

**Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física "Gleb Wataghin"**

**Espalhamento Thomson no
Toróide Compacto TC-1**

por : Luiz Ângelo Berni

Orientador : Prof. Dr. Munemasa Machida

Este exemplar corresponde à redação final da tese de doutoramento defendida pelo aluno Luiz Ângelo Berni e aprovada pela comissão julgadora.

*Campinas, 28 de outubro de 1996. Munemasa Machida
orientador*

Trabalho Apresentado ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da
Universidade Estadual de Campinas, como parte dos requisitos à obtenção
do título de Doutor em Ciências

Agosto / 1996



INSTITUTO DE FÍSICA
GLEB WATAGHIN

PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE DOUTORADO
LUIZ ANGELO BERNI

DATA: 29.08.96

BANCA EXAMINADORA:

- Prof. Dr. MUNEMASA MACHIDA (Orientador)

- Prof. Dr. IVAN CUNHA NASCIMENTO

- Prof. Dr. MÁRIO UEDA

- Prof. Dr. MÁRIO ANTONIO BICA DE MORAES

- Prof. Dr. PAULO HIROSHI SAKANAKA

Dedicatória

À minha esposa Valdete

À minha família

Agradecimentos

Ao prof. Munemasa Machida pela orientação e amizade durante todo este trabalho. Pela confiança depositada e pelo acompanhamento da minha formação acadêmica desde a minha entrada no grupo de plasma (1986).

Em especial, ao prof. Delton de Oliveira Campos que através de seus conhecimentos em Espalhamento Thomson tornaram possível a realização deste trabalho. Pela amizade e por todos os ensinamentos.

Ao prof. Paulo H. Sakanaka pelo apoio no desenvolvimento de alguns programas.

Aos professores Stanislav A. Moshkalyov e S. V. Lebedev pelas sugestões e pela amizade.

Ao prof. M. Y. Kantor pelo apoio na implantação do Espalhamento Thomson multipasso no TC-1.

Aos professores do grupo de plasma que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

Ao grupo técnico do laboratório pela cooperação e ótimo ambiente de trabalho : Douglas, Fernando, Anderson, Ivanildo e André.

Aos amigos Roosevelt, Givanildo, Ricardo, Marcelo, Alexandre, André, Gildo, F. Luna, João Victor, Marcia e Roberto.

Ao apoio técnico da oficina mecânica, vidraria, vácuo, eletrônica e desenho.

Aos amigos da secretaria da pós-graduação: Armando, Márcia e Maria Ignez.

A Maria do Carmo pelas sugestões e confecção de elementos óticos (lentes, janelas, etc).

Aos meus pais que durante todos estes anos sempre me apoiaram em minhas decisões.

À minha esposa Valdete pelo seu apoio, dedicação e compreensão em todos os momentos deste trabalho.

Ao apoio financeiro do CNPq, FAPESP, FAEP e FINEP.

Muito Obrigado!

Resumo

Pela primeira vez foi instalado o diagnóstico de espalhamento Thomson no Toróide Compacto TC-1 da Unicamp. Primeiramente o diagnóstico foi realizado com uma única passagem do laser de rubi (energia : 3 J - duração : 40 ns) pelo plasma com injeção axial e radial do laser e observado a 90° . Com a injeção axial obtivemos uma densidade de $(4,3 \pm 0,7) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ e uma temperatura eletrônica de $(8 \pm 3) \text{ eV}$. Estes resultados foram confirmados com a geometria radial de injeção do laser com uma densidade de $(5 \pm 1) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ e uma temperatura de $(5 \pm 2) \text{ eV}$.

A principal dificuldade neste tipo de experimento é a baixa razão entre a potência espalhada pelo plasma e a potência incidente do laser, que para um plasma típico de theta-pinch fica em torno de 10^{-12} . Para aumentar esta relação dois novos métodos foram estudados e aplicados no TC-1.

O primeiro método que foi desenvolvido na Rússia consiste em fazer a luz do laser refletir várias vezes entre dois espelhos esféricos passando pela mesma região no plasma, aumentando desta forma o sinal espalhado. Com este método obtivemos um aumento do sinal de 5 vezes para 6 passagens do laser pelo plasma. Depois de algumas mudanças realizadas no TC-1 para aumentar a temperatura do plasma, conseguimos com o espalhamento Thomson multipasso uma temperatura de $(24 \pm 8) \text{ eV}$ e uma densidade de $(5,0 \pm 0,8) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

O segundo método chamado de espalhamento Thomson em ângulo baixo, foi desenvolvido pela equipe do laboratório de Plasmas da Unicamp. Este método leva em consideração o fato de que para ângulos de observação menores de 90° a intensidade do espectro espalhado aumenta. Realizamos as medidas em um ângulo de 21° e através de um programa especialmente desenvolvido obtivemos uma temperatura de $(15 \pm 6) \text{ eV}$ e uma densidade de $(9 \pm 2) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ que foram confirmados com espalhamento Thomson a 90° .

Sendo que o nível de luz espúria do sistema (do inglês "stray light") sempre foi mantida em níveis aceitáveis, a calibração do sistema foi realizada por espalhamento molecular Rayleigh com gás nitrogênio.

Estes resultados de alta densidade e baixa temperatura que provavelmente são devidos a presença de impurezas no sistema, também foram confirmados pela espectroscopia V.U.V. e interferometria com CO_2 instalados por outros membros da equipe.

Abstract

For the first time, the 90° Thomson scattering diagnostic in the Compact Torus TC-1 at UNICAMP has been installed. Firstly, this diagnostic has been done with traditional one pass of the rubi laser light (energy : 3 J - duration : 40 ns) through the plasma with axial and radial laser injection. By axial injection a density of $(4.3 \pm 0.7) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ and a electronic temperature of $(8 \pm 3) \text{ eV}$ was obtained . These results were confirmed with the radial geometry injection of the laser ($n_e = (5 \pm 1) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 5 \pm 2 \text{ eV}$).

The main difficulty in this kind of experiment is the low ratio between the scattered power from the plasma and the incident laser power, which for a typical theta-pinch plasma is about 10^{-12} . To increase this relation, two new methods were studied and applied to the TC-1 device.

The first method , developed recently in Russia, forces the laser light to pass several times in the same scattering region of the plasma through reflections in two spherical mirrors, increasing therefore the scattered light. An increase of 5 times was obtained with 6 passes of the laser through the plasma. After carrying out some changes in the TC-1 system, in order to increase the plasma temperature, the multipass Thomson scattering measurements were performed. With this method a temperature of $(24 \pm 8) \text{ eV}$ and a density of $(5.0 \pm 0.8) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ were measured.

The second method, the low angle Thomson scattering, was developed by the UNICAMP's plasma laboratory group. This method takes into account the fact that for observation angles less than 90° the scattered light increases. Our experiment has been carried out at 21° and the plasma parameters were calculated by using a specially developed code. A density of $(9 \pm 2) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ and a temperature of $(15 \pm 6) \text{ eV}$ were measured and confirmed by a single pass 90° Thomson scattering.

As the stray light of the system has been kept to acceptable low levels, the calibration of the signals has been done by molecular Rayleigh scattering using nitrogen gas.

These high density and low temperature results, that are probably due to the impurities in the system, were confirmed by V.U.V. spectroscopy and CO₂ interferometry installed by other members of the group.

Índice

1 - Introdução.....	01
1.1 Histórico.....	01
1.2 Confinamento Magnético.....	02
1.3 Diagnóstico de Espalhamento Thomson.....	05
1.3.1 Relevâncias do Trabalho.....	06
2 - Teoria de Espalhamento Thomson.....	08
2.1 Espalhamento por uma Carga.....	09
2.2 Espalhamento por N Cargas.....	13
2.2.1 Espalhamento por Plasmas de Alta Temperatura.....	17
2.2.2 Perfil de Espalhamento em Comprimento de Onda....	18
2.3 Curvas Teóricas de Espalhamento.....	19
2.4 Relação entre Potência Espalhada e Incidente.....	23
2.5 Aquecimento do Plasma pelo Laser.....	24
3 - Métodos Avançados de Espalhamento Thomson.....	25
3.1 Espalhamento Thomson Multipassagem.....	25
3.1.1 Ganho no Sistema Multipassagem.....	31
3.2 Espalhamento Thomson em Ângulo Baixo.....	32
4 - Calibração do Sistema de Detecção.....	35
4.1 Calibração Relativa em Função do Comprimento de Onda.....	35
4.2 Calibração da Intensidade do Sinal.....	38
4.2.1 Espalhamento Rayleigh.....	39

5 - O Toróide Compacto (T.C.-1)	41
5.1 Descrição do T.C.-1.....	41
5.2 Sistemas de Diagnósticos do T.C.-1	44
6 - Aparato Experimental para Espalhamento Thomson	48
6.1 Laser de Rubi e Monitor.....	48
6.2 Ótica de Entrada, Saída e Coleção.....	51
6.3 Espectrômetros.....	53
6.4 Fotomultiplicadoras - conceitos básicos.....	54
6.4.1 Flutuações Estatísticas e Ruídos.....	55
6.4.2 Divisores de Tensão.....	57
6.4.3 Estimativa de Sinal no Espalhamento Thomson.....	59
7 - Procedimento Experimental e Resultados Obtidos	62
7.1 Espalhamento Thomson Axial Simples.....	62
7.1.1 Espalhamento Rayleigh.....	64
7.1.2 Apresentação dos Resultados.....	65
7.2 Espalhamento Thomson Radial Simples.....	67
7.2.1 Mudanças no Sistema T.C.-1.....	70
7.3 Espalhamento Thomson Multipassagem.....	70
7.4 Espalhamento Thomson em Ângulo Baixo.....	74
7.5 Interferometria com laser de CO ₂ e Espectroscopia V.U.V.....	77
8 - Conclusões e Trabalhos Futuros	79
Apêndice A - Programas	82
A.1 Programa THEORTHOM.....	82
A.2 Programa THOMFIT.....	84
A.3 Programa TABLE e DENSTEMP.....	86

Apêndice B - Gerador de Pulso de Atraso.....	99
Apêndice C - Chave Pressurizada de Alta Tensão.....	100
Publicações em Conferências e Revistas.....	101
Referências.....	105

Lista de Figuras

1.1	Esquema de uma Configuração a Campo Reverso (C.C.R.) [Tusz88].....	02
1.2	Seqüência de formação da C.C.R. [Arms81].....	03
1.3	Esquema simplificado de um tokamak [Ferr88].....	04
1.4	Espalhamento por uma carga livre [Shef75].....	05
2.1	Desenho esquemático de espalhamento Thomson.....	08
2.2	Diagrama da geometria de espalhamento. Onde \vec{K}_i é o vetor de onda incidente e \vec{K}_s é o vetor de onda irradiada na direção θ	09
2.3	Relação entre os vetores de onda incidente e espalhada.....	11
2.4	Potência espalhada por unidade de ângulo sólido.....	11
2.5	Diagrama representando uma onda incidente polarizada.....	12
2.6	Geometria de espalhamento para altas temperaturas [Shef75].....	17
2.7	Varição do perfil de espalhamento em relação a densidade (n_e).....	20
2.8	Alargamento do perfil com o aumento da temperatura (T_e).....	21
2.9	Influência da componente iônica no perfil espalhado.....	21
2.10	Comportamento da componente iônica para diferentes temperaturas (T_i).....	22
2.11	Deslocamento do perfil devido aos efeitos de alta temperatura.....	23
3.1	Simulação do sistema multipassagem instalado no TC-1 : A - Esquema geral; B, C, D - Seções transversais nas regiões M1, E1 e C, respectivamente.....	26
3.2	Sistema multipassagem com espelhos confocais.....	27
3.3	Sistema multipassagem com lentes confocais e dois prismas.....	28
3.4	Sistema multipassagem com espelho elíptico.....	29
3.5	Simulação com espelho elíptico.....	29

7.1	Arranjo experimental para o espalhamento Thomson axial simples...	63
7.2	Curva de espalhamento Rayleigh com injeção axial do laser de rubi..	65
7.3	Temporização dos bancos de capacitores.....	66
7.4	Curva de espalhamento para 90° , com injeção axial do laser (tempo : $5 \mu s$ depois do início do banco principal).....	66
7.5	Espalhamento Thomson radial simples.....	68
7.6	Detalhes da ótica de coleção.....	69
7.7	Curvas do espalhamento radial simples a 90° : a) Curva de calibração com N_2 , b,c,d) Curvas de espalhamento para diferentes tempos em relação ao início da descarga do banco principal.....	69
7.8	Nova temporização do TC-1.....	70
7.9	Sistema multipassagem implantado no TC-1.....	71
7.10	Ganho do sistema multipassagem.....	72
7.11	Sinal típico de espalhamento com uma passagem e multipassagem (3 passagens) do laser pelo plasma.....	72
7.12	Curvas de espalhamento multipassagem: a) Detalhes da ótica de injeção para 3 passagens, b) Curvas de espalhamento Rayleigh obtidas em dias diferentes, c) Curva de espalhamento Thomson.....	73
7.13	Desenho esquemático para o espalhamento em ângulo baixo.....	74
7.14	Espalhamento Rayleigh para a configuração da figura 7.13.....	75
7.15	Seqüência temporal dos bancos de capacitores com a nova chave....	76
7.16	Espalhamentos Rayleigh (esquerda) e Thomson (direita) para $\theta=90^\circ$	76
7.17	Evolução temporal da densidade de linha (curva 1) e do campo magnético (curva 2).....	77
B1	Gerador de atraso.....	99
C1	Chave de alta tensão pressurizada.....	100

Lista de Símbolos

a	Velocidade térmica dos eletrons
\vec{B}_s	Campo magnético da onda espalhada
\vec{B}_i	Campo magnético da onda incidente
b	Velocidade térmica dos ions
c	Velocidade da luz
δ_i	Fator de multiplicação do dinodo i
e	Carga elétrica elementar
\vec{E}_{i0}	Campo elétrico da onda incidente
\vec{E}_s	Campo elétrico da onda espalhada na direção de observação
\hat{e}_i	Versor na direção do campo elétrico incidente
E_n	Energia do n -ésimo pulso da luz incidente que passa pelo volume espalhador
E_0	Energia do primeiro pulso de luz que passa pelo volume espalhador
ϵ_0	Constante dielétrica
f_{e0}	Função de distribuição de velocidade normalizada dos eletrons
f_{i0}	Função de distribuição de velocidade normalizada dos ions
ϕ	Ângulo de polarização da onda incidente
\hat{i}	Versor na direção do vetor de onda incidente
I_0	Intensidade da luz incidente
I_n	Intensidade do n -ésimo pulso
\vec{k}_i	Vetor de onda incidente
\vec{k}_s	Vetor de onda espalhada na direção de observação
K	Constante de Boltzmann
L	Comprimento do volume espalhador
λ_D	Comprimento de Debye do plasma
λ_i	Comprimento de onda incidente
λ_s	Comprimento de onda espalhada
m	Massa da partícula
μ_0	Constante de permeabilidade
n_e	Densidade eletrônica
n_R	Densidade das moléculas de gás
n_r	Número de fotons gerados pela radiação do plasma

n_t	Número de fofons equivalente à emissão termoiônica
\bar{n}_p	Número médio de fofons que atingem o fotocatodo
\bar{n}_e	Número médio de fotoeletrons
\bar{n}_a	Número médio de eletrons coletados pelo ânodo
η	Eficiência quântica do detetor
v	Perda percentual
Ω	Ângulo sólido de observação
P_i	Potência incidente no volume espalhador
P_s	Potência espalhada na direção de observação
p	Perda percentual em cada passagem da luz do laser
\vec{r}	Posição da carga q em relação a origem
\vec{R}	Posição do observador em relação a origem
\vec{R}'	Posição da carga q em relação ao observador
r_q	Raio clássico da carga q
\hat{s}	Versor na direção do vetor de onda espalhada
t, t'	Tempo
t'	Tempo retardado
T_e	Temperatura eletrônica
T_i	Temperatura iônica
T	Transmissão do sistema ótico
θ	Ângulo de observação da luz espalhada
\vec{V}	Velocidade do elétron
ω_i	Freqüência da onda incidente
ω_{pe}	Freqüência de plasma
ω_s	Freqüência da onda espalhada

CAPÍTULO 1

Introdução

1.1 - Histórico

O interesse na fusão termonuclear controlada começou logo após a II Guerra Mundial nos Estados Unidos, União Soviética e Inglaterra. Nestes países máquinas do tipo Stellarator e Theta-pinch eram os principais alvos de estudo.

Em 1965 na 2ª Conferência Internacional de Física de Plasma e Fusão Termonuclear Controlada, Artsimovich apresentou a possibilidade de confinamento magnético por um dispositivo do tipo Tokamak [Arts72]. Na conferência seguinte (1968) foram apresentados os resultados do tokamak russo T-3. Neste tokamak se atingia temperaturas de plasma da ordem de 1 keV, por vários milissegundos. Sendo que algumas duvidas em relação a medida da temperatura foram apontadas, os resultados perderam em parte, a credibilidade. Nesta época, uma equipe de cientistas ingleses do laboratório Culham liderados por Peacock [Peac69] foram enviados para medir a temperatura e a densidade no T-3 através do diagnóstico de espalhamento Thomson, uma técnica de alta confiabilidade. Uma vez confirmados os resultados anteriores do T-3, rapidamente vários experimentos com tokamaks surgiram pelo mundo.

Mesmo sendo uma técnica difícil de ser aplicada, o espalhamento Thomson é até os dias de hoje o método mais empregado para determinar a densidade e a temperatura do plasma por não perturbá-lo e por apresentar uma excelente resolução espacial e temporal.

Primeiramente, descreveremos neste capítulo alguns dos dispositivos de fusão em estudo a nível nacional e em seguida descreveremos o princípio de espalhamento Thomson assim como as relevâncias deste trabalho.

1.2 - Confinamento Magnético

Desde o início do estudo da fusão termonuclear [Goug71], o confinamento magnético de plasmas tem sido objeto de grande interesse. Nesta linha de pesquisa, vários sistemas de confinamento toroidal foram propostos, entre eles os Toróides Compactos (T.C.) com configuração a campo reverso (C.C.R.) e os Tokamaks.

A C.C.R. é um toróide compacto prolato, que é formado sem o campo toroidal como pode ser observado na fig. 1.1. Nesta figura, observamos linhas de campo magnético abertas e linhas fechadas que confinam o plasma na região central. A seqüência de formação desta configuração pode ser acompanhada pela fig. 1.2, para descargas em um dispositivo tipo theta-pinch de campo reverso.

Primeiramente, o tubo de descarga é preenchido com gás neutro e um campo magnético lento (polarização) é aplicado. Em seguida, o gás é ionizado aprisionando o campo de polarização dentro deste plasma frio, porém suficientemente condutor. Neste ponto, a corrente no solenóide é rapidamente invertida induzindo um forte campo elétrico que provoca a implosão radial do plasma com seu campo de polarização congelado. Próximo das extremidades da bobina, as linhas de campo magnético opostas se conectam formando uma configuração fechada. Devido à tensão magnética gerada nas extremidades, a configuração sofre uma contração axial e finalmente atinge o equilíbrio.

