral das intensidades I_k dada na equação (4.1.10).

Desse modo, para disparo 27848:

$$C_1 = \frac{S_1}{n S_L I_1} = \frac{1,37 \times 10^{-1}}{2,1 \cdot 10^{19} \times 1,19 \times 0,115} = 4,77 \times 10^{-20} \text{ m}^3 \quad (4.4.5)$$

$$C_2 = \frac{S_2}{n S_L I_2} = \frac{2,57 \times 10^{-1}}{2,1 \cdot 10^{19} \times 1,19 \times 0,11} = 9,51 \times 10^{-20} \text{ m}^3 \quad (4.4.6)$$

$$C_3 = \frac{S_3}{n S_L I_3} = \frac{2,42 \times 10^{-1}}{2,1 \cdot 10^{19} \times 1,19 \times 0,12} = 8,34 \times 10^{-20} \text{ m}^3 \quad (4.4.7)$$

Realizando todo esse procedimento para os outros dois disparos selecionados de números 27849 e 27850 foram obtidos os resultados

No. Disparo (TCABR) ↓	C1	C2	C3
27848 (Te=534eV)	$4,77 \times 10^{-20} \text{ m}^3$	$9,51 \times 10^{-20} \text{ m}^3$	$8,34 \times 10^{-20} \text{ m}^3$
27849(Te=563eV)	$5 \times 10^{-20} \text{ m}^3$	$8,01 \times 10^{-20} \text{ m}^3$	$7,56 \times 10^{-20} \text{ m}^3$
27850(Te=643eV)	$4,45 \times 10^{-20} \text{ m}^3$	$6,93 \times 10^{-20} \text{ m}^3$	$6,17 \times 10^{-20} \text{ m}^3$

Tabela 4.4.2 – Resultados dos coeficientes de calibração C_k

Com os resultados dos coeficientes de calibração obtidos, podemos agora finalmente obter os resultados com a interpretação estatística descrita nas seções anteriores.

Sabemos que, de modo geral, os coeficientes podem ser calculados através da expressão 4.1.9, reescrevendo-a com C_k isolado temos:

$$C_k = \frac{S_k}{n S_L I_k} \left(\frac{m^3}{\text{unid arbitrária}} \right) \quad (4.4.8)$$

usando o maior número possível de descargas, obtemos uma média desses coeficientes e um desvio padrão. Os valores de S_k são determinados como o valor médio da intensidade de luz espalhada em relação à duração do pulso do laser.

Uma vez obtidos os valores médios dos coeficientes, podemos determinar a densidade em quaisquer outros disparos, utilizando o sinal do Espalhamento Thomson, através da média dada na equação 4.2.3.

Substituindo os resultados na equação 4.4.8, obtem-se cada um dos coeficientes de calibração associados a cada disparo, expressos nas equações a seguir. Para o primeiro coeficiente C_1 , temos:

$$C_1 = \langle C_1 \rangle \pm \sigma$$

$$C_1 = \frac{4,77 \times 10^{-20} + 5,0 \times 10^{-20} + 4,45 \times 10^{-20}}{3} \pm \sigma = 4,74 \times 10^{-20} + \sigma \quad (4.4.9)$$

Análogo para C_2 ,

$$C_2 = \langle C_2 \rangle \pm \sigma$$

$$C_2 = \frac{9,5 \times 10^{-20} + 8,01 \times 10^{-20} + 6,93 \times 10^{-20}}{3} \pm \sigma = 8,15 \times 10^{-20} + \sigma \quad (4.4.10)$$

Finalmente o coeficiente C_3 , para cada disparo, é dado por:

$$C_3 = \langle C_3 \rangle \pm \sigma$$

$$C_3 = \frac{8,34 \times 10^{-20} + 7,56 \times 10^{-20} + 6,17 \times 10^{-20}}{3} \pm \sigma = 7,35 \times 10^{-20} + \sigma \quad (4.4.11)$$

Finalmente, temos todos os coeficientes de Calibração, no conjunto de equações 4.4.12

$$\left. \begin{aligned}
C_1 &= \langle C_1 \rangle \pm \sigma = 4,74 \pm 0,063 (10^{-20}) \\
C_2 &= \langle C_2 \rangle \pm \sigma = 8,15 \pm 0,049 (10^{-20}) \\
C_3 &= \langle C_3 \rangle \pm \sigma = 7,35 \pm 0,054 (10^{-20})
\end{aligned} \right\} \quad (4.4.12)$$

Finalmente usando esses valores de coeficientes pode-se calcular a densidade eletrônica do plasma explicitamente para todos os disparos do diagnóstico Thomson. Resultados explícitos de densidade do plasma, medida através do diagnóstico Thomson, são apresentados na seção seguinte. Simultaneamente é feita uma comparação com resultados de densidade medidos por interferometria.