Ao longo do estudo das C.C.R.s, muito se evoluiu no conhecimento da física de plasma desde a sua formação até o seu confinamento [Tusz88]. Atualmente estas máquinas geram campos magnéticos de alguns kG com tempos de confinamento de até algumas centenas de microsegundos, atingindo densidades de 1 a $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ e temperaturas que vão desde dezenas até centenas de elétron-volts.

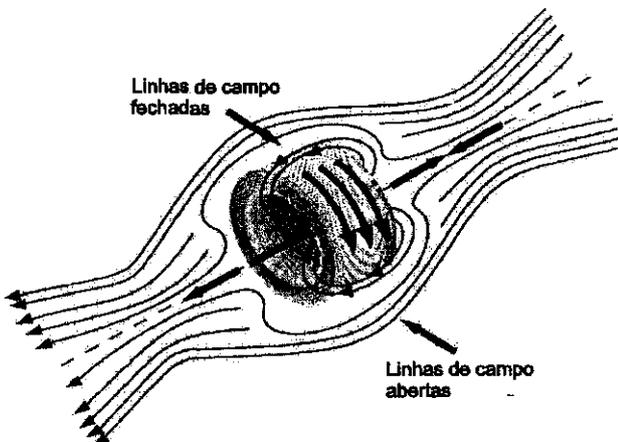


Fig. 1.1 : Esquema de uma Configuração a Campo Reverso (C.C.R.) [Tusz88].

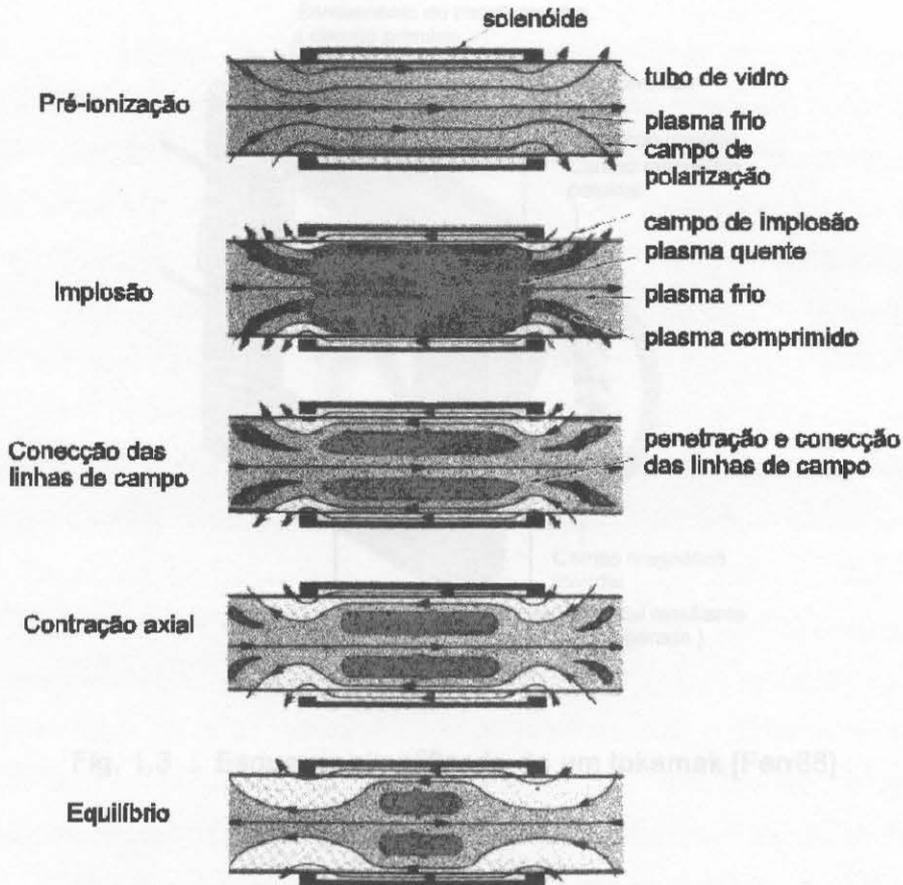


Fig. 1.2 : Seqüência de formação da C.C.R. [Arms81].

Por outro lado, os tokamaks [Arts72] são, na atualidade, os que apresentam resultados mais promissores, no que se refere à fusão termonuclear controlada [McGu95] (fig. 1.3). Basicamente, neste sistema o plasma é gerado e confinado por três campos magnéticos. O campo magnético poloidal é gerado pela corrente de plasma induzida pela corrente no primário do transformador. O campo magnético toroidal é gerado pela corrente que flui nas bobinas do campo toroidal. Estes dois campos se unem formando um campo helicoidal resultante. Devido à sua geometria, as bobinas toroidais ficam mais próximas uma das outras na região radial interna do que na radial externa, isto resulta em um campo toroidal mais intenso na região interna do vaso do que na externa. Este gradiente de campo provoca um deslocamento radial do plasma, que para ser estabilizado adiciona-se um campo magnético vertical, paralelo ao eixo maior do toróide (não mostrado na figura). Este campo é

produzido por espiras externas paralelas ao plano do toróide, situadas acima e abaixo do mesmo (não mostrados).

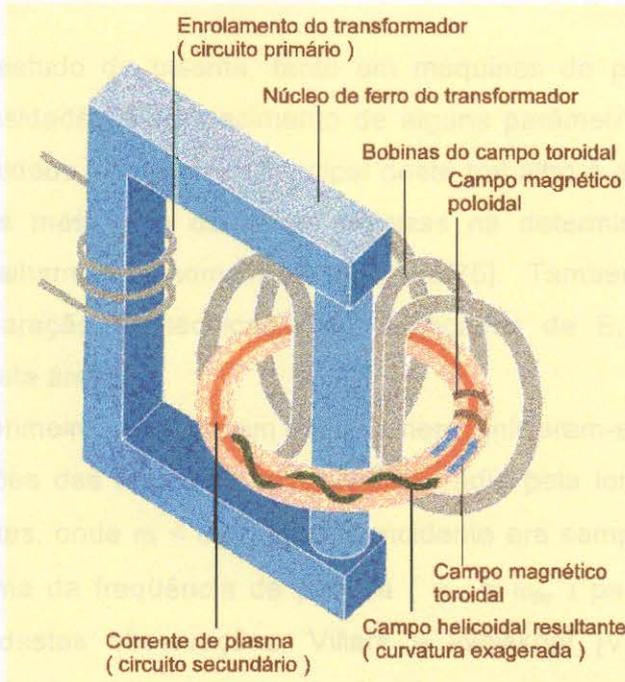


Fig. 1.3 : Esquema simplificado de um tokamak [Ferr88] .

Os tokamaks trabalham com densidades entre 10^{12} a 10^{14} cm^{-3} e temperaturas que chegam até milhares de elétrons-volt, com um confinamento de até algumas centenas de milissegundos.

A nível mundial, versões de pequeno porte de máquinas do tipo theta-pinch, tokamaks e outros têm contribuído grandemente no estudo da física básica de plasma, na formação de pessoal qualificado e no desenvolvimento de importantes diagnósticos para a correta caracterização do plasma. Nesta linha de pensamento, o laboratório de Física de Plasmas da UNICAMP tem contribuído com inúmeros trabalhos desenvolvidos em máquinas do tipo theta-pinch (Tupã e T.C.-1) [T.C.-1] e atualmente está iniciando o trabalho com uma máquina do tipo tokamak (NOVA-UNICAMP) [NOVA].

1.3 - Diagnóstico de Espalhamento Thomson

No estudo do plasma, tanto em máquinas de pequeno como de grande porte, existe a necessidade do conhecimento de alguns parâmetros, como por exemplo a temperatura e a densidade. O objetivo principal deste trabalho é a implantação de uma das técnicas mais difíceis mas, uma das mais precisas na determinação destes parâmetros citados, que é o Espalhamento Thomson (E.T.) [Shef75]. Também será foco de atenção a implantação e comparação de técnicas mais avançadas de E.T. [Akat92], bem como propostas inéditas nesta área.

Os primeiros estudos em espalhamento iniciaram-se a partir de 1950 [Bail52] através de observações das reflexões de ondas de rádio pela ionosfera. Verificou-se que para frequências baixas, onde $\omega_i < \omega_{pe}$, a onda incidente era sempre refletida e que mesmo para frequências acima da frequência de plasma ($\omega_i > \omega_{pe}$) parte da onda incidente era refletida. A partir destas observações, Villars e Weiskopf [Vill55] interpretaram estes resultados como evidências de espalhamento devido as inhomogeneidades na densidade da ionosfera. Foram com estes trabalhos iniciais, juntamente com o desenvolvimento de fontes de radiação de alta potência (lasers), que se desenvolveu esta técnica como um poderoso diagnóstico na determinação da densidade e temperatura dos plasmas de laboratório.

Simplificadamente, o E.T. consiste em se injetar no plasma uma onda eletromagnética conhecida que interaja com as partículas que compõem o plasma. Uma vez aceleradas por este campo, essas partículas radiam como mostrado na fig. 1.4.

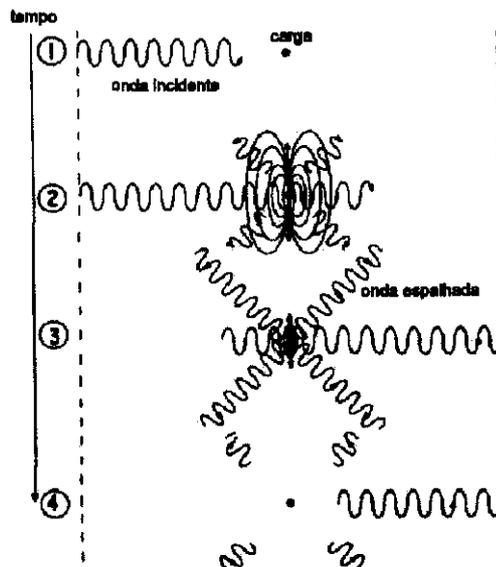


Fig. 1.4 : Espalhamento por uma carga livre [Shef75].

A interação é, em primeira aproximação, com os elétrons porque a aceleração dos íons é muito menor devido à sua massa muito maior. O espectro da radiação espalhada depende da densidade eletrônica, da temperatura dos elétrons e dos íons e do campo magnético presente. A intensidade da radiação espalhada provê informações a respeito da distribuição espacial dos elétrons. E o deslocamento no comprimento de onda espalhada em relação à onda incidente fornece informações a respeito do movimento dos elétrons que compõem o meio.

A fonte eletromagnética a ser escolhida é determinada pelas fontes existentes, pelos detetores e parcialmente pelas propriedades do meio (plasma). É essencial que o plasma seja transparente, ou seja, que a frequência da onda incidente seja maior que a frequência do plasma. Para plasmas de laboratório em que a densidade fica entre 10^{14} e 10^{16} cm^{-3} esta frequência está entre 10^{11} e 10^{12} Hz, o que leva à utilização de fontes na região do infravermelho ou visível. Para alguns experimentos, a largura do espectro é de alguns angstroms o que exige uma largura estreita da linha de emissão do laser. Outro fator importante, é a faixa de resposta dos detetores existentes.

Além dos pontos acima mencionados, a potência do laser é um fator crucial devido à baixa relação entre potência espalhada e incidente (ver cap. 2.4), que fica em torno de 10^{-12} para theta-pinches e 10^{-14} para tokamaks. Em alguns casos, isto corresponde a apenas alguns milhares de fótons espalhados durante o pulso do laser (no caso do nosso experimento - potência : 70MW, tempo : 40 ns). Devido a estas razões o laser de rubi que é disponível com alta potência e emissão estimulada em 6943 Å tem sido largamente empregado no E.T.. A baixíssima potência espalhada é o que torna este diagnóstico delicado e de difícil execução, pois durante as medidas, temos a influência de vários fatores no sinal desejado : ruídos elétricos gerados pelas chaves dos bancos de capacitores, ruídos nos detetores (corrente de fundo), a luz do próprio plasma e a interferência da luz do laser (do inglês : "stray light") devido à sua alta potência.

1.3.1 - Relevâncias do Trabalho

Como contribuições inéditas executadas neste trabalho de tese podemos resumir:

1. No Laboratório de Física de Plasmas da UNICAMP, instalou-se pela primeira vez no T.C.-1 o diagnóstico de E.T. com grande sucesso. Primeiramente, ele foi realizado com injeção axial e depois com injeção radial com uma única passagem do feixe de luz do laser

pelo plasma. A radiação espalhada foi observada a 90° através de um sistema de canal único.

2. Na tentativa de aumentar a potência espalhada, implantamos no T.C.-1 o sistema de espalhamento Thomson multipassagem (E.T.M.) desenvolvido na Rússia (Ioffe Physical and Technical Institute) [Kant]. Este sistema consiste em fazer a luz do laser passar várias vezes pela mesma região do plasma antes de ser amortecida e bloqueada. Conseguimos uma amplificação do sinal de cinco (5) vezes para seis (6) passagens do laser. Para o tokamak NOVA-UNICAMP, são esperados vinte (20) passagens do laser gerando um ganho entre 15 a 18 vezes.
3. Devido à grande complexidade do diagnóstico, gerada pelos sinais baixos e o grande número de detetores empregados para a obtenção rápida do perfil espalhado, desenvolvemos em nosso laboratório o Espalhamento Thomson em Ângulo Baixo com Integração do Espectro (E.T.A.B.). Como veremos, para ângulos baixos a largura do perfil diminui e a intensidade do sinal aumenta. Utilizando dois detetores podemos integrar este espectro em duas regiões obtendo sinais mais altos em relação ao espalhamento a 90° . Como a integração é realizada em uma faixa pequena de comprimento de onda, podemos considerar uma resposta linear dos detetores evitando calibrações mais complexas.

O E.T.A.B. desenvolvido e testado pela equipe do laboratório como descrito no item 3 acima, marca o ponto de originalidade deste trabalho.

Por se tratar de um dos primeiros trabalhos [Kaya81] no país na área de espalhamento Thomson, será incluído no capítulo 2 uma apresentação teórica mais detalhada do processo de espalhamento, assim como algumas curvas que mostram o comportamento do espectro em função dos principais parâmetros (temperatura, densidade e ângulo de observação). A proposta de alguns sistemas para E.T.M. e as simulações realizadas para o T.C.-1 estão descritas no capítulo 3. No capítulo 4 são descritos os métodos de calibração do E.T. (espalhamento molecular Rayleigh) e dos detetores. A descrição da máquina (T.C.-1) e da aparelhagem utilizada no experimento é apresentada nos capítulos 5 e 6, respectivamente. No capítulo 7 são expostos todos os resultados experimentais obtidos com E.T. (axial e radial), E.T.M. e E.T.A.B. e as mudanças efetuadas no T.C.-1 na tentativa de aumentar a temperatura do plasma. A discussão dos resultados, comentários e propostas para o futuro estão no capítulo 8. Todos os programas utilizados para o perfil teórico do espalhamento, cálculo da densidade e temperatura e E.T.A.B. estão listados no apêndice A.

Ao longo deste trabalho foi utilizado o sistema MKS de unidades com exceção de poucos itens onde as unidades são indicadas.

- Efeitos quânticos serão omitidos; isto significa que os resultados são válidos apenas para comprimentos de onda incidente, $\lambda_i \gg 0,1 \text{ \AA}$.
- Negligenciaremos o espalhamento devido aos ions que por serem mais massivos que os eletrons apresentam uma potência espalhada muito menor.
- Estudaremos a radiação espalhada a uma distância espalhadora R tal que $R \gg (V^{1/3}, \lambda_i)$.
- Precisamos que o plasma seja opticamente fino o suficiente para que a onda incidente seja transmitida com atenuação desprezível. Também não são considerados espalhamentos múltiplos.
- Precisamos que $\omega_i \gg \omega_{pe}$, para que os efeitos de campo magnético sejam desconsiderados [Kunz68].

Antes de tratarmos o espalhamento por um conjunto de N partículas carregadas descreveremos o espalhamento por uma única carga.

2.1 - Espalhamento por uma Carga

Ao ser atingido por uma onda eletromagnética plana monocromática uma partícula de massa m , carga q e com velocidade \vec{V} na posição \vec{r} (fig. 2.2) é acelerada, emitindo portanto irradiação [Shef75].

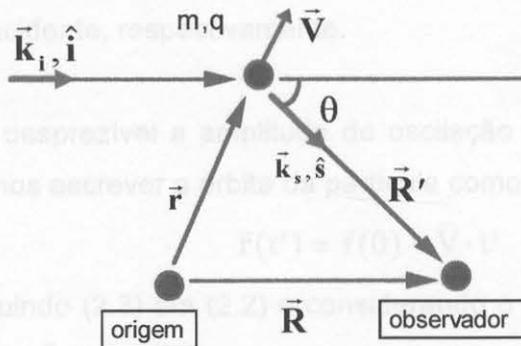


Fig. 2.2 : Diagrama da geometria de espalhamento. Onde \vec{K}_i é o vetor de onda incidente e \vec{K}_s é o vetor de onda irradiada na direção θ .

Geralmente, a radiação emitida por uma partícula acelerada em uma zona afastada ($R \gg \lambda_i$) no caso de baixa velocidade é descrita por [Jack83] :

$$\vec{E}_s(\vec{R}', t') = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \cdot c^2 \cdot R} [\hat{s} \times (\hat{s} \times \dot{\beta})]_{\text{ret}} \quad (2.1)$$

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

$$t' = t - \frac{R'}{c} \cong t - \frac{R}{c} + \frac{\hat{s} \cdot \vec{r}}{c} \quad : \text{ tempo retardado}$$

c : velocidade da luz

ϵ_0 : constante dielétrica

Devemos lembrar que o campo elétrico medido no tempo t , na posição do observador, na verdade foi gerado num tempo t' anterior devido a velocidade finita da luz.

Levando-se em conta que estamos considerando uma partícula com velocidade pequena (\bar{V}) em comparação com a velocidade da luz, podemos desprezar os efeitos do campo magnético \vec{B} e a equação de movimento fica :

$$m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = q \cdot \vec{E}_{i_0} \cdot \cos[\vec{k}_i \cdot \vec{r}(t') - \omega_i \cdot t'] \quad (2.2)$$

onde : $\frac{d\vec{v}}{dt}$: aceleração imposta pela onda eletromagnética incidente

$E_{i_0}, \omega_i, \vec{k}_i$: intensidade, frequência e vetor de onda do campo elétrico incidente, respectivamente.

Sendo desprezível a amplitude de oscilação da partícula devido ao campo elétrico incidente, podemos escrever a órbita da partícula como :

$$\vec{r}(t') = \vec{r}(0) + \vec{V} \cdot t' \quad (2.3)$$

Substituindo (2.3) em (2.2) e considerando o tempo retardado, encontramos que a onda espalhada em \vec{R} e no tempo t é dada por,

$$\vec{E}_s(\vec{R}, t) = \frac{q^2 \cdot E_{i_0}}{4\pi\epsilon_0 \cdot c^2 \cdot m \cdot R} \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)] \cdot \cos[k_s \cdot R - \omega_s \cdot t - (\vec{k}_s - \vec{k}_i) \cdot \vec{r}(0)] , \quad (2.4)$$

com \hat{e}_i , na direção de \vec{E}_{i_0} .

Agora vamos introduzir um vetor definido de acordo com a fig. 2.3

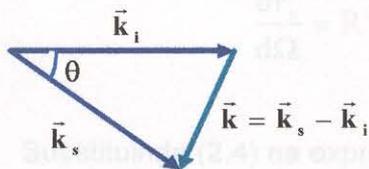


Fig. 2.3 : Relação entre os vetores de onda incidente e espalhada.

Para pequenos deslocamentos Doppler, isto é, $k_i \approx k_s$, obtemos:

$$k \cong 2 \cdot k_i \cdot \text{sen}\left(\frac{1}{2} \theta\right) \quad (2.5)$$

Usando esta relação, o deslocamento Doppler obtido pode ser escrito como:

$$\omega = \omega_s - \omega_i = \vec{k} \cdot \vec{V} \quad (2.6)$$

Vemos na equação (2.4) que a característica da radiação espalhada é a de um dipolo e que a frequência espalhada está deslocada da frequência incidente por uma quantidade ω (equação 2.6). O deslocamento em frequência é determinado apenas pela componente da velocidade na direção do vetor \vec{k} e não pela componente na direção de observação. Este deslocamento é o resultado de dois efeitos : Primeiro, a partícula “vê” uma onda incidente com frequência deslocada devido ao seu movimento em relação a fonte de radiação. Segundo, a partícula está em movimento em relação ao observador.

A potência espalhada por unidade de ângulo sólido (fig. 2.4) é representada

por,

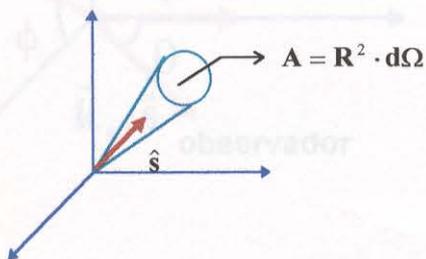


Fig. 2.5 : Diagrama representando uma onda incidente polarizada.

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = R^2 (\vec{S} \cdot \hat{s}) \quad (2.7)$$

Fig. 2.4 : Potência espalhada por unidade de ângulo sólido.

Sendo \vec{S} o vetor de Poynting:

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \vec{E}_s \times \vec{B}_s = \frac{1}{\mu_0 \cdot c} |\vec{E}_s|^2 \cdot \hat{s} = \epsilon_0 \cdot c \cdot |\vec{E}_s|^2 \cdot \hat{s} \quad (2.8)$$

onde μ_0 é a constante de permeabilidade.

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot m \cdot c^2} \quad : \quad \text{raio clássico do elétron .}$$

2.2 - Espalhamento por N Cargas

A posição do elétron determina a fase relativa da onda espalhada em relação ao observador, isto é, o fator $\vec{k} \cdot \vec{r}(0)$. A velocidade do elétron fixa a frequência espalhada. Se soubermos a posição e a velocidade do elétron, poderemos determinar o espectro espalhado. Nosso problema é determinar a posição mais provável dos eletrons. Se os eletrons estão uniformemente distribuídos, o espalhamento "líquido" será zero, pois para cada componente espalhada numa direção, podemos achar outra em oposição para cancelá-la. Neste caso estamos considerando um plasma oticamente fino e sem efeitos de borda.

Em grande escala a densidade eletrônica é uniforme, porém em pequena escala existem flutuações de densidade que são responsáveis pelo espalhamento.

Agora consideraremos o espalhamento de uma onda eletromagnética por um plasma homogêneo contido em um volume V . Geralmente, a intensidade observada é o resultado da interferência da contribuição de todas as partículas espalhadoras contidas neste volume observado. A média temporal da potência espalhada por unidade de ângulo sólido no ponto de observação é :

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \epsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot \left(\sum_{j=1}^n E_{js} \sum_{l=1}^n E_{ls} \right)$$

ou (2.12)

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{\epsilon_0 \cdot c \cdot R^2}{2} \cdot N \cdot E_s^2 + \epsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot N \cdot (N-1) \cdot \left(\overline{E_j \cdot E_l} \right)_{j \neq l}$$

Onde separamos os termos nos quais $j=l$ e $j \neq l$.

O primeiro termo de (2.12) representa o espalhamento obtido por N eletrons distribuídos randomicamente, isto é, um espalhamento incoerente. A importância deste regime de espalhamento é que ele reflete a forma da função de distribuição da velocidade eletrônica.

Só existe contribuição do segundo termo quando a posição dos elétrons estão correlacionadas. Esta correlação é devido à interação dos eletrons com os ions e com outros eletrons devido à força coulombiana. Neste caso o espalhamento se chama coerente.

A equação (2.12) pode ser reescrita da seguinte forma [Shef75],

$$P_s(\mathbf{R})d\Omega = \epsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot d\Omega \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \left| \vec{E}_s^T \right|^2 \quad (2.13)$$

O limite $T \rightarrow \infty$ corresponde a tempos maiores que o tempo de coerência das flutuações no plasma.

Como experimentalmente os detectores utilizados registram o sinal dentro de uma certa faixa de freqüência ($\omega_s \pm \Delta\omega_s/2$), precisamos encontrar uma expressão para a potência espalhada em termos da freqüência. Definindo o campo elétrico espalhado em termos da transformada de Fourier a equação (2.13), fica :

$$P_s(\mathbf{R}, \omega_s)d\Omega d\omega_s = \epsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot d\Omega \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi \cdot T} \int_{\omega_s - \frac{\Delta\omega_s}{2}}^{\omega_s + \frac{\Delta\omega_s}{2}} d\omega_s \cdot \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \cdot \vec{E}_s^T(t') \cdot e^{-i\omega_s t'} \right|^2 \quad (2.14)$$

O campo elétrico total (\vec{E}_s^T) pode ser obtido da equação (2.1), somando as contribuições de todo o volume espalhador :

$$\vec{E}_s^T(\vec{\mathbf{R}}, t') = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 \cdot c^2 \cdot R} \int_{\text{volume}} d\vec{\mathbf{r}} \int d\vec{\mathbf{v}} F_e(\vec{\mathbf{r}}, \vec{\mathbf{v}}, t') \left[\hat{\mathbf{s}} \times (\hat{\mathbf{s}} \times \dot{\vec{\beta}}) \right]_{\text{ret}} \quad (2.15)$$

onde

$$F_e(\vec{\mathbf{r}}, \vec{\mathbf{v}}, t') = \sum_{j=1}^N \delta(\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}_j(t')) \cdot \delta(\vec{\mathbf{v}} - \vec{\mathbf{v}}_j(t')) \cdot \delta(t' - t + \frac{R}{c} - \frac{\hat{\mathbf{s}} \cdot \vec{\mathbf{r}}_j}{c})$$

Substituindo (2.15) em (2.14), encontramos :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dt' \cdot \vec{E}_s^T(t') \cdot e^{-i\omega_s t'} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 \cdot c^2 \cdot R} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \int d\vec{\mathbf{r}} \int d\vec{\mathbf{v}} \cdot F_e(\vec{\mathbf{r}}, \vec{\mathbf{v}}, t') \cdot e^{-i\omega_s(t' - \frac{\hat{\mathbf{s}} \cdot \vec{\mathbf{r}}}{c} + \frac{R}{c})} \cdot \left[\hat{\mathbf{s}} \times (\hat{\mathbf{s}} \times \dot{\vec{\beta}}) \right] \quad (2.16)$$

sendo que $dt = (1 - \beta_s)dt'$ e, como estamos considerando plasmas de baixa temperatura ($\beta \ll 1$), não há necessidade em diferenciar t de t' , a não ser por uma constante. Substituindo (2.16) em (2.14) e considerando a densidade em termos da transformada espacial e temporal de Fourier, ou seja :

$$n_e(\vec{\mathbf{r}}, t) = \int d\vec{\mathbf{v}} \cdot F_e = \int \frac{d\vec{\mathbf{k}}}{(2 \cdot \pi)^3} \int \frac{d\omega}{2 \cdot \pi} \cdot n_e(\vec{\mathbf{k}}, \omega) \cdot e^{-i(\vec{\mathbf{k}} \cdot \vec{\mathbf{r}} - \omega t)} \quad (2.17)$$

e lembrando que $\cos(a) = \frac{1}{2}(e^{-ia} + e^{ia})$, depois de agrupados os termos das exponenciais a equação (2.14), fica :

$$P_s(R, \omega_s) d\Omega d\omega_s = \frac{\varepsilon_o \cdot c \cdot d\Omega}{2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{d\omega_s}{\pi \cdot T} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dt \frac{e^2}{m \cdot c^2} E_{io} \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)] \right| \int_V d\vec{r} \int \frac{d\vec{k}}{(2 \cdot \pi)^3} \times \quad (2.18)$$

$$\int \frac{d\omega}{2 \cdot \pi} n_e(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i[t(\omega - (\omega_s - \omega_i)) - (\vec{k} - (\frac{\omega_s \hat{s}}{c} - \vec{k}_i)) \cdot \vec{r} - \frac{\omega_s R}{c}]} \cdot e^{i[(\omega - (\omega_s - \omega_i))t - (\vec{k} - (\frac{\omega_s \hat{s}}{c} + \vec{k}_i)) \cdot \vec{r} - \frac{\omega_s R}{c}]} \Big|^2$$

Analisemos os termos da primeira exponencial : a integração no tempo produz a função delta $2 \cdot \pi \cdot \delta(\omega - (\omega_s - \omega_i))$, subseqüentemente integrando em ω , temos apenas que substituir $\omega = \omega_s - \omega_i$. A integração em r produz a função delta $(2 \cdot \pi)^3 \delta(\vec{k} - (\vec{k}_s - \vec{k}_i))$. E quando integrado em k , temos $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i$. O fator de fase $e^{-i \frac{\omega_s}{c} R}$ é desprezado.

Através de um procedimento semelhante com os termos da segunda exponencial encontramos $\omega_s \rightarrow \omega_s + \omega_i$, $\vec{k} = \vec{k}_s + \vec{k}_i$. fazendo uma média na freqüência ($\omega_s \rightarrow \omega_s + \Delta\omega_s$), a potência espalhada no ângulo sólido $d\Omega$, é :

$$P_s(R, \omega_s) d\Omega d\omega_s = \frac{P_i \cdot r_o^2 \cdot L}{2 \cdot \pi} \cdot d\Omega \cdot d\omega_s \cdot |\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)|^2 \cdot n_{eo} \cdot S(\vec{k}, \omega) \quad (2.19)$$

onde

$$S(\vec{k}, \omega) = \lim_{T, V \rightarrow \infty} \frac{1}{T \cdot V} \left\langle \frac{|n_e(\vec{k}, \omega)|^2}{n_{eo}} \right\rangle$$

Sendo que $S(\vec{k}, \omega)$ é chamado de função de densidade espectral que fornece o deslocamento em freqüência devido à velocidade dos eletrons assim como o efeito de correlação entre eles. Este termo é calculado sobre a média das flutuações da densidade.

Para plasmas estáveis, de baixas temperaturas ($\beta \ll 1$), não colisional e não magnético ($B=0$), a função de densidade espectral se reduz a [Shef75] :

$$S(k, \omega) = \frac{2 \cdot \pi}{k} \cdot \left| 1 - \frac{G_e}{\varepsilon} \right|^2 \cdot f_{\omega}(\omega/k) + \frac{2 \cdot \pi \cdot Z}{k} \cdot \left| \frac{G_e}{\varepsilon} \right|^2 \cdot f_{oi}(\omega/k) \quad (2.20)$$

Onde f_{oe} e f_{oi} são funções de distribuição de velocidade normalizadas dos eletrons e dos ions respectivamente. Se considerarmos funções de distribuição tipo maxwelliana, ou seja :

$$f_{eo} = \frac{e^{-(x_e)^2}}{\sqrt{\pi} \cdot a} \quad f_{io} = \frac{e^{-(x_i)^2}}{\sqrt{\pi} \cdot b} \quad (2.21)$$

onde

$$a = \left(\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad b = \left(\frac{2 \cdot k \cdot T_i}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad x_e = \frac{\omega}{k \cdot a}, \quad x_i = \frac{\omega}{k \cdot b},$$

as expressões de G_e , G_i e ϵ na equação (2.20), se reduzem a :

$$G_e = \alpha^2 \left[1 - 2 \cdot x_e \cdot e^{-x_e^2} \cdot \int_0^{x_e} e^{p^2} dp - i \cdot \pi^{\frac{1}{2}} \cdot x_e \cdot e^{-x_e^2} \right] \quad (2.22)$$

$$G_i = \alpha^2 \cdot \frac{Z \cdot T_e}{T_i} \cdot \left[1 - 2 \cdot x_i \cdot e^{-x_i^2} \cdot \int_0^{x_i} e^{p^2} dp - i \cdot \pi^{\frac{1}{2}} \cdot x_i \cdot e^{-x_i^2} \right]$$

$$\epsilon = 1 + G_e + G_i$$

Onde o parâmetro α (alfa) é definido como :

$$\alpha = \frac{1}{k \cdot \lambda_D} \approx \frac{\lambda_i}{4 \cdot \pi \cdot \lambda_D \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.23)$$

sendo, $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot K \cdot T}{e^2 \cdot n}}$: comprimento de Debye do plasma,

estabelece o tipo de espalhamento. Para $\alpha \ll 1$, como G_e e G_i são proporcionais a α^2 , a expressão (2.20) se reduz ao espalhamento incoerente :

$$S(\vec{k}, \omega) \Big|_{\alpha \rightarrow 0} \Rightarrow \frac{2 \cdot \pi}{k} \cdot f_{eo}(\omega/k) \quad (2.24)$$

E para $\alpha \geq 1$ os efeitos de correlação tornam-se bastante importantes e temos um espalhamento coerente.

2.2.1 - Espalhamento por Plasmas de Alta Temperatura

Para plasmas de alta temperatura, o campo magnético \vec{B}_i da onda incidente não pode ser desprezado e a equação de movimento torna-se:

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{m_0 \cdot \vec{v}}{\left[1 - \frac{v^2}{c^2} \right]^{1/2}} \right] = e \cdot \left(\vec{E}_i + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}_i \right) \quad (2.25)$$

Em comparação com a equação (2.2), vemos que o termo adicional contribui para uma radiação espalhada em um plano diferente do plano de polarização da onda incidente.

Consideremos uma onda incidente plano polarizada e um polarizador \hat{O} , que seleciona a polarização do campo espalhado. O plano do polarizador é colocado perpendicular ao vetor unitário \hat{s} fazendo um ângulo χ com a linha de intersecção do plano de espalhamento que engloba \vec{K}_i e \vec{K}_s . O plano de espalhamento faz um ângulo ϕ_0 com o campo elétrico incidente (ver fig. 2.6).

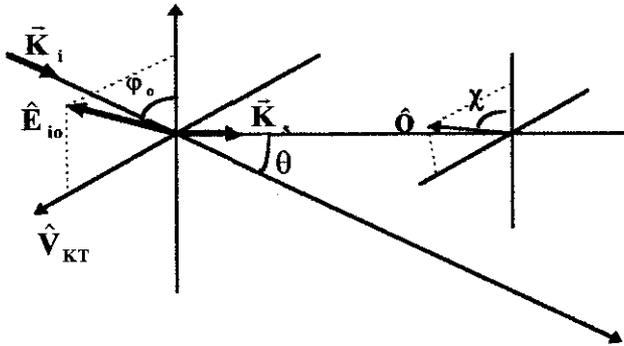


Fig. 2.6 : Geometria de espalhamento para altas temperaturas [Shef75].

Onde \hat{V}_{KT} é a componente da velocidade da partícula perpendicular ao plano de espalhamento. Considerando os termos de primeira ordem em β do campo elétrico espalhado [Jack83] numa região afastada ($R \gg \lambda_i$) e para o caso particular de $\chi = \pi/2$ encontramos que a função de densidade espectral pode ser escrita como [Shef75],

$$Q = \frac{2 \cdot \pi}{k} \cdot \left| 1 + \frac{G_e}{\varepsilon} \right|^2 \cdot (\hat{e}_i \cdot \hat{O})^2 \left(1 + \frac{2 \cdot \omega}{\omega_i} \right) \cdot f_{\infty}(\omega/k) + \frac{2 \cdot \pi \cdot Z}{k} \cdot \left| \frac{G_e}{\varepsilon} \right|^2 \cdot (\hat{e}_i \cdot \hat{O})^2 \left(1 + \frac{2 \cdot \omega}{\omega_i} \right) \cdot f_{i_0}(\omega/k)$$

ou

$$Q(\vec{k}, \omega) = \left(1 + \frac{2 \cdot \omega}{\omega_i} \right) (\hat{e}_i \cdot \hat{O})^2 \cdot S(\vec{k}, \omega) \tag{2.26}$$

A consequência de altas temperaturas em plasmas é um deslocamento do perfil espalhado como um todo para a região azul do espectro, como podemos observar na fig. 2.11 .

2.2.2 - Perfil de Espalhamento em Comprimento de Onda

Para comparação com os resultados experimentais, é mais conveniente trabalharmos em termos do comprimento de onda. Consideremos um plasma de alta temperatura, ou seja, com termos de primeira ordem em β (equação 2.26), e não magnetizado. Alguns dos termos do Cap. 2.2 podem ser reescritos [shef75] :

$$\lambda_s = \lambda_i + \Delta\lambda$$

$$\frac{\omega}{\omega_i} \cong -\omega_i \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i}$$

$$\left(\frac{\omega_s - \omega_i}{k \cdot a} \right)^2 \cong \frac{c^2 \cdot \Delta\lambda^2}{4 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot a^2 \cdot \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i} \right)} \tag{2.27}$$

$$\frac{1}{k} \cong \frac{\lambda_i}{4 \cdot \pi \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{2 \cdot \lambda_i} \right)$$

$$d\omega_s \cong \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda_i^2} \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot \Delta\lambda}{\lambda_i} \right) \cdot d\lambda_s$$

Substituindo as expressões acima em (2.19) e (2.26) , a potência espalhada por unidade de ângulo sólido no intervalo de comprimento de onda $\lambda_s \rightarrow \lambda_s + d\lambda_s$ é :

$$\frac{d^2P(R, \lambda_s)}{d\lambda_s d\Omega} = \frac{P_i \cdot r_0^2 \cdot c \cdot n_e \cdot l}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_s - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i} \right). \quad (2.28)$$

$$\left\{ \frac{1}{a} \cdot \left| 1 - \frac{G_e}{\varepsilon} \right|^2 \cdot \exp \left(- \frac{c^2 \cdot (\lambda_s - \lambda_i)^2}{4 \cdot a^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_s - \lambda_i)}{\lambda_i} \right)} \right) + \right. \\ \left. \frac{Z}{b} \cdot \left| \frac{G_e}{\varepsilon} \right|^2 \cdot \exp \left(- \frac{c^2 \cdot (\lambda_s - \lambda_i)^2}{4 \cdot b^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_s - \lambda_i)}{\lambda_i} \right)} \right) \right\}$$

O primeiro termo entre as chaves da equação acima (2.28) corresponde a correlação de cada elétron com os demais elétrons, ou seja, cada elétron causa uma perturbação na distribuição de densidade eletrônica. O segundo termo corresponde a contribuição da perturbação na distribuição eletrônica ocasionada pela presença dos íons.