4.5- Medidas da Densidade Eletrônica do Plasma no Tokamak TCABR, através do Diagnóstico de Espalhamento Thomson

Nesta seção são aplicados todos os procedimentos e técnicas apresentados nos capítulos anteriores para finalmente determinarmos explicitamente os valores de densidade eletrônica do plasma para alguns disparos. Conforme explicado nas seções anteriores foram selecionados alguns disparos para calcular explicitamente a densidade eletrônica do plasma. Estes disparos do tokamak TCABR são de números 27844, 27845, 27846 e 27847 e foram escolhidos para o cálculo da densidade eletrônica do plasma pelo fato de terem sido realizados sob as mesmas condições experimentais dos três disparos utilizados para calcular os coeficientes de calibração (4.4.33).

Como descrito em detalhe no capítulo II, a informação da temperatura eletrônica do plasma para cada experimento é obtida através do diagnóstico espalhamento Thomson. As intensidades para cada canal do policromador é dada pela equação (4.1.11), e pode ser obtida pelo gráfico representado na figura 2.9 do capítulo II que apresenta essas intensidades em função da temperatura.

Finalmente temos agora todas as informações necessárias para aplicar na equação (4.2.2) reescrita abaixo.

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{3S_L} \sum_{k=1}^3 \frac{S_k}{C_k I_k}$$

ou

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{3S_L} \left[\frac{S_1}{C_1 I_1} + \frac{S_2}{C_2 I_2} + \frac{S_3}{C_3 I_3} \right] \quad (4.5.1)$$

Lembrando que essa média acima é sobre os resultados dos três canais. Aplicando novamente os procedimentos descritos na seção anterior, os sinais de cada canal S_1 , S_2 e S_3 , podem ser obtidos. Como sabemos, C_1 , C_2 e C_3 são os coeficientes de calibração, resultados do conjunto de equações (4.4.33). E ainda, para o experimento TCABR de número 27844, a temperatura eletrônica do plasma, medida através do diagnóstico Thomson foi de 560 eV. Revisitando o gráfico dado na figura 2.9 do capítulo II, são obtidos que $I_1=0,11$, $I_2=0,11$ e $I_3=0,13$, para essa temperatura.

Substituindo esses resultados na equação anterior, obtem-se a densidade eletrônica para o plasma de

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{3.1,19} \left[\frac{2,51 \times 10^{-1}}{(4,74 \times 10^{-20})(0,11)} + \frac{2,87 \times 10^{-1}}{(8,15 \times 10^{-20})(0,11)} + \frac{2,98 \times 10^{-1}}{(7,35 \times 10^{-20})(0,13)} \right]$$

$$\langle n_e \rangle \cong 3,12 \times 10^{19} m^{-3} \quad . \quad (4.5.2)$$

Na figura 4.10 a seguir é apresentado o resultado da densidade eletrônica do plasma, medida através do interferômetro para esse disparo. Nota-se que a densidade medida pelo interferômetro (para $t \sim 65$ ms, linha tracejada vermelha) é da ordem de $1,8 \times 10^{19} m^{-3}$, nos canais (apesar da perda de fase ocorrida no canal azul, mais central). Supondo um perfil parabólico para a densidade do plasma, isto corresponde a uma densidade máxima de $3,6 \cdot 10^{19} m^{-3}$, um pouco acima do valor medido pelo diagnóstico Thomson.

Figura 4.12 – Densidade eletrônica do Plasma medida por interferometria (Disparo tokamak de número 27844).

Analogamente, para o experimento do tokamak de número 27845, foi medida a temperatura eletrônica do plasma de 572 eV. Substituindo as intensidades I_1 , I_2 e I_3 e os sinais S_1 , S_2 e S_3 (obtidos nessa nova situação) na equação 4.5.1, obtem-se

$$\langle n_e \rangle \cong 3,72 \times 10^{19} m^{-3} \quad . \quad (4.5.3)$$

e o gráfico do interferômetro para esse novo experimento é apresentado na fig.4.11

Figura 4.13 – Densidade eletrônica do Plasma medida por interferometria (Disparo tokamak de número 27845)

A seguir, foi medida a temperatura eletrônica de 580 eV, para o disparo seguinte do tokamak de número 27846, nesse caso foi obtida a densidade

$$\langle n_e \rangle \cong 3,06 \times 10^{19} m^{-3} , \quad (4.5.4)$$

e o gráfico do interferômetro relativo a este é apresentado a seguir.