Da análise desta equação verificamos que a densidade (n_e) influencia principalmente na intensidade do espectro espalhado, enquanto que a temperatura contribui na intensidade e na largura do espectro através dos termos a e b . A variação do ângulo de observação (θ) também modifica a intensidade e a largura do perfil espalhado. As modificações do perfil devido às variações destes parâmetros serão melhor explicadas no próximo item (capítulo 2.3).

Esta expressão (2.28) com algumas aproximações é a equação básica utilizada nos programas (ver apêndice A) para o estudo do perfil teórico e cálculo da densidade e temperatura do plasma nos próximos capítulos.

2.3 - Curvas Teóricas de Espalhamento

Nesta seção utilizaremos a expressão obtida anteriormente (2.28) para observarmos o comportamento do perfil de espalhamento em relação aos parâmetros T_e , T_i , θ e n_e ; para uma potência incidente (P_i) fixa gerada por um laser de rubi ($\lambda_i = 6943 \text{ \AA}$). As

curvas foram obtidas com o programa **Theorthom** apresentado no **Apêndice A.1**.

Na fig. 2.7 foram mantidos todos os parâmetros fixos (T_e , T_i e θ) e variada a densidade (n_e). Como era esperado, a intensidade do espalhamento é diretamente proporcional à densidade e como a temperatura foi mantida fixa, as três curvas apresentam a mesma largura.

Agora, se variarmos apenas a temperatura eletrônica (T_e), mantendo fixos a densidade, o ângulo de observação e a temperatura iônica, obtemos o resultado apresentado na fig. 2.8. Quanto maior a temperatura, mais largo o espectro e menos intenso, pois o perfil espalhado varia inversamente com a raiz quadrada da temperatura.

Da análise das figuras 2.7 e 2.8, verificamos que para plasmas de alta temperatura e baixa densidade, ou seja, plasmas gerados em máquinas do tipo tokamak a intensidade do sinal é relativamente menor, o que dificulta a implantação do diagnóstico de Espalhamento Thomson.

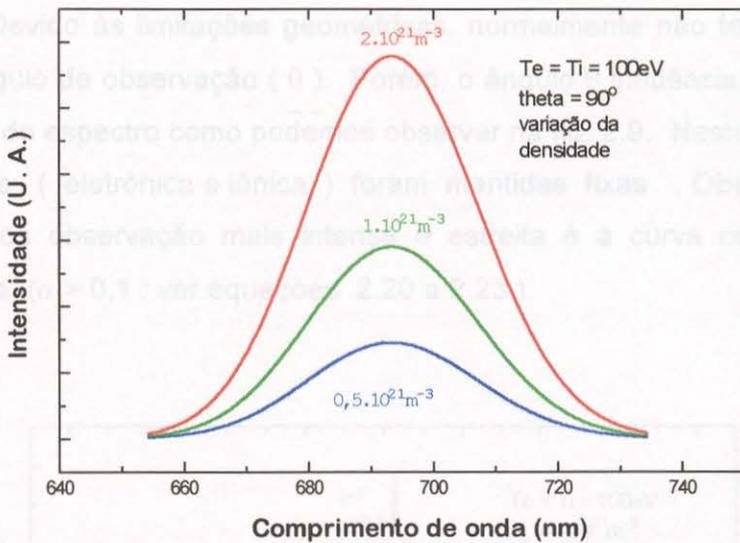


Fig. 2.7 : Variação do perfil de espalhamento em relação a densidade (n_e).

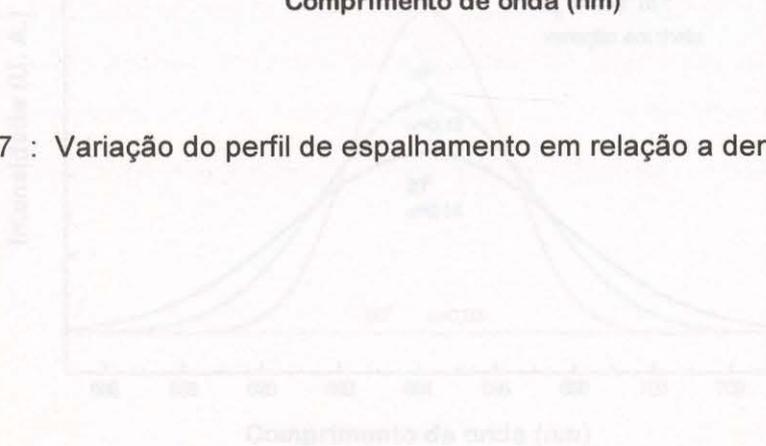


Fig. 2.9 influência da componente iônica no perfil espalhado.

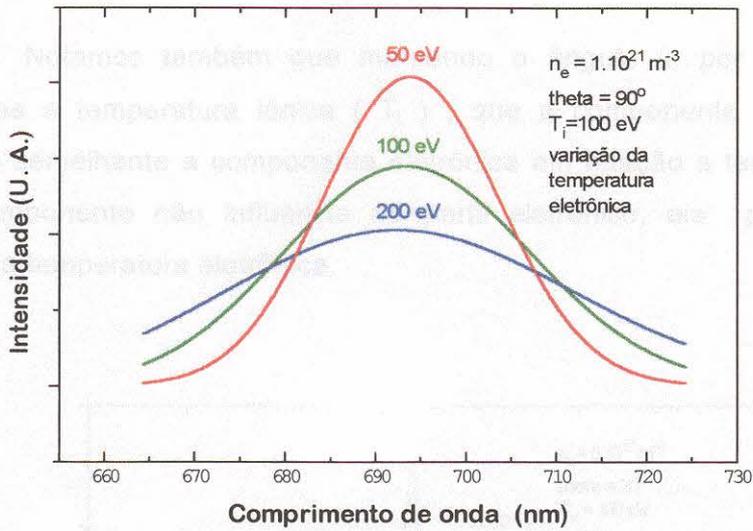


Fig. 2.8 : Alargamento do perfil espalhado com o aumento da temperatura (T_e).

Devido às limitações geométricas, normalmente não temos muita liberdade de escolha do ângulo de observação (θ). Porém, o ângulo θ influencia tanto na intensidade quanto na largura do espectro como podemos observar na fig. 2.9. Neste gráfico a densidade e a temperatura (eletrônica e iônica) foram mantidas fixas . Observamos que quanto menor o ângulo de observação mais intensa e estreita é a curva com o surgimento da componente iônica ($\alpha > 0,1$: ver equações 2.20 a 2.23).

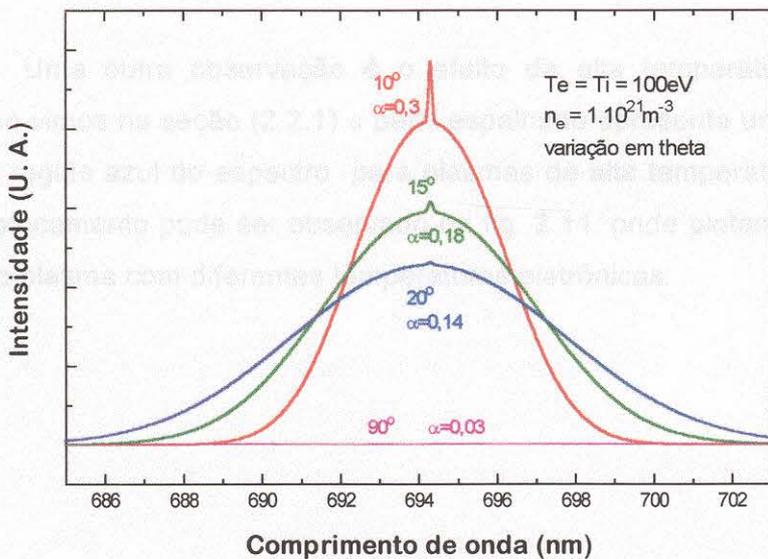


Fig. 2.9 : Influência da componente iônica no perfil espalhado.

Notamos também que mantendo o ângulo θ , por exemplo em 20° , e variando apenas a temperatura iônica (T_i), que a componente iônica apresenta um comportamento semelhante a componente eletrônica em relação a temperatura (fig. 2.10). Como esta componente não influencia no perfil eletrônico, ela pode ser ignorada na determinação da temperatura eletrônica.

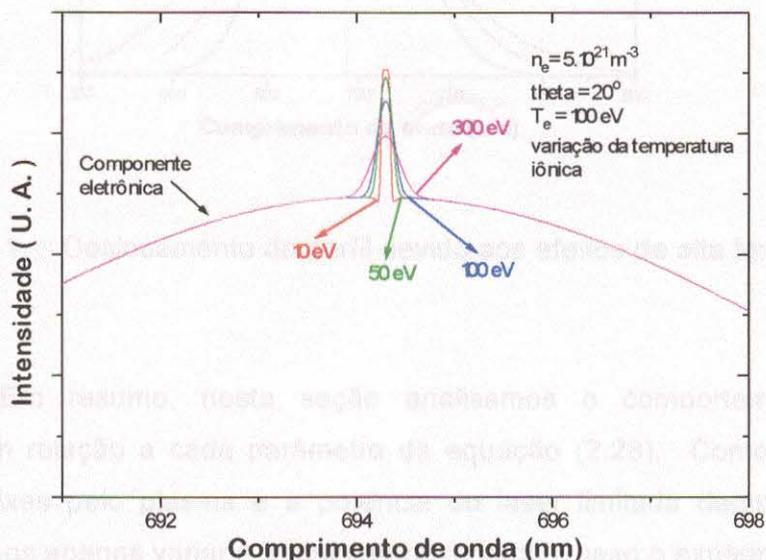


Fig. 2.10 : Comportamento da componente iônica para diferentes temperaturas (T_i).

Uma outra observação é o efeito da alta temperatura no deslocamento espectral. Como vimos na seção (2.2.1) o perfil espalhado apresenta um deslocamento como um todo para a região azul do espectro para plasmas de alta temperatura ($30 \text{ eV} < T < 10 \text{ keV}$). Este deslocamento pode ser observado na fig. 2.11, onde plotamos a equação (2.28) para um mesmo plasma com diferentes temperaturas eletrônicas.

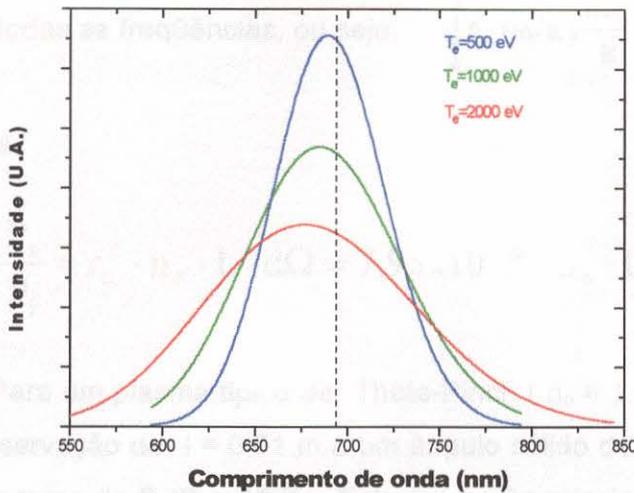


Fig. 2.11 : Deslocamento do perfil devido aos efeitos de alta temperatura.

Em resumo, nesta seção analisamos o comportamento do perfil de espalhamento em relação a cada parâmetro da equação (2.28). Como a temperatura e a densidade são fixas pelo plasma e a potência do laser limitada dentro de uma faixa de operação, podemos apenas variar o ângulo de observação, caso o experimento permita.

Na próxima seção verificaremos a potência necessária para efetuarmos um experimento de espalhamento.

2.4 - Relação entre Potência Espalhada e Incidente

Como a potência espalhada depende diretamente da potência incidente no volume observado, é de suma importância sabermos a relação entre elas. Considerando a equação (2.19) e (2.20) para um espalhamento incoerente ($\alpha \rightarrow 0$), temos :

$$\frac{P_s}{P_i}(R, \omega_s) d\Omega d\omega_s = r_0^2 \cdot L \cdot d\Omega \cdot d\omega_s \cdot \left| \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{io}) \right|^2 \cdot n_e \cdot \frac{f_{eo}(\omega/k)}{k} \quad (2.29)$$

Para um espalhamento a $\theta=90^\circ$ e com $\phi = 90^\circ$, temos $|\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{i0})|^2 = 1$.

Integrando sobre todas as frequências, ou seja, $\int_{-\infty}^{+\infty} f_{e0}(\omega/k) \frac{d\omega_s}{k} = 1$

a razão (2.29), fica :

$$\frac{P_s}{P_i} = r_0^2 \cdot n_e \cdot L \cdot d\Omega = 7,95 \times 10^{-30} \cdot n_e \cdot L \cdot d\Omega \quad (2.30)$$

Para um plasma típico de Theta-Pinch ($n_e = 1.10^{21} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 100 \text{ eV}$), com uma região de observação de $l = 0,01 \text{ m}$ e um ângulo sólido de observação de $\Omega = 0,01 \text{ sr}$, esta razão fica em torno de $P_s/P_i = 10^{-12}$. Esta é a razão principal que torna este diagnóstico difícil de ser instalado, requerendo uma atenção especial na ótica (injeção, saída e coleção) e no sistema de detecção para minimizar a presença de ruídos (elétricos e luz espúria).

2.5 - Aquecimento do Plasma pelo Laser

Para que o espalhamento pelo plasma seja utilizado como um bom diagnóstico, o laser não pode perturbá-lo. O simples aquecimento do plasma devido à absorção da energia do laser pode ser tratado através do processo Bremsstrahlung inverso.

A expressão para o erro relativo devido ao aquecimento do plasma pelo laser [Evan69], é :

$$\frac{\Delta T}{T} = 5,32 \cdot 10^{-7} \times \left(\frac{n \times Z}{T^{\frac{3}{2}}} \right) \times \lambda_i^3 \times \left[1 - e^{-\frac{h\nu}{T}} \right] \times I_0 \times \Delta\tau \quad (2.31)$$

onde n é a densidade eletrônica em cm^{-3} , Z é o número de carga do íon, T é a temperatura eletrônica em eV , λ_i é o comprimento de onda do laser em cm , $h\nu$ é a energia de um fóton incidente em eV , I_0 é a intensidade do laser em W/cm^2 e $\Delta\tau$ é a duração do pulso do laser em segundos.

Para um plasma de hidrogênio com $n_e = 1.10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $T = 100 \text{ eV}$ e com um laser de rubi de 70 MW com duração de 40 ns e focalizado em uma região de 3 mm de diâmetro, encontramos que $\Delta T/T \cong 1.10^{-7}$, o que representa um aquecimento desprezível.

CAPÍTULO 3

Métodos Avançados de Espalhamento Thomson

No espalhamento Thomson, utilizando o método simples (E.T.S.) como descrito no início do capítulo dois encontramos, para um plasma de theta-pinch, uma razão entre a potência espalhada e incidente de $P_s/P_i \approx 10^{-12}$ (ver cap. 2.4). Para tokamaks em que a densidade é da ordem de $n_e = 1.10^{19} \text{ m}^{-3}$ este valor cai para $P_s/P_i = 10^{-14}$. Esta é a razão principal que torna difícil a aplicação deste método, principalmente em plasmas de baixa densidade. Este problema se agrava ao considerarmos as perdas ocorridas no sistema de coleção da luz espalhada (lentes, janelas, espelhos, espectrômetros e fotomultiplicadoras)

Neste capítulo, discutiremos como podemos melhorar a razão entre a potência espalhada e incidente no plasma.

3.1 - Espalhamento Thomson Multipassagem

Uma das maneiras de melhorarmos a relação P_s/P_i , é forçar a luz do laser a passar várias vezes pelo mesmo volume espalhador em vez de uma única passagem como no caso simples. Para isto existem várias possibilidades geométricas. O primeiro método discutido e empregado em nosso laboratório foi desenvolvido no Instituto IOFFE (Rússia) [Akat92]. Este método consiste em fazer a luz refletir várias vezes entre dois espelhos côncavos corretamente dispostos e ajustados. Na fig. 3.1 podemos acompanhar esta simulação [Kant]. A fig. 3.1A corresponde ao esquema geral do sistema multipassagem instalado no T.C-1 (ver cap. 5). A lente (L1) de distância focal de 35 cm focaliza o feixe do laser de 1 cm de diâmetro na região central do sistema (ponto C). A luz do laser é refletida sucessivamente entre os espelhos M1 e M2. Os espelhos são de 6,0 cm de diâmetro com raios de curvatura de 25 cm . Estes espelhos são ajustados de maneira a proporcionar o maior número possível de passagens do feixe do laser pela região central. As janelas J1 e J2, que estão em ângulo de Brewster, dão acesso à parte interna da máquina através das aberturas E1 e E2 (ver fig. 5.3). Na simulação conseguimos obter oito passagens do laser pelo sistema, sendo que E1 e E2 limitam este número. Nas figuras (3.1B, C e D), temos

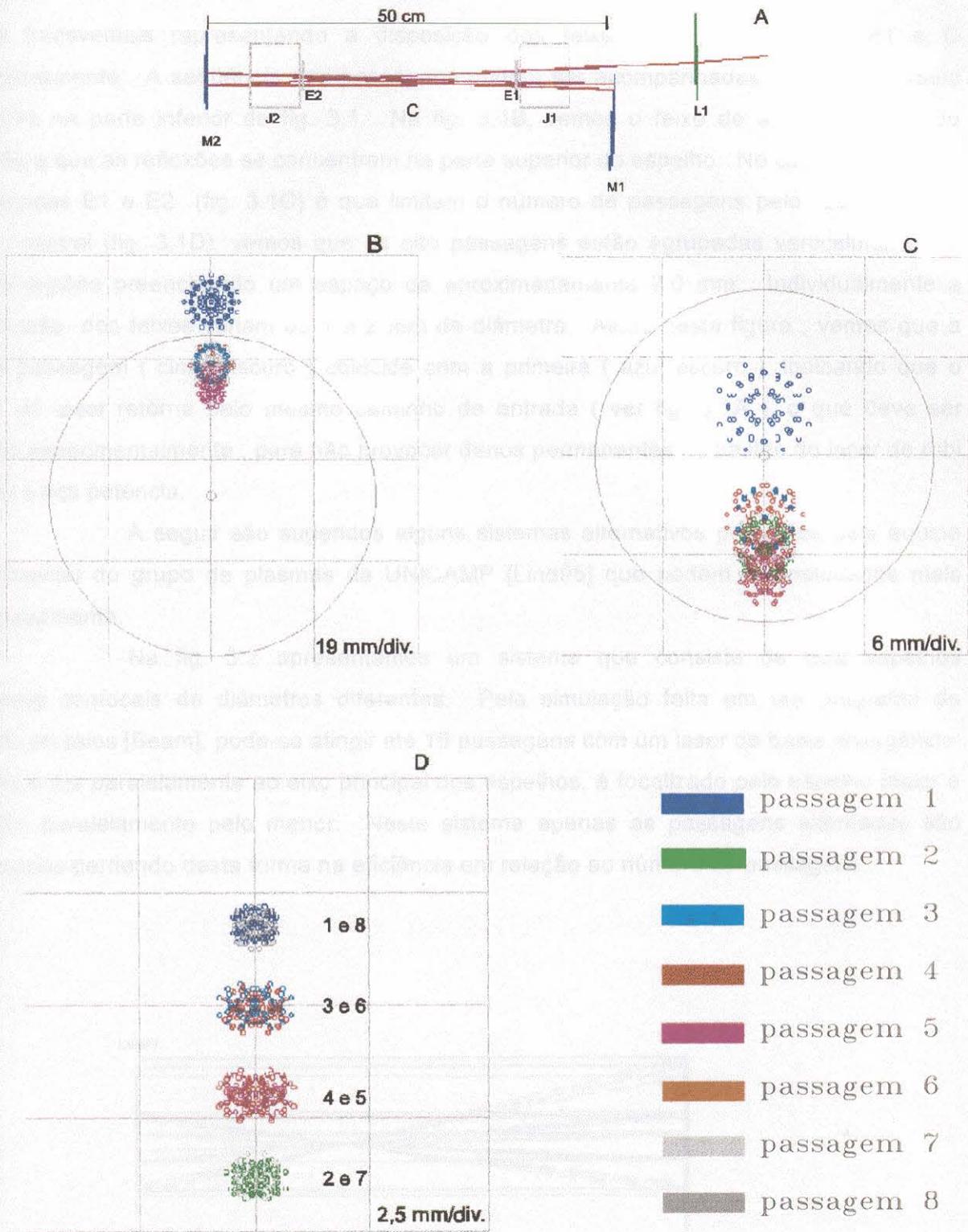


Fig. 3.1 : Simulação do sistema multipassagem instalado no T.C.-1:

A - Esquema geral;

B, C, D - Seções transversais nas regiões M1, E1 e C ,
respectivamente.

cortes transversais representando a disposição dos feixes nas posições M1, E1 e C respectivamente. A seqüência das passagens podem ser acompanhadas através da tabela de cores na parte inferior da fig. 3.1. Na fig. 3.1B, vemos o feixe de entrada, acima do espelho e que as reflexões se concentram na parte superior do espelho. No caso do T.C.-1, as entradas E1 e E2 (fig. 3.1C) é que limitam o número de passagens pelo sistema. Na região central (fig. 3.1D), vemos que as oito passagens estão agrupadas verticalmente em quatro regiões preenchendo um espaço de aproximadamente 7,0 mm. Individualmente a focalização dos feixes variam de 1 a 2 mm de diâmetro. Ainda nesta figura, vemos que a oitava passagem (cinza escuro) coincide com a primeira (azul escuro), indicando que o feixe do laser retorna pelo mesmo caminho de entrada (ver fig. 3.1A), o que deve ser evitado experimentalmente, para não provocar danos permanentes no bastão do laser de rubi devido a alta potência.

A seguir são sugeridos alguns sistemas alternativos propostos pela equipe experimental do grupo de plasmas da UNICAMP [Lind95] que podem ser estudados mais detalhadamente.

Na fig. 3.2 apresentamos um sistema que consiste de dois espelhos côncavos confocais de diâmetros diferentes. Pela simulação feita em um programa de traçado de raios [Beam], pode-se atingir até 16 passagens com um laser de baixa divergência. O feixe entra paralelamente ao eixo principal dos espelhos, é focalizado pelo espelho maior e refletido paralelamente pelo menor. Neste sistema apenas as passagens alternadas são focalizados perdendo desta forma na eficiência em relação ao número de passagens.

Fig. 3.3 : Sistema multipassagem com lentes confocais e dois prismas.

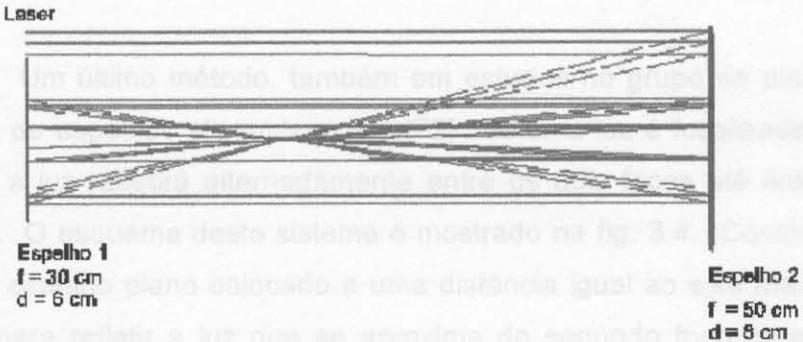


Fig. 3.2 : Sistema multipassagem com espelhos confocais.

Como terceiro método, é apresentado na fig. 3.3 um sistema que consiste de duas lentes confocais e dois prismas levemente deslocados [Beam]. Este sistema apresenta uma resolução espacial melhor que os outros dois métodos apresentados anteriormente, porém como o laser atravessa uma quantidade maior de superfícies (prismas e lentes) além das janelas de entrada, apresenta uma perda maior de potência em cada passagem e maior geração de luz espúria (ver cap. 6). Os dois métodos alternativos de multipassagem propostos acima ainda estão em fase de desenvolvimento e testes no laboratório de plasmas da UNICAMP.

Fig. 3.4 Sistema multipassagem com espelho elíptico

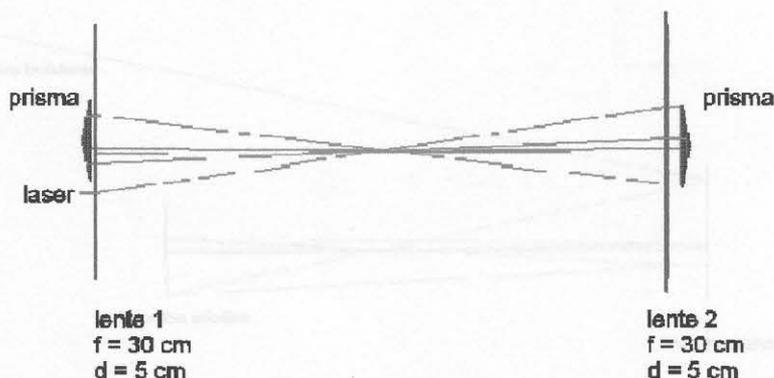


Fig. 3.3 : Sistema multipassagem com lentes confocais e dois prismas.

Fig. 3.5 Simulação com espelho elíptico

Um último método, também em estudos no grupo de plasmas, utiliza-se do princípio básico de espelhos elipsoidais [Hart72] : se uma luz é focalizada em um dos focos de uma elipse, a luz refletirá alternadamente entre os dois focos até ficar paralela ao eixo maior da elipse. O esquema deste sistema é mostrado na fig. 3.4. Consiste em um espelho elipsoidal e um espelho plano colocado a uma distância igual ao eixo maior da elipse. Este espelho serve para refletir a luz que se aproxima do segundo foco para o primeiro. Uma simulação [Beam] é mostrada na fig. 3.5.

Além dos sistemas passivos de multipassagem apresentados, existem os sistemas de multipassagem que utilizam elementos óticos ativos para aprisionar a luz do laser em uma cavidade [Bart95, Dobe77]. Um desses sistemas é apresentado na fig. 3.6.

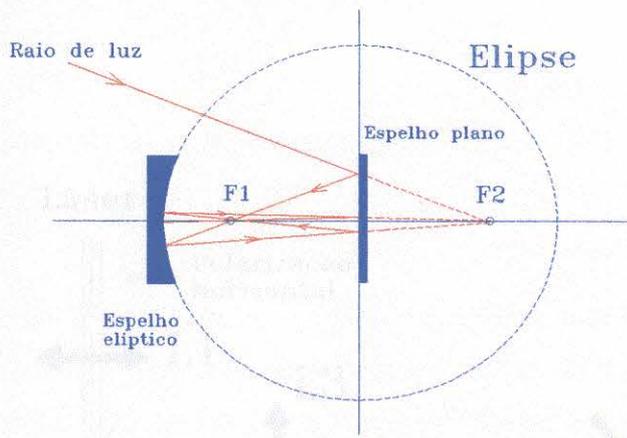


Fig. 3.4 : Sistema multipassagem com espelho elíptico.

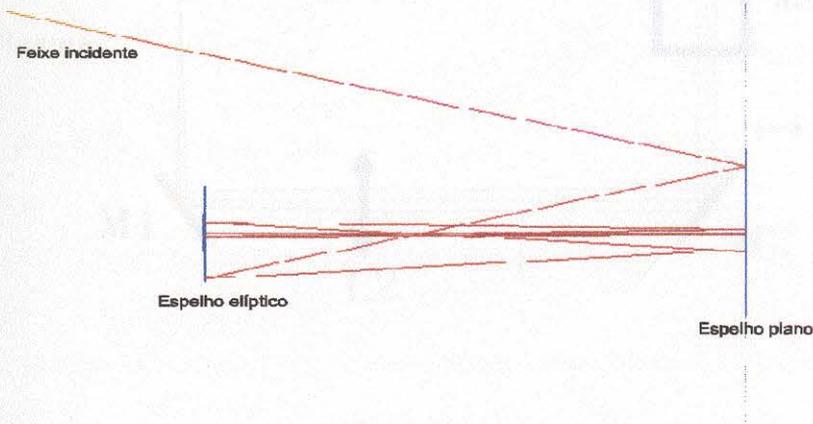


Fig. 3.5 : Simulação com espelho elíptico.

Nos últimos três sistemas propostos o feixe do laser fica preso na cavidade desaparecendo através de perdas por reflexão, absorção e devido à divergência do feixe. Isto contribui enormemente para o aumento da luz espúria do sistema, trazendo algumas complicações experimentais. O primeiro método foi implantado com sucesso em nosso laboratório e será melhor discutido no capítulo 7.

Além dos sistemas passivos de multipassagem apresentados, existem os sistemas de multipassagem que utilizam elementos óticos ativos para aprisionar a luz do laser em uma cavidade [Bart95, Döbe77]. Um desses sistemas é apresentado na fig. 3.6 .

3.1.1 - Ganho no Sistema Multipassagem

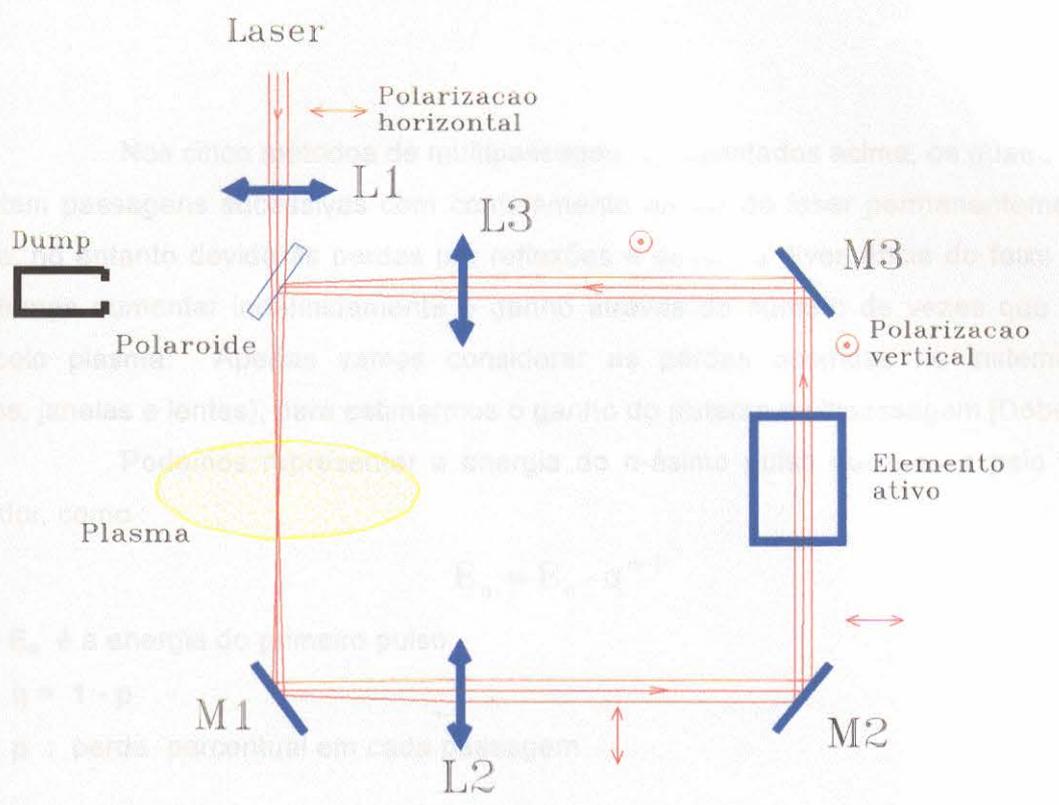


Fig.3.6 : Sistema de multipassagem com elemento ativo [Bart95].

A luz do laser polarizada horizontalmente (paralela a página) é focalizada pela lente **L1** no interior do plasma após passar pelo polaroide, orientado horizontalmente. Depois de passar pela lente **L2** o feixe paralelo do laser é refletido pelo espelho **M2** para dentro do elemento ótico ativo (célula de Pockel) que roda em 90° a polarização do laser. Através do espelho **M3** e lente **L3** a luz é novamente focalizada na mesma região do plasma após ter sido refletida pelo polaróide. Com este sistema conseguiu-se quatorze (14) passagens efetivas pelo plasma com um aumento de sete (7) vezes do sinal espalhado.

3.1.1 - Ganho no Sistema Multipassagem

Nos cinco métodos de multipassagem apresentados acima, os quatro últimos apresentam passagens sucessivas com confinamento da luz do laser permanentemente na cavidade, no entanto devido às perdas por reflexões e devido a divergência do feixe de luz, não podemos aumentar indefinidamente o ganho através do número de vezes que o laser passa pelo plasma. Apenas vamos considerar as perdas ocorridas no sistema ótico (espelhos, janelas e lentes), para estimarmos o ganho do sistema multipassagem [Döbe77].

Podemos representar a energia do n-ésimo pulso que passa pelo volume espalhador, como :

$$E_n = E_o \cdot q^{n-1} \quad (3.1)$$

Onde : E_o é a energia do primeiro pulso

$$q = 1 - p$$

p : perda percentual em cada passagem

A intensidade é proporcional a energia do pulso, ou seja :

$$I_n = I_o \cdot q^{n-1} \quad (3.2)$$

Resolvendo em termos de q :

$$q = \left(\frac{I_n}{I_o} \right)^{1/n-1} \quad (3.3)$$

depois de N passagens a energia total que atravessa o volume, é :

$$E(N) = \sum_1^N E_n = E_o \cdot \frac{1-q^N}{1-q} \quad (3.4)$$

Dividindo por E_o , temos o ganho devido a N passagens :

$$G(N) = \frac{E(N)}{E_o} = \frac{1-q^N}{1-q} \quad (3.5)$$

Na fig. 3.6 plotamos o ganho versus o número de passagens para diversos valores de q .

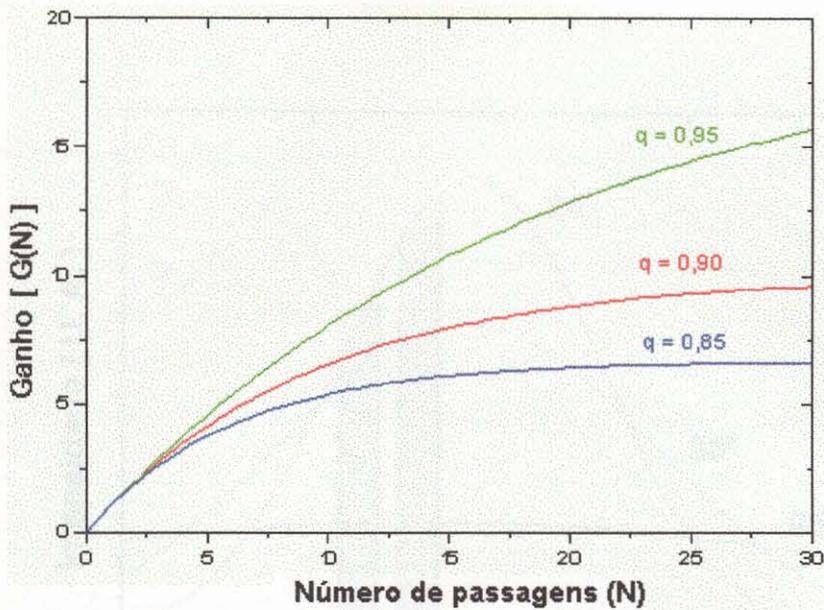


Fig. 3.7 : Ganho do sistema multipassagem versus o número de passageiros.

Na fig. 3.7, vemos que a perda do sistema influencia grandemente no ganho. Para um sistema com $q = 0,85$ não conseguimos aumentar o ganho mais de 8 vezes com 30 passageiros. Para o mesmo número de passageiros, para $q = 0,95$, conseguimos um ganho superior a 15 vezes. Para uma quantidade pequena de passageiros (até 5) é difícil verificarmos em que situação um determinado sistema se encontra.

3.2 - Espalhamento Thomson em Ângulo Baixo

Como vimos no Cap. 2, o espectro espalhado depende de T_e , n_e , e do ângulo θ . Comparativamente, o sinal espalhado em ângulos baixos é mais intenso e estreito do que em ângulos altos (fig. 3.8).

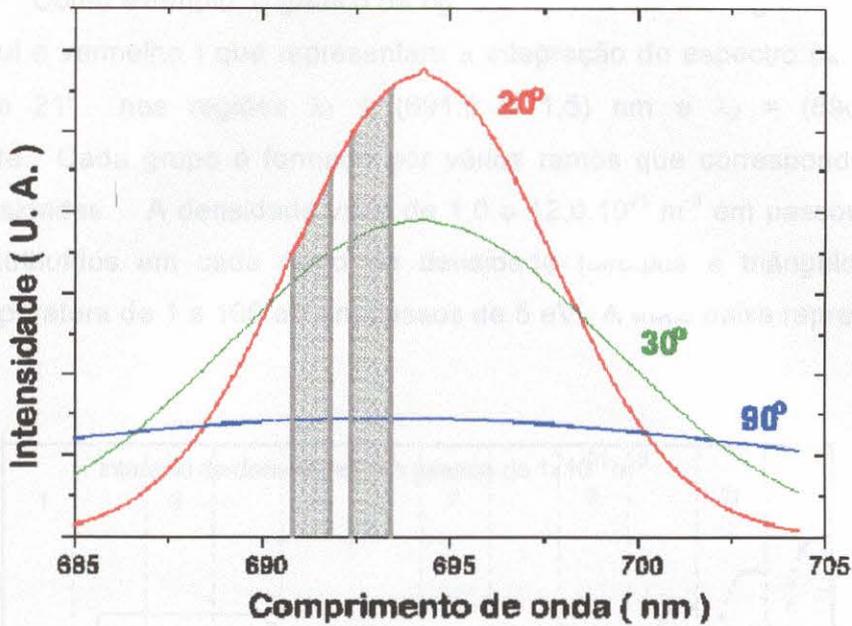


Fig. 3.8 : Comparação do perfil espalhado em diferentes ângulos de observação sob as mesmas condições de densidade e temperatura eletrônica e iônica. Partes hachuradas representam sinais captados pelos detetores.