Figura 4.14 – Densidade eletrônica do Plasma medida por interferometria (Disparo tokamak de número 27846).

Mais um exemplo de aplicação é mostrado para o disparo do tokamak de número 27847, no qual foi medida a temperatura eletrônica de 660 eV. Nesse caso foi obtida uma densidade eletrônica de

$$\langle n_e \rangle \cong 2,68 \times 10^{19} m^{-3} . \quad (4.5.5)$$

Finalmente, o gráfico interferômetro para esta última medida é

Figura 4.15 – Densidade eletrônica do Plasma medida por interferometria (Disparo tokamak de número 27847).

Importante reforçar que o diagnóstico foi calibrado para qualquer condição, possibilitando medir agora a densidade eletrônica do plasma em qualquer disparo. Esta calibração só será descartada se o fotodiodo, a objetiva ou um espelho, for deslocado da posição atual. E ainda é relevante sempre lembrar das possíveis variações do perfil de densidade conforme figuras 4.4 (a), (b) e (c).

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES E PROPOSTAS PARA DESENVOLVIMENTOS FUTUROS

5.1- Conclusões finais e estimativas

Nos trabalhos com um diagnóstico com esse nível de complexidade, naturalmente surgiram uma infinidade de desafios teóricos e experimentais, principalmente ligado ao fato de ser uma óptica muito precisa e o tratamento quantitativo envolver aplicações de métodos matemáticos e físicos sofisticados.

Apesar de todos percalços, o sistema foi colocado em operação, permitindo não somente medidas da temperatura como da densidade eletrônica do plasma.

Conforme citado no capítulo IV, a calibração para medida de densidade pelo método convencional, usando espalhamento Raman ou Rayleigh num gás, não foi possível devido os novos filtros não estarem à fácil disposição para aquisição no mercado. Portanto foi necessário seguir a opção de calibração por corte do sinal ECE.

É esperado que num futuro próximo seja finalmente concluído o processo de aquisição desses componentes ópticos, possibilitando uma nova calibração do sistema. Esse processo será interessante, pois os atuais resultados para densidade eletrônica, obtidos através da calibração ECE, terão papel de um importante ponto de partida e como referencial para comparação de resultados, uma vez que os alicerces teóricos são os mesmos.

A presente dissertação trouxe como proposta principal, a medição da densidade do plasma em um ponto (pico), onde essa densidade assume seu valor máximo, nas proximidades do centro da coluna de plasma, ou seja, foram obtidos resultados de densidade local.

É interessante portanto, darmos um passo adiante, o qual possibilite medir a densidade eletrônica em vários pontos espaciais. Atualmente a objetiva que coleta a radiação Thomson espalhada (figura 3.1 – G, Capítulo III) nos possibilita apenas medir esse único ponto mencionado.

Para avançarmos para medidas de um perfil radial de temperatura e densidade eletrônica de uma seção reta do plasma será necessário projetar uma nova objetiva.

A idéia agora é realizar medições em 11 pontos espaciais (figura 5.1) distribuídos equidistantemente no diâmetro do plasma formado no interior da câmara do tokamak.

Um estudo teórico inicial já foi realizado supondo um perfil de temperatura e densidade no interior do plasma para distribuir os pontos em torno de uma região acessível ao diagnóstico. Este trabalho é apresentado na referência [13].

Figura 5.1 – Proposta da nova objetiva para o sistema Thomson do TCABR.

Na figura a seguir pode ser visto um esquema da visão da objetiva no interior da câmara do tokamak.

Figura 5.2 – Visão da nova objetiva dentro do tokamak TCABR.

Outra melhoria fundamental será o projeto de um novo policromador, o atual nos limita a uma temperatura mínima de 50 eV. A expectativa é que esse novo policromador nos possibilite uma temperatura de corte de 30 eV. Na figura 5.3 é mostrado um esquema desse novo policromador [13].

Figura 5.3 – Desenho esquemático do novo policromador.

Ainda é importante mencionar os parâmetros das fibras ópticas a serem usadas. Devido ao alto custo das fibras ópticas com NA muito pequeno, foi feita opção por uma fibra comercial com NA de 0,37.

As fibras usadas no espalhamento Thomson do TCABR devem ter baixa absorção no infravermelho para não deteriorar o sinal coletado. A proposta inicial é que as fibras tenham diâmetros de 1mm e 1,5mm, sendo a última mais viável para facilitar o acoplamento do feixe de luz colimado pela objetiva e a fibra.