Para 20° vemos que a largura a meia altura é de 9 nm, enquanto que para 90° é de 35 nm. Desta forma podemos ter uma integração percentual maior do espectro em ângulos baixos utilizando apenas dois detetores em duas regiões distintas (parte hachurada da fig. 3.8). Além de sinais mais intensos, outra grande vantagem do espalhamento em ângulo baixo é que os detetores (normalmente fotomultiplicadoras) apresentam uma resposta mais constante em intervalos de integração mais estreitos. O mesmo procedimento em ângulos altos exige uma calibração mais apurada dos detetores [Lasa79], porque é necessário uma integração num intervalo maior.

No caso do espalhamento em ângulo baixo, as duas regiões são escolhidas de tal forma que se tenham sinais intensos e livres de luz espúria. Os resultados obtidos experimentalmente são comparados com uma tabela que fornece a integração do perfil teórico nas duas regiões, determinando-se a temperatura e a densidade do plasma. O código que gera a integração do espectro (TABLE) e o que compara com os valores experimentais

(DENSTEMP) estão descritos no apêndice A.3 . Na fig. 3.9 temos um exemplo desta tabela representada em um gráfico.

Como exemplo, o gráfico da fig. 3.9 mostra um monograma com dois grupos de curvas (azul e vermelho) que representam a integração do espectro para um ângulo de observação de 21° nas regiões $\lambda_1 = (691,0 \pm 1,5)$ nm e $\lambda_2 = (690,0 \pm 1,5)$ nm, respectivamente. Cada grupo é formado por vários ramos que correspondem a diferentes valores de densidades. A densidade varia de $1,0$ a $12,0 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ em passos de $1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Os pontos distribuídos em cada ramo de densidade (círculos e triângulos) representam valores de temperatura de 1 a 100 eV em passos de 5 eV. A mais baixa representa 1 eV.

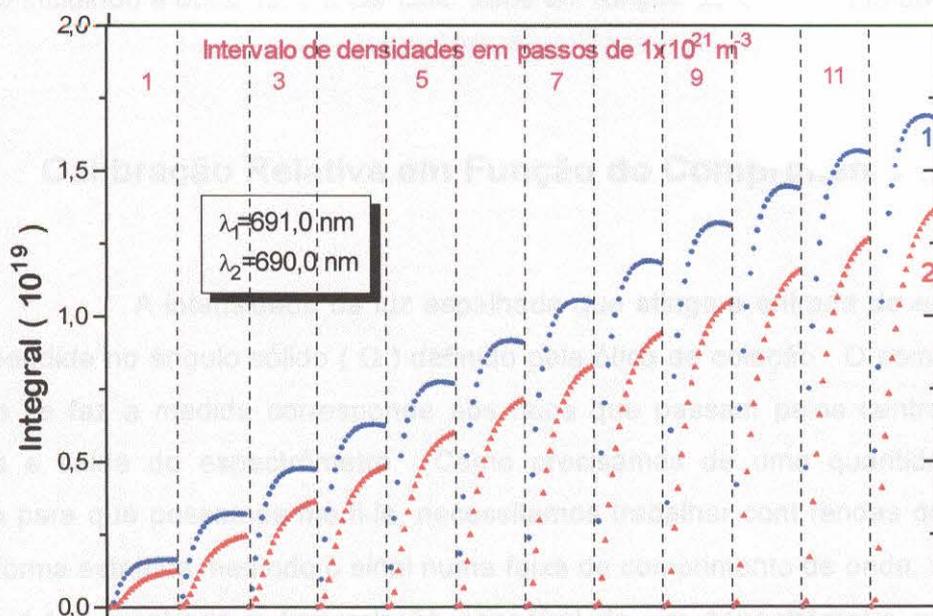


Fig. 3.9 : Integração em ângulo baixo para duas regiões espectrais.

Normalmente não determinamos a densidade e a temperatura diretamente pelo gráfico, e sim através do programa DENSTEMP que compara os valores experimentais com os calculados pelo programa TABLE. Para que possamos determinar a densidade e a temperatura diretamente no gráfico devemos multiplicar os valores das integrais pelo fator CAL do programa DENSTEMP que contém os dados de calibração do sistema.

CAPÍTULO 4

Calibração do Sistema de Detecção

onde $I(\lambda)$ e B_λ são a intensidade do sinal e a largura espectral na banda de entrada.

Para o detector na saída do espectrômetro, a fenda de saída funciona como uma fonte. Assim o sinal medido pela fotomultiplicadora é a integral de $I(\lambda)$ sobre a largura da fenda de saída.

Para a correta determinação da temperatura do plasma precisamos calibrar o sistema de detecção (espectrômetro e fotomultiplicadora) em relação ao comprimento de onda. Enquanto para a obtenção da densidade do plasma todo o sistema de detecção incluindo a ótica devem ser calibrados em função da intensidade do sinal.

onde C é uma constante relacionada com a sensibilidade do conjunto fotomultiplicadora-espectrômetro, ou seja, depende da transmissão (t) do espectrômetro, do ganho (G) e da

4.1 Calibração Relativa em Função do Comprimento de Onda

Considerando que $I(\lambda)$ em uma curta faixa $\lambda_m - \frac{\Delta\lambda}{2} < \lambda < \lambda_m + \frac{\Delta\lambda}{2}$, a equação (4.2) se reduz

A intensidade da luz espalhada que atinge a entrada do espectrômetro está compreendida no ângulo sólido (Ω) definido pela ótica de coleção. O comprimento de onda em que se faz a medida corresponde aos raios que passam pelos centros das fendas de entrada e saída do espectrômetro. Como precisamos de uma quantidade suficiente de energia para que possamos medi-la, necessitamos trabalhar com fendas de tamanho finitos. Desta forma estamos medindo o sinal numa faixa de comprimento de onda, ou seja, $\lambda_m \pm \Delta\lambda_s$. Na fig. 4.1 é mostrada a transmissão espectral de um espectrômetro com fendas finitas [Grum79]. Na fig. 4.1A as fendas de entrada e saída são mantidas iguais e largas o suficiente para que os efeitos de difração sejam desprezados. Na fig. 1.4B temos o caso de fendas com diferentes aberturas.

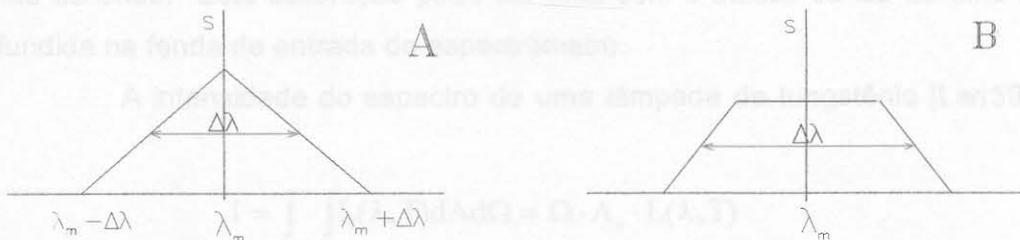


Fig. 4.1 : Transmissão espectral da fenda de entrada de um espectrômetro :

A - Fendas de entrada e saída com larguras iguais,

B - Fendas de entrada e saída de larguras diferentes.

Desta forma a intensidade do sinal na saída do espectrômetro em função do comprimento de onda pode ser calculada [Camp91] :

$$I_s(\lambda_m) = \frac{1}{B_e} \int_{\lambda_m - \frac{B_e}{2}}^{\lambda_m + \frac{B_e}{2}} I_e(\lambda') d\lambda' , \quad (4.1)$$

onde $I_e(\lambda)$ e B_e são a intensidade do sinal e a largura espectral na fenda de entrada.

Para o detetor na saída do espectrômetro, a fenda de saída funciona como uma fonte. Assim o sinal medido pela fotomultiplicadora é a integral de $I_s(\lambda)$ sobre a largura da fenda de saída B_s , ou seja :

$$S(\lambda_m) = \frac{C}{B_e} \int_{\lambda_m - \frac{B_s}{2}}^{\lambda_m + \frac{B_s}{2}} \int_{\lambda_m - \frac{B_e}{2}}^{\lambda_m + \frac{B_e}{2}} I_e(\lambda') d\lambda' d\lambda , \quad (4.2)$$

onde C é uma constante relacionada com a sensibilidade do conjunto fotomultiplicadora e espectrômetro, ou seja, depende da transmissão (τ) do espectrômetro, do ganho (G) e da eficiência quântica (η) da fotomultiplicadora.

Considerando que $I_e(\lambda)$ seja constante na região $\lambda_m - \frac{B_e}{2} < \lambda_m < \lambda_m + \frac{B_e}{2}$, a equação (4.2) se reduz :

$$S(\lambda) = C \cdot I_s(\lambda) \cdot B_s \quad (4.3)$$

A largura da fenda (B_s) pode ser medida difundindo a luz de um laser He-Ne na entrada do espectrômetro e medindo o sinal na fenda de saída em função do comprimento de onda, obtendo-se um perfil semelhante à fig. 4.1A se as fendas de entrada e saída forem iguais.

A constante C pode ser medida com o auxílio da luz de uma lâmpada padrão. Porém, em geral, determina-se C por meio de espalhamento molecular Rayleigh como será descrito no capítulo 4.2.1. Ao realizar o espalhamento Thomson precisamos medir o sinal $S(\lambda)$ em várias regiões do espectro. Como a resposta dos detetores não é constante ao longo do espectro, devemos fazer uma calibração relativa do sinal em relação ao comprimento de onda. Esta calibração pode ser feita com o auxílio da luz de uma lâmpada padrão difundida na fenda de entrada do espectrômetro.

A intensidade do espectro de uma lâmpada de tungstênio [Larr59] resulta em :

$$I = \int_{\Omega} \int_{A_e} L(\lambda, T) dA d\Omega = \Omega \cdot A_e \cdot L(\lambda, T) \quad (4.4)$$

onde : Ω : ângulo sólido de observação

A_e : área da fenda de entrada

$$L = \frac{d^3P}{dAd\lambda d\Omega \cos(\Theta)} : \text{radiância da lâmpada de tungstênio}$$

Considerando que $L(\lambda, T)$ varie lentamente na região de interesse, podemos utilizar o mesmo raciocínio anterior,

$$S_{\text{lamp}}(\lambda_m) = Q(\lambda_m) \cdot L(\lambda_m, T) \quad (4.5)$$

onde : $Q(\lambda_m) = q(\lambda_m) \cdot B_s \cdot \Omega \cdot A_e$

$q(\lambda_m)$: constante relacionada com a sensibilidade da fotomultiplicadora

Fazendo-se uma varredura do sinal medido pela fotomultiplicadora para diversos comprimentos de onda encontramos [Camp91] :

$$\begin{aligned} S_{\text{lamp}}(\bar{\lambda}_1) &= Q_1(\bar{\lambda}_1) \cdot L(\bar{\lambda}_1, T) \\ S_{\text{lamp}}(\bar{\lambda}_2) &= Q_2(\bar{\lambda}_2) \cdot L(\bar{\lambda}_2, T) \\ S_{\text{lamp}}(\bar{\lambda}_3) &= Q_3(\bar{\lambda}_3) \cdot L(\bar{\lambda}_3, T) \\ &\vdots \\ S_{\text{lamp}}(\bar{\lambda}_R) &= Q_R(\bar{\lambda}_R) \cdot L(\bar{\lambda}_R, T) \\ &\vdots \\ S_{\text{lamp}}(\bar{\lambda}_N) &= Q_N(\bar{\lambda}_N) \cdot L(\bar{\lambda}_N, T) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Normalizando para o comprimento de onda do laser de rubi ($\lambda_R = 6943 \text{ \AA}$) :

$$\begin{aligned} S_{\text{lamp}}^n(\bar{\lambda}_1) &= \frac{Q(\bar{\lambda}_1)}{Q(\bar{\lambda}_R)} \cdot \frac{L(\bar{\lambda}_1, T)}{L(\bar{\lambda}_R, T)} = R(\bar{\lambda}_1) \cdot \frac{L(\bar{\lambda}_1, T)}{L(\bar{\lambda}_R, T)} \\ S_{\text{lamp}}^n(\bar{\lambda}_2) &= \frac{Q(\bar{\lambda}_2)}{Q(\bar{\lambda}_R)} \cdot \frac{L(\bar{\lambda}_2, T)}{L(\bar{\lambda}_R, T)} = R(\bar{\lambda}_2) \cdot \frac{L(\bar{\lambda}_2, T)}{L(\bar{\lambda}_R, T)} \\ S_{\text{lamp}}^n(\bar{\lambda}_3) &= \frac{Q(\bar{\lambda}_3)}{Q(\bar{\lambda}_R)} \cdot \frac{L(\bar{\lambda}_3, T)}{L(\bar{\lambda}_R, T)} = R(\bar{\lambda}_3) \cdot \frac{L(\bar{\lambda}_3, T)}{L(\bar{\lambda}_R, T)} \\ &\vdots \\ S_{\text{lamp}}^n(\bar{\lambda}_R) &= \frac{Q(\bar{\lambda}_R)}{Q(\bar{\lambda}_R)} \cdot \frac{L(\bar{\lambda}_R, T)}{L(\bar{\lambda}_R, T)} = 1 \\ &\vdots \\ S_{\text{lamp}}^n(\bar{\lambda}_N) &= \frac{Q(\bar{\lambda}_N)}{Q(\bar{\lambda}_R)} \cdot \frac{L(\bar{\lambda}_N, T)}{L(\bar{\lambda}_R, T)} = R(\bar{\lambda}_N) \cdot \frac{L(\bar{\lambda}_N, T)}{L(\bar{\lambda}_R, T)} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Através das relações (4.7) determinamos as constantes de calibração em função do comprimento de onda que devem ser incluídas na equação (2.28) para se determinar o perfil espalhado, como apresentaremos mais adiante.

4.2 - Calibração da Intensidade do Sinal

A temperatura do plasma pode ser conhecida apenas através do conhecimento da largura do espectro de espalhamento. Porém para se determinar a densidade necessitamos de uma calibração de sensibilidade do sistema de detecção. Na prática é comum utilizar uma das seguintes técnicas de calibração : calibração absoluta através de uma fonte padrão ou através dos espalhamentos Raman e Rayleigh.

Uma calibração absoluta do sistema para determinação da constante C pode ser feita através de uma fonte padrão . Com esta fonte podemos medir todos os parâmetros relacionados com a transmissão do sistema , a eficiência quântica e o ganho da fotomultiplicadora. O ângulo sólido e a região de observação podem ser calculados através de considerações geométricas. Além do mais é necessário medir a energia do laser a cada disparo, o que pode ser feito através de um fotodiodo calibrado. Esta técnica não é muito utilizada, pois apresenta muitas fontes de erros .

O espalhamento molecular é o mais empregado, porque utiliza a mesma ótica que o espalhamento Thomson eliminando os problemas de estimativa do volume espalhador e de perdas nos elementos óticos, calibração de detetores e medida de energia do laser. Este método de calibração consiste basicamente em colocar um gás conhecido sob uma determinada pressão na câmara de vácuo onde se produz o plasma. Através da medida do sinal espalhado pelas moléculas de gás pode-se calibrar o sistema de detecção, uma vez que conhecemos a densidade de gás utilizada. O espalhamento Raman é inelástico e consiste basicamente na mudança de estados vibracionais e rotacionais da molécula, gerando linhas espectrais em ambos os lados da frequência da onda incidente, enquanto que o espalhamento Rayleigh é elástico e ocorre devido a oscilação dipolar da molécula na própria frequência incidente. O espalhamento Raman, que apresenta uma intensidade 1000 vezes menor que o espalhamento Rayleigh [Long77], normalmente é empregado quando não se consegue reduzir a luz espúria (ver cap. 6) a níveis suficientes.

No T.C.-1, como conseguimos manter a quantidade de luz espúria a níveis satisfatórios empregamos o espalhamento molecular Rayleigh como método de calibração [Bern96].

4.2.1 - Espalhamento Rayleigh

Uma vez que o espalhamento molecular Rayleigh apresenta características dipolares [Kunz68] podemos utilizar a mesma expressão (2.19) para o calculo do perfil espalhado. Devido a baixa temperatura da molécula, o espectro espalhado resultante é sensivelmente mais estreito do que a largura do perfil instrumental, e está concentrado na região de comprimento de onda do laser. Se considerarmos o perfil de espalhamento do tipo maxwelliano, a potência espalhada por unidade de ângulo sólido integrada na freqüência (ver cap. 2.4), se reduz a :

$$\frac{dP_{\text{Ray}}}{d\Omega} = P_i \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \cdot n_R \cdot L_s \quad (4.8)$$

onde : $d\sigma_R/d\Omega$: seção de choque diferencial das moléculas do gás,
 n_R : densidade de moléculas do gás.

O sinal Rayleigh medido pela fotomultiplicadora, integrado no ângulo sólido de observação Ω , é:

$$S_{\text{Ray}} = P_i \cdot \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right)_{\Omega} \cdot n_R \cdot L_s \cdot \Omega \cdot \eta \cdot G \cdot \tau \quad (4.9)$$

ou

$$L_s \cdot \Omega = \frac{S_{\text{Ray}}}{P_i \cdot n_R \cdot \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right)_{\Omega} \cdot \eta \cdot G \cdot \tau}$$

Normalmente, nas medidas para se determinar o perfil espalhado Thomson evita-se a região central do espectro devido à forte influência de luz espúria. Desta forma o sinal medido por um detetor posicionado na N-ésima faixa de comprimento de onda a ser medida, com comprimento de onda médio λ_N (equação 4.3) em um ângulo sólido Ω , com o auxílio da expressão (2.28), sem a componente iônica, se reduz a :

$$S_N(\lambda_N) = R_N \cdot B_s \cdot \frac{P_i \cdot r_o^2 \cdot c \cdot n_e \cdot L_s \cdot \Omega \cdot \eta \cdot G \cdot \tau}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i}\right) \cdot \frac{1}{a} \cdot \left|1 - \frac{G_e}{\varepsilon}\right|^2 \cdot \exp\left(-\frac{c^2 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)^2}{4 \cdot a^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_N - \lambda_i)}{\lambda_i}\right)}\right) \quad (4.10)$$

Substituindo (4.9) em (4.10), encontramos :

$$S_N(\lambda_N) = R_N \cdot B_s \cdot \frac{c \cdot n_e}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \frac{S_{\text{Ray}}}{n_R} \cdot \frac{d\sigma_T/d\Omega}{d\sigma_R/d\Omega} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i}\right) \cdot \frac{1}{a} \cdot \left|1 - \frac{G_e}{\varepsilon}\right|^2 \cdot \exp\left(-\frac{c^2 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)^2}{4 \cdot a^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_N - \lambda_i)}{\lambda_i}\right)}\right) \quad (4.11)$$

A razão S_{Ray}/n_R é obtida do gráfico de intensidade espalhada versus pressão do gás para o espalhamento Rayleigh, cuja parte experimental será descrita no capítulo 7. A razão entre as seções de choque Thomson e Rayleigh é tabelada para diversos gases [DeSi70]. Abaixo, na tabela 4.1 listamos alguns valores desta relação para alguns gases :

Gás	σ_T/σ_R
N ₂	380
H ₂	1769
CH ₄	177
O ₂	462

Tabela 4.1 : Razão entre as seções de choque Thomson e Rayleigh.

Para se verificar possíveis modificações no sistema ótico, devemos efetuar a calibração antes e depois do experimento. A equação (4.11) é a expressão básica utilizada no programa THOMFIT (ver apêndice A.2) no ajuste da curva teórica com os dados experimentais.

CAPÍTULO 5

O Toróide Compacto (T. C. -1)

5.1 - Descrição do T.C.-1

O sistema T.C.-1 [Aram92, Aram92A,, Hond93], trata-se basicamente de um circuito RLC, como podemos esquematizar na fig. 5.1. É composto de três bancos de capacitores que são carregados e disparados segundo uma seqüência pré determinada. Na tabela 5.1 estão resumidas as características principais de cada banco de capacitores.

Inicialmente todo o sistema é evacuado a uma pressão na faixa de 10^{-6} Torr através de um sistema convencional de vácuo (bomba mecânica e bomba difusora com "trap" de nitrogênio líquido). Gás hidrogênio é injetado através de válvulas agulhas até a pressão de trabalho (1-10 mTorr). Um sistema de rádio frequência (100 W , 30 MHz) faz uma fraca pré-ionização do gás através de um acoplamento indutivo.

A seqüência de disparos dos bancos de capacitores pode ser acompanhada pela fig. 5.2. O primeiro banco de capacitores a ser disparado, o banco de polarização, produz um campo lento (70 μ s de subida) que penetra no plasma.

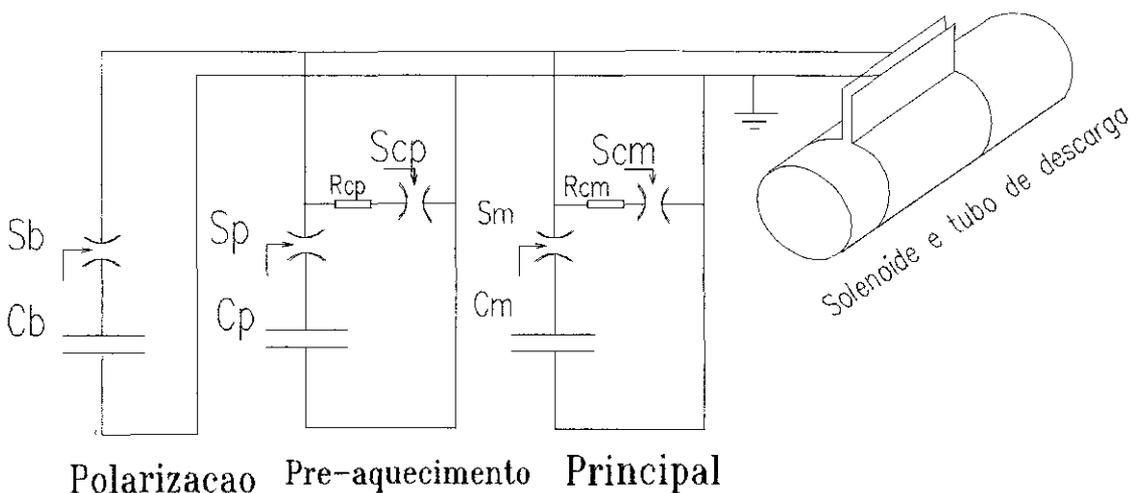


Fig. 5.1 : Circuito elétrico do sistema T.C.-1 .

	Banco Polarização	Pré-Aquecimento	Banco principal
C (μF)	440	1,6	27,8
U_{max} (kV)	9	30	22
E_{max} (kJ)	17,8	0,72	8,8
L (nH)	4500	1013	365
I_{max} (kA)	89	37,7	220
B_{max} (T)	0,15	0,062	0,36
T/4 (μs)	70	2	5

Tabela 5.1 : Parâmetros dos bancos de capacitores do T.C.-1 .

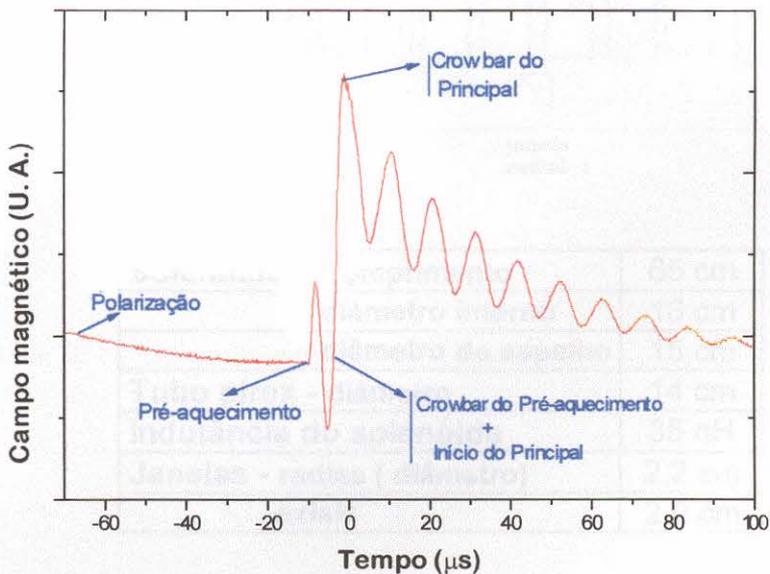
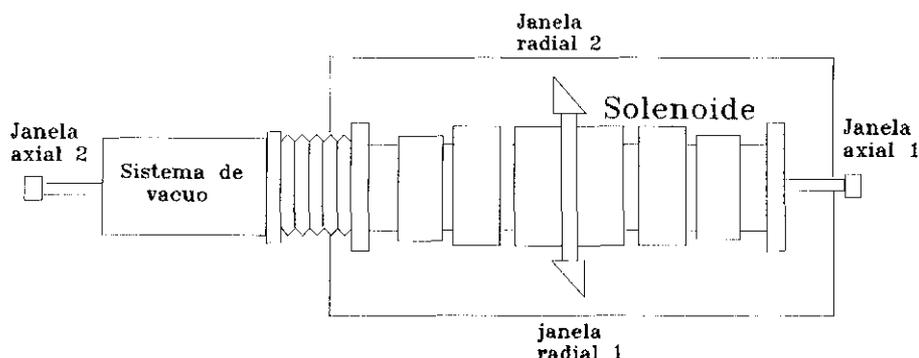


Fig. 5.2 : Evolução típica do campo magnético gerado no T.C.-1 .

O banco de pré-aquecimento é o segundo banco a ser disparado. Este sistema apresenta duas chaves de distorção de campo [Mach94, Camp95]. Sendo a primeira responsável pelo início da descarga, gerando um campo magnético rápido ($2\mu\text{s}$ de subida). A segunda chave (do inglês: "crowbar") interrompe a oscilação da descarga em um tempo pré determinado.

Logo em seguida é disparado o banco principal. Este banco também é formado por chaves do tipo distorção de campo. Responsável pela compressão do plasma, apresenta um tempo de subida de $5\mu\text{s}$ gerando um campo máximo de 0,36 T. Sendo

contrário ao de polarização, forma-se uma configuração de campo reverso pela reconecção das linhas de campo (do inglês : FRC - Field Reversed Configuration) [Tusz88]. Para prolongar o tempo de vida do plasma, duas chaves em paralelo do tipo “crowbar” curto-circuitam a bobina quando o campo magnético for máximo. As dimensões e as janelas de acesso à máquina podem ser acompanhadas na fig. 5.3.



Solenóide - comprimento	65 cm
diâmetro interno	16 cm
diâmetro do espelho	15 cm
Tubo pirex - diâmetro	14 cm
Indutância do solenóide	35 nH
Janelas - raios (diâmetro)	2,2 cm
axiais	2,0 cm

Fig. 5.3 : Dimensões do T.C.-1 .

A seqüência de disparos dos bancos de capacitores e o sincronismo entre o T.C.-1 e o laser de rubi (cap. 6.1) foi obtida através de geradores de atraso de pulso construídos no laboratório. Na fig. 5.4 temos o esquema geral do sistema de geradores e maiores detalhes podem ser encontrados no apêndice B. Através do primeiro gerador (gerador A) iniciamos manualmente a seqüência de disparos. Entre o disparo manual e a saída do gerador A existe um atraso de 500 μ s que corresponde ao tempo necessário para a lâmpada de descarga do laser de rubi atingir o máximo de potência luminosa. Na seqüência, até o gerador E, a máquina é disparada segundo a fig. 5.2. O gerador F é quem controla o

tempo de disparo da célula de Pockel do laser de rubi (ver cap. 6.1), permitindo desta forma uma varredura temporal independente . Os tempos de atraso mostrados na fig. 5.4 podem ser variados de acordo com a necessidade.

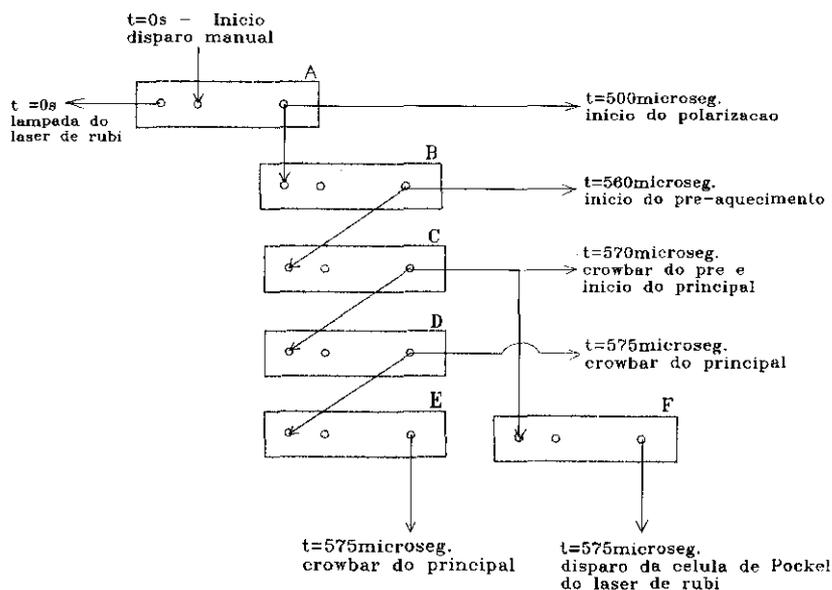


Fig. 5.4 : Geradores de atraso utilizados para o disparo dos bancos de capacitores do T.C.-1 e para o sincronismo com o laser de rubi .

Como sistema de aquisição de dados, o laboratório conta com três osciloscópios digitais Tektronix e um computador PC-XT acoplado. Os osciloscópios são de 100 MHz sendo dois de 20 MS/s e um de 500MS/s, sendo que este último foi utilizado para registrar os sinais referentes ao laser de rubi (fotomultiplicadora e fotodiodo).

5.2 - Sistemas de Diagnósticos do T.C.-1

Para a devida caracterização do plasma gerado no T.C.-1, vários diagnósticos foram implantados e testados pela equipe do laboratório durante o desenvolvimento de vários trabalhos [Hond93, Bern 92]. A seguir listamos os principais diagnósticos disponíveis no laboratório de plasmas da UNICAMP:

- **Medida de campo magnético** : através de uma sonda magnética simples ou de vários canais (multicanal) podemos obter a evolução temporal do campo gerado. Com um arranjo de duas sondas (local e de volta completa) podemos medir o diamagnetismo do plasma via método de fluxo excluído [Camp95A].
- **Medida de fuga de partículas** : o laboratório possui dois tipos de sondas para este fim : sonda copo de Faraday multicanal e sonda de pressão. O copo de Faraday [Berni92], quando polarizado corretamente, pode medir o fluxo de ions ou eletrons que escapam da configuração de confinamento. A sonda de pressão [Coll86] tem como elemento principal um cristal PZT que mede a pressão das partículas (neutras e carregadas) que escapam do plasma.
- **Sistema de Fotodiodos** : consiste basicamente de um conjunto de fotodiodos dispostos radialmente que captam a luz do plasma integrada ao longo de uma linha. Este sistema fornece a dinâmica de comportamento do plasma, assim como medidas de rotação [Aram92].
- **Fotos ultra rápidas** : o laboratório dispõe de uma câmera especial ultra rápida (IMACON) capaz de registrar em um filme polaróide toda a fase de implosão do plasma. A IMACON pode operar em dois modos básicos : "Framing" e "Streak". No modo "framing" o evento é registrado numa série de quadros distanciados temporalmente. O número de quadros por chapa varia de 8 a 50 e o tempo de exposição de cada quadro e o intervalo entre eles dependem da velocidade escolhida. As velocidades podem ser escolhidas entre quatro "plug ins" e variam entre $5 \cdot 10^5$ quadros/s até $5 \cdot 10^6$ quadros/s. No modo "streak" o evento é registrado de forma contínua e o tempo correspondente pode ser variado através de um "plug in" de 1 a 10 μ s por centímetro [Hond93].
- **Espectroscopia no visível** : do estudo do perfil de linhas espectrais podemos determinar a temperatura iônica do plasma. Este estudo pode ser realizado através de fotomultiplicadoras ou de um analisador ótico multicanal (OMA - série 1200 de Princeton Applied Research) de 500 canais ($0,25 \text{ \AA}/\text{canal}$), acoplado a um espectrômetro [Aram92].

Nos trabalhos mais recentes, paralelamente à implantação do Espalhamento Thomson, foram instalados e testados os diagnósticos espectroscopia V.U.V. e de interferometria com laser de CO_2 , pela equipe experimental do laboratório.

- Espectroscopia V.U.V.** : para plasmas quentes, as linhas espectrais e o contínuo são mais fortes na região do ultravioleta. Para plasmas com temperaturas acima de 10 eV as linhas de impurezas como CIV, CV, NIV, NV, OV e OVI estão com mais frequência nesta região do espectro. A dificuldade experimental nestas medidas reside na fácil absorção desta radiação pelo próprio ar. Por exemplo, as moléculas de oxigênio absorvem radiações com comprimentos de onda menores que 1850 \AA . O laboratório conta com um monocromador McPherson modelo 225 que trabalha sob vácuo acoplado a duas fotomultiplicadoras EMI 9635B com cintiladores de salicilato de sódio. A rede de difração é côncava com 1 m de curvatura, incidência normal e com uma dispersão linear recíproca de $16,6 \text{ \AA/mm}$. Na fig. 5.5 temos uma visão geral do sistema instalado no T.C.-1 para a espectroscopia V.U.V. [Mosh95]. O monocromador, que possui um sistema de vácuo independente (bomba mecânica e difusora), está acoplado ao T.C.-1 através de um tubo de aproximadamente 1 m de comprimento. Este tubo, em ângulo, permite a observação da região central da máquina. O desacoplamento dos dois sistemas (monocromador e T.C.-1) pode ser feito através de uma válvula manual instalada próximo ao T.C.-1.

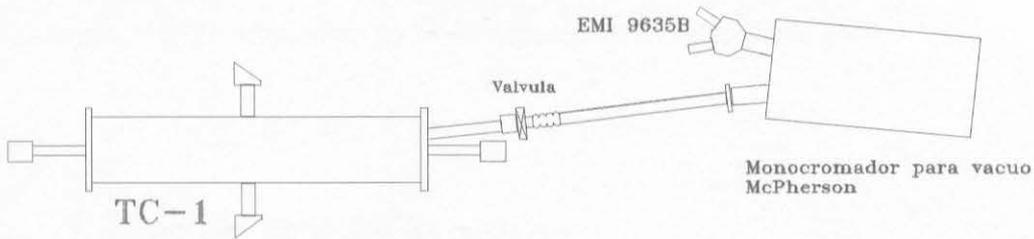


Fig. 5.5 : Sistema para espectroscopia V.U.V. .

- Interferometria com laser de CO₂** : foi construído no laboratório um laser de CO₂ (1 m de comprimento, com 5 W de potência), utilizado na determinação da densidade do plasma através de interferometria. O feixe do laser pode ser injetado através das janelas axiais ou radiais do T.C.-1. Na fig. 5.6, temos o esquema para a montagem radial. Para o perfeito alinhamento, o feixe de um laser He-Ne é sobreposto ao CO₂. Um dos feixes, dividido em **D1** atravessa o T.C.-1 através de janelas de ZnSe. O outro feixe, depois de várias reflexões (espelhos **E2, E3 e E4**) une-se novamente ao primeiro em **D2** e é registrado no detetor . Para eliminar os efeitos de absorção e reflexão do feixe do laser

nos resultados, foi usado o método de modulação de fase através do espelho móvel E4 [Lebe95].

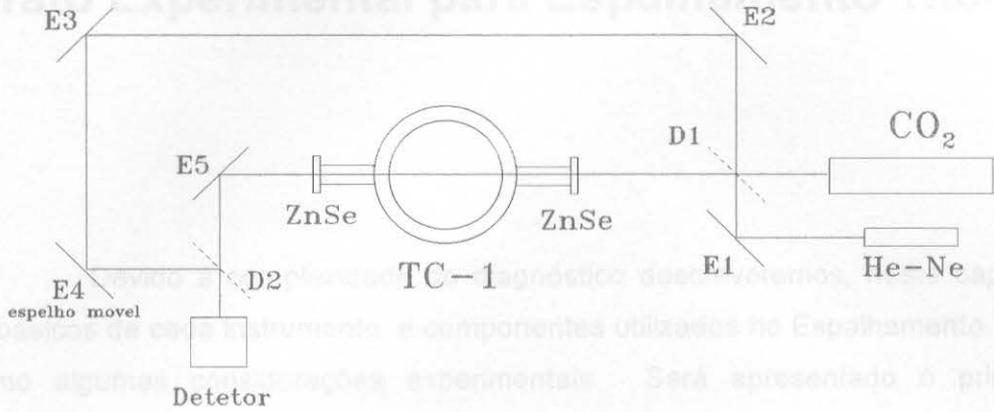


fig. 5.6 : Sistema radial para interferometria com laser de CO₂.

6.1 - Laser de Rubi e Monitor

O laser de rubi é uma fonte de luz que satisfaz as condições para o Espalhamento Thomson. Como vimos no Capítulo 2, a onda incidente deve ter frequência maior que a frequência do plasma ($\omega > \omega_p$), para que haja transmissão da radiação incidente. Devido a pequena seção de espalhamento a potência incidente deve ser alta ($P_i / P_s \approx 10^{10}$) e monocromática, ou seja, $\Delta\lambda \ll \lambda_{CO_2}$.

O elemento ativo deste laser é um bastão de rubi (Al_2O_3) com uma pequena porcentagem de Al^{3+} substituído por Cr^{3+} . Esses íons de cromo, quando ligados em uma rede cristalina de óxido de alumínio, absorvem fortemente na região do azul e verde do espectro visível. O diagrama de níveis de energia está simplificado na fig. 5.1.

CAPÍTULO 6

Aparato Experimental para Espalhamento Thomson

Devido à complexidade do diagnóstico descreveremos, neste capítulo, os conceitos básicos de cada instrumento e componentes utilizados no Espalhamento Thomson, assim como algumas considerações experimentais. Será apresentado o princípio de funcionamento do laser de rubi e o monitor utilizado para acompanhar as variações na potência do laser. Em relação à ótica (ótica de entrada e saída) serão apresentados os cuidados básicos a serem tomados com as reflexões do laser nas superfícies dos elementos óticos e alguns métodos empregados para bloquear e atenuar a luz do laser. Em seguida as características básicas do espectrômetro utilizado será discutido, bem como os conceitos de funcionamento, ganho, ruído e alimentação das fotomultiplicadoras empregadas. No final do capítulo faremos uma estimativa do sinal de espalhamento esperado para o T.C.-1.