Com as características fundamentais definidas, foi possível desde o início ao projeto da objetiva [13] e realização de simulações através de uma colaboração da equipe do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), usando o software zemax.

Partindo dessas principais melhorias mencionadas e outras complementares que certamente serão necessárias, é esperado que num futuro próximo seja possível abranger a aplicabilidade do diagnóstico por espalhamento Thomson no tokamak TCABR obtendo resultados mais completos e precisos.

Referências

- [1] Alonso, M.P. Diagnósticos Ópticos do Tokamak ISTTOK, Tese de doutoramento. Instituto de Pesquisa e Fusão Nuclear, Universidade de Lisboa (2002)
- [2] Wesson, John. Tokamaks. Oxford Science Publications, Clarendon Press-Oxford, ISBN 0198562934, 1997.
- [3] Chen, Francis. F. An indispensable truth. How fusion power can save the planet, Springer – London, 2011.
- [4] Bailey et. Al. Plasma Transmission Measurements at Temperatures above 150 eV, Physical Review Letters, 10.1103/PhysRevLett.99.265002, 2007.
- [5] Bowles, Gordon. Observation of the vertical incidence scatter from the ionosphere at 41Mc/sec. Phys Rev. Lett., V12, december 1958.
- [6] Peachock, N. J, Robinson,D. C; Forrest,M ; Wilcock, P.D and Sannikov, V. V. Nature (London) 224, 488 (1969).
- [7] Jackson, John David. Classical Electrodynamics -USA , 1983
- [8] Griffiths, David. J. Introduction to electrodynamics, 3 ed. Prentice Hall, 1999.
- [9] Matoba. T, et al. Jpn. Appl. Phys.18,1127 ,1979 .
- [10] Salpeter, E. E. Electron Density Flutuations in a Plasma, Pys. Rev, Vol 120 no.05, december 1969.
- [11]Sheffield ,John. Plasma Scattering of electromagnetic Radiation Academic press, 1975.
- [12] Borges, F. O; Relatório FAPESP; Período Janeiro 2008 a agosto 2009
Instituto de Física, Universidade de São Paulo.
<http://web.if.usp.br/ifusp/files/RelatorioRenovacao2008ThomsonFabioBorges.pdf>
- [13] Borges, F. O; Relatório final FAPESP; Período Janeiro a Dezembro 2010.
Instituto de Física, Universidade de São Paulo
<http://web.if.usp.br/ifusp/files/RelatorioFinal2010ThomsonFabioBorges.pdf>
- [14] Alonso, M. P; Figueiredo, A.C; Borges, F. O; Jeronimo,L. C; Elizondo, J. I; Severo, J. H. F; Usuriaga.O; Berni, L. A; Galvão,R. M. O; Sanada, E. K. Journal of Physics: Conference series 227, 012027 (2010).
- [15] Hibbeler, R.C, Resistência dos materiais, 5ed, Prentice Hall, 2008.
- [16] Collins & Jackie. Projeto mecânico de elementos de máquinas. Ciência e Engenharia. LTC 3ed,1981.

- [17] Tecnologia Mecânica – Senai, divisão de ensino e treinamento, V8, 1979.
- [18] Novaski, Olívio. Introdução à engenharia de fabricação mecânica, 1ed, Edgar Bluscher, 1994.
- [19] Krall, Trivelpiece. Principles of Plasma Physics, McGraw-Hill Book, ISBN0-07-035346-8, 1973.
- [20] Zhurovich, Mossessian, Hughes, Hubbard, Irby et al. Calibration of Thomson Scattering system, using electron cyclotron emission cutoff data. Review Sci.Instruments 76, 053506, 2005.
- [21] Fonseca, Antônio. M. M. Emissão Eletrociclôtrônica no Tokamak TCABR: Um Estudo Experimental, Tese de doutoramento. Universidade de São Paulo, 2005.
- [22] Austin. M. E, Lohr. Electron Cyclotron Emission Radiometer upgrade on the DIII tokamak, Rev. Sci. Instr, 74, 1457 (2003).
- [23] Smirnov, B.M. Introduction to Plasma Physics , Mir Publishers (1977).
- [24] Rudder, R. R and Bach. Rayleigh Scattering of Ruby-Laser Light by Neutral Gases, , Journal of the Optical Society of America, 58, 1260, (1968).
- [25] Naylor, G. A et. Al. The Iter Thomson Scattering core lidar diagnostic, Journal of instrumentation, volume 7, 2012.
- [26] Jeronimo, L. C, Relatório anual CNEN, Instituto de Física, USP, 2013.
- [27] Galetti, Diógenes e Lima, Celso L. . Energia Nuclear, com fissões e com fusões. São Paulo: Editora Unesp, 2010.

APÊNDICE A

Medida da densidade eletrônica do plasma fazendo calibração do sistema Thomson através do espalhamento Raman ou Rayleigh

Neste apêndice será discutido o método para realizar calibração do sistema Thomson através do espalhamento Raman ou Rayleigh, seguindo o trabalho realizado pelo Prof. Dr. Fábio O. Borges [12,13].

a.1.1) Calibração Raman

Conforme mencionado no capítulo IV, é possível realizar calibração absoluta do diagnóstico Thomson para medições de densidade do plasma, através da chamada calibração Raman que é considerado um método convencional para tal finalidade.

De forma similar à equação (4.1.6) apresentada no cap.IV, temos que a potência do sinal Raman é dada por [13]

$$P_s^{Ra} = P_0^{Th} N \Delta \Omega \Delta L \sum_J W_J \frac{d\sigma_{Ra}^J}{d\Omega} \Gamma(\lambda_J) \quad , \quad (A.1)$$

sendo N a densidade do gás, J é o número quântico rotacional do estado inicial e W_J é a população do estado rotacional inicial. Para um gás em equilíbrio térmico à temperatura T, a população W_J é dada por

$$W_J = Z^{-1} g_J (2J + 1) \exp \left[\frac{-E_J}{K_B T} \right] \quad (A.2)$$

onde Z é a função de partição rotacional, determinada pela condição de normalização

$$\sum_{J=0}^{\infty} W_J = 1 \quad . \quad (A.3)$$

sendo que g_J é um fator estatístico que depende do Spin nuclear, $E_J = J(J+1) hcB_0$ é a energia rotacional do estado inicial J e B_0 é a constante rotacional do gás empregado na calibração. Na tabela abaixo são apresentados valores dos parâmetros Raman de alguns gases escolhidos para este estudo [13].

gás	$B_0(m^{-1})$	$g_J(J = \text{ímpar})$	$g_J(J = \text{par})$	$\gamma^2(m^6)$
H_2	5933,9	3	1	0,51
N_2	198,96	3	6	0,51
O_2	143,8	1	0	0,51
CO_2	39,02	0	1	0,51

Tabela a.1- Parâmetros para alguns gases.

Os comprimentos de onda λ_J para espalhamento Raman são obtidos através da expressão

$$\lambda_J = 1/\sigma_J, \text{ sendo que } \sigma_J = \sigma_0 \pm B_0 (4J + 6) \quad (\text{A.4})$$

O sinal $\pm$ corresponde as transições anti-Stokes e Stokes, respectivamente. As linhas são espaçadas por cerca de $\Delta\lambda \approx 4B_0\lambda_0^2$ uma da outra.

A seção de choque diferencial para espalhamento Raman é dada por

$$\frac{d\sigma_{Ra}^J}{d\Omega} = \sigma_J^{Ra} [(1-\rho)\cos^2\varphi + \rho] \quad (\text{A.5})$$

onde ρ é o fator de despolarização. A radiação Raman espalhada é largamente não polarizada e o valor da despolarização é $\rho=3/4$. O φ é o ângulo entre a polarização do laser incidente e a direção da luz espalhada (TCABR $\varphi=90^\circ$). De forma que

$$\sigma_J^{Ra} = \frac{64\pi^4}{45} \frac{b(J)\gamma^2}{\lambda_J^4} \quad (\text{A.6})$$

é a seção de choque total do espalhamento Raman, onde λ_J é o comprimento de onda da linha Raman espalhada, γ a anisotropia do tensor de polarizabilidade e $b(J)$ são Fatores quânticos conhecidos como coeficientes de Placzek-Teller (ou força de linha).

$$\text{Esse fator é dado por } b(J) = \frac{3(J+1)(J+2)}{2(2J+1)(2J+3)}, J \rightarrow J+2 \text{ linhas Stokes} \quad (\text{A.7})$$

$$\text{e } b(J) = \frac{3(J-1)}{2(2J+1)(2J-1)}, J \rightarrow J-2 \text{ linhas Anti-Stokes} \quad (\text{A.8})$$

Utilizando os valores apresentados na tabela (a.1) para os diferentes parâmetros para alguns gases, o valor da seção de choque pode ser calculado. Os resultados são apresentados na figura A.1.

Figura A.1- Espectro Raman para vários gases a 27°C (~300K). A linha central verde é o comprimento de onda da luz emitida pelo laser de Nd:Glass $\lambda=1054$ nm.

a.1.2) Substituição dos Filtros para efetuar Calibração Raman

Conforme descrito de forma mais detalhada na referência [13], a seção de choque do espalhamento Raman decresce exponencialmente com relação à variação do comprimento de onda. Por isso, para detectar o sinal Raman é necessário utilizar filtros localizados na região mais próxima ao comprimento de onda emitido pelo laser (1054nm). Portanto não é possível realizar calibração Raman com o atual policromador, pois seu filtro é mais próximo da linha laser atua nas faixas de comprimentos de onda entre 1012- 1032nm.

Assim, se faz necessária a substituição do filtro por outro que atue especificamente na faixa próxima de 1054nm. A aquisição desse novo filtro está em andamento.

De todos os gases estudados, foi escolhido o nitrogênio¹ para a calibração do novo policromador (Figura A.2).

¹ A escolha pelo gás nitrogênio se deu por ele não ser reativo e ser de fácil eliminação do sistema em pouco tempo de limpeza.

Figura A.2 – Faixas observadas pelos canais 1 e 3 do novo policromador, sobrepostas à distribuição espectral das linhas Raman para molécula de N_2 .

Um fato de grande importância é que o policromador não mede a potência espalhada e sim uma voltagem que é proporcional a essa potência ($P_S \propto V_S$) e ainda é importante lembrar que o laser flutua de pulso a pulso ; portanto não se pode afirmar que a energia que entra no sistema é sempre a mesma. Este problema pode ser resolvido monitorando o pulso laser com um fotodiodo rápido e o valor da voltagem obtido será, proporcional à potencia incidente ($P_0 \propto V_0$). Desse modo, as equações (4.1.6) do cap.IV e (A.1) deste apêndice tornam-se, respectivamente

$$V_S^{Th} \propto V_0^{Th} n_e \Delta\Omega \Delta L \frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} \int \Gamma(\lambda_s) S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s \quad (A.9)$$

e

$$V_S^{Ra} = V_0^{Th} N \Delta\Omega \Delta L \sum_J W_J \frac{d\sigma_{Ra}^J}{d\Omega} \Gamma(\lambda_J) \quad (A.10)$$

Dividindo (A.9) pela (A.10), temos

$$\frac{V_S^{Th}}{V_S^{Ra}} = \frac{V_0^{Th}}{V_0^{Ra}} \frac{n_e}{N} \frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} \frac{\int \Gamma(\lambda_s) S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s}{\sum_J W_J \frac{d\sigma_{Ra}^J}{d\Omega} \Gamma(\lambda_J)} \quad (A.11)$$

Isolando a densidade eletrônica n_e , obtem-se

$$n_e = \frac{V_S^{Th}}{V_0^{Th}} \frac{V_0^{Ra}}{V_S^{Ra}} N \frac{\sum_J W_J \frac{d\sigma_{Ra}^J}{d\Omega} \Gamma(\lambda_J)}{\frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Gamma(\lambda_s) S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s} \quad (A.12)$$

Na realização do experimento, medimos uma pressão e não a densidade do gás. Vamos resolver para um gás num regime de baixa densidade, isto é, trataremos como um gás ideal e usaremos as devidas aproximações.

Mantendo a temperatura constante em nosso sistema, a pressão será inversamente proporcional ao volume, $p = \frac{A}{V}$ que é a lei de Boyle. Sabemos que experimentalmente,

a constante A é proporcional a temperatura, o que nos leva a lei de Gay-Lussac $p = \frac{BT}{V}$

. A energia interna U de um gás nessas condições independe de V e depende apenas de T de forma linear $U = cT$.

Para demonstrar que U depende apenas de T, utilizamos:

$$dU = T dS - p dV \rightarrow dS = \frac{1}{T} dU + \frac{p}{T} dV$$

Como S é função de estado, então dS é diferencial exata, desse modo

$$\frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{1}{T} \right) = \frac{\partial}{\partial U} \left(\frac{p}{T} \right).$$

O lado direito se anula, pois $\frac{p}{T} = \frac{B}{V}$ depende de V mas não de U. Assim, $1/T$ depende apenas de U, ou seja, U depende de T mas não de V.

Consideremos agora a hipótese de Avogadro que nos diz que volumes iguais de diferentes gases ideais a mesma temperatura e pressão, tem mesmo número de moléculas. Como sabemos, esse número de moléculas deve ser proporcional ao volume, de $p = \frac{BT}{V}$, vimos que o fator B é proporcional a V para temperatura e pressão

fixas. Podemos então concluir que B é proporcional ao número de moléculas.

Utilizando o padrão para número de moléculas (mol), podemos escrever $B = NR$. Portanto obtemos:

$$p = \frac{BT}{V} \rightarrow p = \frac{NRT}{V},$$

onde p é a pressão, N é o número de moles, R é a constante de Avogadro, T é a temperatura e V é o volume.

Da definição de número de moles $N = \frac{m}{M}$, (m = massa do gás, M = molécula grama),

$$PV = NRT \rightarrow P = \frac{RT}{M} n, \text{ com } n = \frac{m}{V}.$$

Como a temperatura não varia durante o experimento $\frac{RT}{M} = cte = a$ ou seja, $p = a n$.

Obtivemos então uma relação linear entre a pressão e a densidade do gás, desse modo a equação (A.12) torna-se

$$n_e = \frac{V_S^{Th}}{V_0^{Th}} \frac{p}{\left[\frac{V_S^{Ra}}{V_0^{Ra}} \right]} \frac{\sum_J W_J \frac{d\sigma_{Ra}^J}{d\Omega} \Gamma(\lambda_J)}{a \frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Gamma(\lambda_s) S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s}, \quad (A.13)$$

A razão $\frac{p}{\left[\frac{V_S^{Ra}}{V_0^{Ra}} \right]}$ é obtida pela inclinação do gráfico de $\left[\frac{V_S^{Ra}}{V_0^{Ra}} \right]$ pela pressão p.

a.2) Calibração através de Espalhamento Rayleigh

Será apresentado agora um estudo com a utilização do espalhamento Rayleigh, em nosso caso optamos pelo nitrogênio, como descrito na seção anterior. A função de distribuição espectral para o espalhamento Rayleigh é dada por [11,13]

$$S(\lambda_s, T) = \delta(\lambda_s - \lambda_0). \quad (A.14)$$

Como já dito, a função instrumental altera a distribuição da radiação espalhada, assim a função de distribuição espectral completa pode ser expressa por

$$S(\lambda_s, T) = \Gamma(\lambda_s) \delta(\lambda_s - \lambda_0). \quad (A.15)$$

Dada a identidade:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\lambda_s) \delta(\lambda_s - \lambda_0) d\lambda_0 = \Gamma(\lambda_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\lambda_s - \lambda_0) d\lambda_s = \Gamma(\lambda_0)$$

a intensidade da radiação espalhada pode ser expressa por

$$I_S^{Ry} = I_0^{Ry} \sigma_{Ry} N \cdot d\Omega \cdot \Gamma(\lambda_0) \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \Delta L \quad (A.16)$$

onde σ_{Ry} é a seção de choque para o espalhamento Rayleigh e N é a densidade do gás. Como a natureza do espalhamento Thomson em Rayleigh é dipolar, o valor da razão entre as seções de choque total ou diferencial resulta num mesmo valor numérico, assim temos para o espalhamento Thomson que

$$\frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} = \sigma_{Th} \frac{\Delta\Omega}{4\pi}. \quad (A.17)$$

Similarmente à equação (A.10), a voltagem obtida em um espalhamento Rayleigh pode ser escrita na forma:

$$V_S^{Ry} = V_0^{Ry} \sigma_{Ry} N \Gamma(\lambda_0) \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \Delta L \quad (A.18)$$

Resolvendo a razão entre as equações, análogo à seção anterior, as constantes são eliminadas e podemos expressar a densidade eletrônica em função de quantidades que podem ser medidas com precisão

$$\frac{V_S^{Th}}{V_S^{Ry}} = \frac{V_0^{Th}}{V_0^{Ry}} \frac{\sigma_{Th}}{\sigma_{Ry}} \frac{n_e}{N} \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Gamma(\lambda_s) S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s}{\Gamma(\lambda_0)} \quad (A.19)$$

Logo, isolando a densidade n_e :

$$n_e = \frac{V_S^{Th}}{V_0^{Ry}} \frac{V_0^{Ry}}{V_0^{Th}} \frac{\sigma_{Ry}}{\sigma_{Th}} N \frac{1}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\Gamma(\lambda_s)}{\Gamma(\lambda_0)} S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s} \quad (A.20)$$

Realizando as duas medidas sob as mesmas condições experimentais, ainda teremos dúvida se a radiação incidente é a mesma nos dois experimentos, isto porque o laser de Nd:Glass apresenta pequenas flutuações de pulso para pulso. Desse modo, na prática, nunca podemos supor que a energia do pulso laser permanecerá a mesma para os dois experimentos. Para corrigir este efeito, podemos monitorar o laser, retirando uma pequena porção da energia do feixe incidente e detectá-la com um fotodiodo rápido. O valor numérico da razão entre os sinais medidos com o fotodiodo será o mesmo da razão entre as energias incidentes.

$$\frac{V_{fot}^{Th}}{V_{fot}^{Ry}} = \frac{E_0^{Th}}{E_0^{Ry}} \quad (A.21)$$

É sabido que quando realizamos um experimento, de forma geral, medimos a pressão e não a densidade do gás. Fazendo considerações semelhantes ao caso Raman, para facilitar os cálculos, podemos supor que o gás utilizado se comporte como gás ideal

$$PV = n \cdot R \cdot T$$

Onde P é a pressão, V é o volume, $n = m/M$ é o número de moles (m =massa do gás e M =molécula por grama), R é a constante de Avogrado e T a temperatura do gás.

Assim (A.22) fica:

$$P = \frac{RT}{M} N, \quad N = \frac{M}{V}$$

como a temperatura ambiente não varia durante o experimento,

$$\frac{RT}{M} = Cte = a \quad \therefore P = aN$$

Temos então uma relação linear entre a pressão e a densidade do gás, introduzindo-a na equação da densidade , obtemos:

$$n_e = \frac{V_s^{Th}}{V_0^{Th}} \frac{\sigma_{Ry}}{\sigma_{Th}} \frac{P}{\left(\frac{V_s^{Ry}}{V_0^{Ry}}\right)} \frac{1}{a \int_{\lambda_0}^{\lambda_2} \frac{\Gamma(\lambda_s)}{\Gamma(\lambda_0)} S(\lambda_s, T_e) d\lambda_s} \quad (A.22)$$

Assim, medindo $\frac{V_s^{Ry}}{V_0^{Ry}}$ para várias pressões em experimentos de espalhamento Rayleigh, obtemos que a quantidade $\frac{P}{\left(\frac{V_s^{Ry}}{V_0^{Ry}}\right)}$ é igual à inclinação de um gráfico de $\left(\frac{V_s^{Ry}}{V_0^{Ry}}\right)$ pela pressão.

A seção de choque para espalhamento Rayleigh é encontrada na literatura para experimentos com comprimentos de onda de 532 e 694,3 nm. Sabendo que a seção de choque Rayleigh é proporcional a $\frac{1}{\lambda^4}$, podemos obter seu valor para o laser de Nd:Glass ($\lambda_0 = 1054$ nm) através da relação

$$\sigma_{1054}^{Ry} = \frac{\lambda_{exp}^{694,3}}{\lambda_0^{1054}} \sigma_{694,3}^{Ry} \quad . \quad (A.23)$$

Na tabela abaixo [13], temos as seções de choque para alguns gases obtidas através da equação (A.23)

gás	$\sigma_{exp}^{694,3} (\times 10^{-28} cm^2)$	$\sigma_0^{1054} (\times 10^{-28} cm^2)$
<i>He</i>	$0,0296 \pm 0,0014$	0,006
<i>D</i> ₂	$0,431 \pm 0,021$	0,08
<i>H</i> ₂	$0,438 \pm 0,021$	0,08
<i>Ar</i>	$1,88 \pm 0,09$	0,35
<i>N</i> ₂	$2,12 \pm 0,09$	0,4
<i>CH</i> ₄	$4,56 \pm 0,22$	0,9
<i>N</i> ₂ <i>O</i>	$6,40 \pm 0,31$	1,2
<i>Xe</i>	$11,55 \pm 0,55$	2,2

Tabela a.2 - Seção de choque para espalhamento Rayleigh.

APÊNDICE B

Desenhos das principais fabricações mecânicas

No capítulo III, foi apresentado todo trabalho de fabricações mecânicas. Neste apêndice buscamos mostrar alguns desenhos, cálculos e detalhes técnicos. Para apêndice não ficar muito extenso, selecionados apenas alguns desenhos principais. Os desenhos e cálculos das demais encontram-se arquivados no Laboratório de Física de Plasmas da Universidade de São Paulo. Todo material está à fácil disposição para futuras consultas.

b.1) Flanges de Fixação da base

As figuras a seguir B.1 e B.2, são relativas aos detalhes mostrados nas figuras 3.3 e 3.5 no capítulo III.

Figura B.1 – Desenho da Flange Inferior (Fixação no piso).

Figura B.2 – Desenho da Flange Superior, na qual é fixada a viga horizontal (figuras 3.3 e 3.5, cap.3).

b.2) Treliça Modificada

O desenho B.3, a seguir, é relativo à treliça apresentada na figura 3.10 (cap.3).

Figura B.3 – Treliça modificada.

A seguir um esboço esquemático da engrenagem e cremalheira do sistema de movimentação da lente (figura 3.11, cap.3).