6.1 - Laser de Rubi e Monitor

O laser de rubi é uma fonte de luz que satisfaz as condições para o Espalhamento Thomson. Como vimos no Capítulo 2, a onda incidente deve ter frequência maior que a frequência do plasma ($\omega_i > \omega_{pe}$), para que haja transmissão da radiação incidente. Devido a pequena secção de espalhamento, a potência incidente deve ser alta ($P_s / P_i = 10^{-14}$) e monocromática, ou seja, $\Delta\lambda_i \ll \Delta\lambda_{s1/2}$.

O elemento ativo deste laser é um bastão de rubi (Al_2O_3) com uma pequena porcentagem de Al^{3+} substituído por Cr^{3+} . Esses ions de cromo, quando ligados em uma rede cristalina de óxidos de alumínio, absorvem fortemente na região do azul e verde do espectro visível. O diagrama de níveis de energia está simplificado na fig. 6.1.

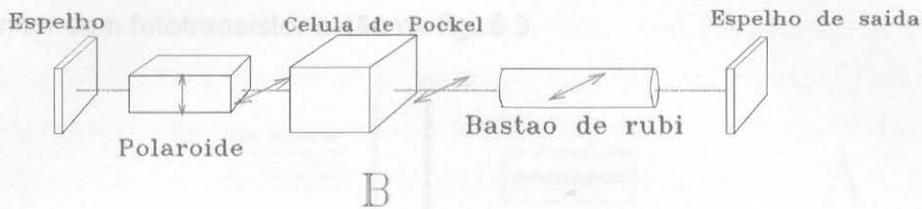
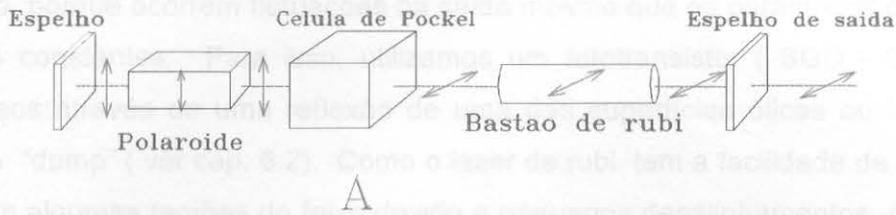


Fig. 6.2 : Esquema explicativo da célula de Pockel. (A) - Com tensão aplicada, a célula de Pockel roda a polarização da luz em 90° permitindo que a luz passe pelo polaróide. (B) - Sem tensão, a luz passa pela célula de Pockel sem sofrer modificação sendo bloqueada no polaróide.

Sendo um laser de alta potência, alguns cuidados devem ser considerados :

(a) uma limpeza freqüente das superfícies óticas do laser deve ser feita, porque grãos de poeira absorvem grandes quantidades de energia podendo danificar as superfícies; (b) devido à alta potência, todo o sistema é refrigerado com água bi-destilada que deve ser trocada periodicamente; (c) quando operado em potências da ordem de 10^7 a 10^8 W, podem aparecer internamente na estrutura do rubi "bolhas" que com o tempo podem provocar a quebra do bastão [Kunz68].

A seguir listamos as características básicas do laser de rubi (HOLOBEAM - modelo 624) utilizado no Espalhamento Thomson do T.C.-1 :

- comprimento do bastão : 15 cm
- diâmetro do bastão : 1 cm
- alimentação da lâmpada : 7 a 8 kV
- célula de Pockel : 8 kV
- energia do pulso : 3 J
- duração do pulso : 40 ns
- cristal da célula de Pockel : KD^*P (KD_2PO_4)

Durante a operação do laser necessitamos que o mesmo seja monitorado em cada disparo, porque ocorrem flutuações na saída mesmo que os parâmetros de carga sejam mantidos constantes. Para isso, utilizamos um fototransistor (SGD - 040A) para registrar os pulsos através de uma reflexão de uma das superfícies óticas ou instalando o fototransistor no "dump" (ver cap. 6.2). Como o laser de rubi tem a facilidade de criar pontos mais quentes em algumas regiões do feixe devido a pequenos desalinhamentos, é importante que esta luz seja difundida antes de ser coletada pelo fototransistor. A montagem física e elétrica do monitor com fototransistor estão na fig. 6.3.

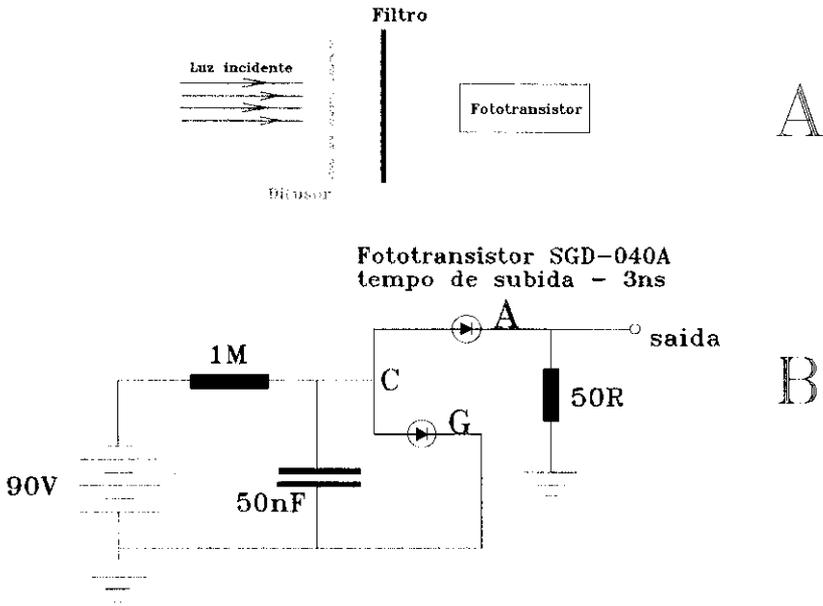


Fig. 6.3 : Esquema do monitor do laser. (A)-Esquema físico. (B)-Esquema elétrico.

6.2 - Ótica de Entrada , Saída e Coleção

O próximo segmento, depois do laser, é a ótica de entrada que tem como função transferir o máximo possível da energia do laser para um pequeno volume dentro do plasma. Para isto alguns cuidados são indispensáveis, tais como : projetar um sistema com o menor número possível de elementos óticos, desta forma diminuindo as perdas de potência por reflexão e absorção do laser. Filmes anti-refletores nas lentes de entrada encarecem a ótica, porém diminuem as perdas. Todo o sistema ótico de entrada (lentes e prismas) deve ser levemente deslocado em relação ao eixo principal para evitar que reflexões das superfícies retornem ao laser danificando o bastão de rubi .

Um dos maiores problemas na realização de um experimento de espalhamento, é a diminuição da luz espúria (do inglês : "stray light"). Esta luz, que apresenta o mesmo comprimento de onda da luz incidente do laser, através de múltiplas reflexões dentro do espectrômetro, pode atingir o detetor superando facilmente o sinal de espalhamento. Reflexões nas faces e em pontos de imperfeições dos elementos óticos, em grãos de poeira que recobrem as superfícies óticas e principalmente nas reflexões e transmissões da luz do laser nas janelas de entrada, saída e na câmara onde é gerado o plasma são os principais pontos geradores de "stray light". As janelas de entrada e saída devem estar em ângulo de Brewster e colocadas o mais afastado possível do plasma. A utilização de diafragmas internos e externos à câmara de vácuo ao longo do caminho ótico, servem para diminuir os problemas de divergência e evitar reflexões. Após atravessar o plasma, o feixe do laser deve ser bloqueado e atenuado (do inglês : "dump") de maneira a gerar o mínimo de "stray light". Para isto, alguns sistemas são sugeridos na fig. 6.4 .

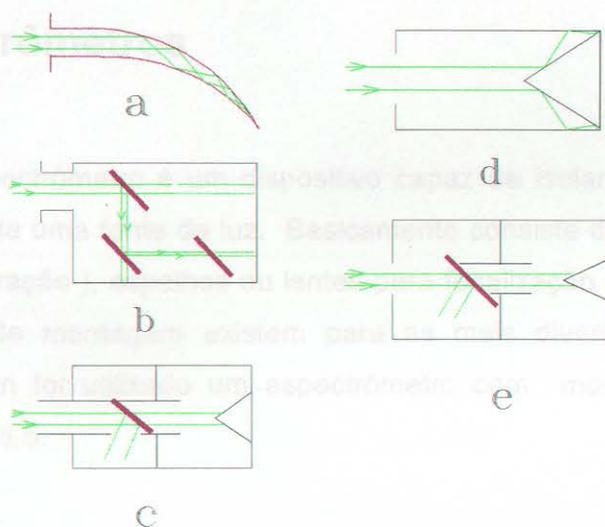


Fig. 6.4 :Sistemas de "dumps" mais empregados.

O "dump" (a) consiste basicamente em um tubo pirex encurvado e, normalmente , pintado ou recoberto por algum material que absorva a luz do laser. Este modelo, por ser de vidro, pode ser acoplado diretamente ao sistema de vácuo através de uma flange. O elemento principal dos outros sistemas é um vidro escuro (verde ou azul) em ângulo de Brewster instalado dentro de um sistema que impeça a saída de parte da luz transmitida e refletida pelo vidro. Como apresentam várias aberturas e normalmente não são construídos com materiais específicos , são instalados fora do sistema de vácuo.

Os "dumps" (a, c e e) foram construídos e utilizados em nossos experimentos. Em alguns sistemas, dumps mais elaborados [Hart94] devem ser utilizados para bloquear a luz do laser com mais eficiência quando o sinal de stray light for muito intenso.

Normalmente, a ótica de coleção deve projetar a imagem do volume espalhador na fenda de entrada do espectrômetro. Deve ser constituída de poucos elementos e coletar a luz com um ângulo sólido suficiente para preencher completamente a rede de difração do espectrômetro. Caso seja necessário, máscaras e dumps internos ao espectrômetro podem ser utilizados para bloquear a luz refletida pela rede de difração em ordem zero [Bass85], bem como filtros especiais para o comprimento de onda do rubi [Thom86] para diminuir o stray light.

6.3 - Espectrômetros

O espectrômetro é um dispositivo capaz de isolar uma pequena banda de comprimento de onda de uma fonte de luz. Basicamente consiste de um elemento dispersivo (prisma ou rede de difração), espelhos ou lentes para focalização e fendas de entrada e de saída. Vários tipos de montagem existem para as mais diversas aplicações. Para o espalhamento Thomson foi utilizado um espectrômetro com montagem do tipo Czerny-Turner, descrita na fig. 6.5.

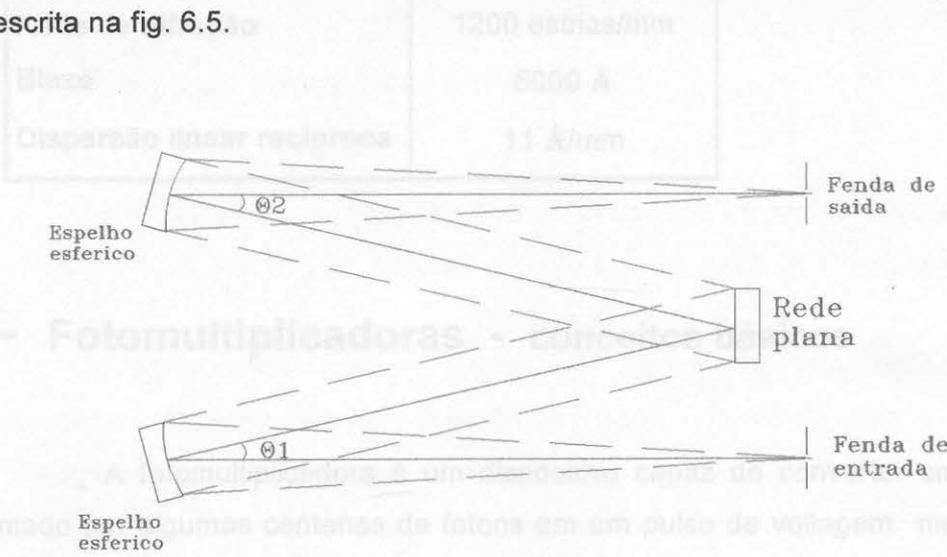


Fig. 6.5 : Esquema da montagem Czerny-Turner.

Mostra-se que para $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ os problemas de aberrações são minimizados

e fazendo θ pequeno diminui-se o astigmatismo na região focal.

As principais características de um espectrômetro são [Grum79] :

(a) Dispersão angular : $\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos\theta}$

(b) Dispersão linear : $\frac{dl}{d\lambda} = f \cdot \frac{d\theta}{d\lambda}$

(c) Poder de resolução : $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \cdot N$

onde : f : distância focal do espelho

N : número de estrias da rede de difração

m : ordem de difração

d : distância entre estrias

As características do espectrômetro utilizado estão listadas abaixo :

	SPEX
Distância focal	75 cm
Dimensão da rede	10X10 cm
Rede de difração	1200 estrias/mm
Blaze	5000 Å
Dispersão linear recíproca	11 Å/mm

6.4 - Fotomultiplicadoras - conceitos básicos

A fotomultiplicadora é um dispositivo capaz de converter um sinal de luz fraco, formado por algumas centenas de fons em um pulso de voltagem mensurável sem introduzir grandes quantidades de ruído. Uma estrutura simplificada de uma fotomultiplicadora é ilustrada na fig. 6.6. Basicamente, consiste em duas partes : um fotocatodo e um multiplicador de eletrons.

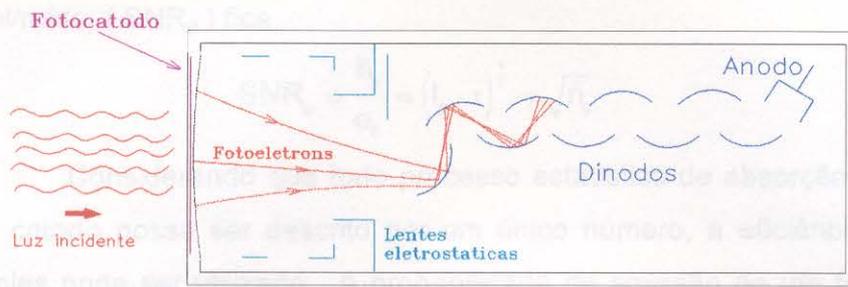


Fig. 6.6 : Estrutura básica de uma fotomultiplicadora.

Um feixe de energia radiante incide no fotocatodo, onde os ftons absorvidos produzem os fotoeletrons. A razão entre o número de fotoeletrons e o número de ftons incidentes é conhecida como eficiência quântica (η) da fotomultiplicadora. Campos elétricos guiam e aceleram os eletrons do fotocatodo para o primeiro eletrodo (dinodo) e para os seguintes. A incidência dos eletrons em cada dinodo geram eletrons secundários. O fator de multiplicação (δ) em cada dinodo é dada pela razão entre o número de eletrons gerados, pelo número de elétrons incidentes. Considerando um fator constante de multiplicação em cada dinodo, o ganho total de uma fotomultiplicadora com N estágios é :

$$G = \alpha \cdot \delta^N \quad (6.1)$$

Onde α é a fração de todos os fotoeletrons coletados pela estrutura do multiplicador. Para multiplicadores bem projetados o seu valor fica em torno da unidade.

6.4.1 - Flutuações Estatísticas e Ruídos

Na realidade, a produção de fotoeletrons e de eletrons secundários é um processo estatístico, portanto os valores na saída de uma fotomultiplicadora sofrem flutuações.

Considerando que os ftons que atingem o fotocatodo são gerados randomicamente e que obedecem à distribuição de Poisson, o número médio \bar{n}_p de ftons que atingem o fotocatodo em um intervalo τ é [RCA70] :

$$\bar{n}_p = I_p \cdot \tau \quad (6.2)$$

Onde I_p é a taxa média de ftons incidentes. A variância σ_p^2 é dada por,

$$\sigma_p^2 = I_p \cdot \tau = \bar{n}_p \quad (6.3)$$

A razão sinal/ruído (SNR_p) fica,

$$SNR_p = \frac{\bar{n}_p}{\sigma_p} = (I_p \cdot \tau)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\bar{n}_p} \quad (6.4)$$

Considerando que todo processo estatístico de absorção, transporte e fotoemissão no catodo possa ser descrito por um único número, a eficiência quântica η , um modelo simples pode ser utilizado. A probabilidade de emissão de um fotoeltron para um fóton incidente no fotocatodo é η . O valor médio, a variância e a relação SNR_e para os fotoeletrons, podem ser calculados:

$$\bar{n}_e = \eta \cdot \bar{n}_p \quad (6.5)$$

$$\sigma_e^2 = \eta \cdot \bar{n}_p \quad (6.6)$$

$$SNR_e = (\eta \cdot \bar{n}_p)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\bar{n}_e} \quad (6.7)$$

Uma eficiência quântica de 40% reduz a razão SNR_e dos fotoeletrons para aproximadamente 63% do valor para o fluxo de fotons.

Considerando uma seqüência de N dinodos, o ganho total \bar{m}_N e a variância

$\sigma_{m_N}^2$, são [RCA70] :

$$\bar{m}_N = \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_N \quad , \quad (6.8)$$

$$\sigma_{m_N}^2 = (\bar{m}_N)^2 \cdot \left\{ \frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1 \cdot \delta_2^2} + \cdots + \frac{\sigma_N^2}{(\delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_{N-1}) \cdot \delta_N^2} \right\} \quad , \quad (6.9)$$

onde δ_i é o ganho no dinodo i .

A última equação mostra que a contribuição de qualquer estágio para a flutuação geral do multiplicador decresce com a aproximação da saída, isto é, o primeiro estágio é o que mais contribui com a variância.

Para os primeiros estágios com alto ganho, a relação SNR para todos os estágios pode ser escrita como :

$$SNR = \frac{\bar{m}_N}{\sigma_{m_N}} = \sqrt{\delta_1} \quad (6.10)$$

Podemos combinar os processos ocorridos no fotocatodo e no multiplicador para obter a razão sinal/ruído e a variância para a fotomultiplicadora como um todo. O número de eletrons coletados no ânodo e a variância podem ser descritos como [RCA70] :

$$\bar{n}_a = \eta \cdot \bar{n}_p \cdot \bar{m}_N \quad (6.11)$$

$$\sigma_a^2 = \eta \cdot \bar{n}_p \cdot (\bar{m}_N + \sigma_{m_N}^2) \quad (6.12)$$

Para estágios com ganhos iguais , $\sigma_{m_N}^2$ se torna :

$$\sigma_{m_N}^2 = \frac{\bar{m}_N^2}{(\delta - 1)} \cdot \left[1 - \frac{1}{\delta^N} \right] \quad (6.13)$$

Negligenciando o termo $1/\delta^N$, chegamos para os valores no ânodo :

$$\sigma_a^2 = \eta \cdot \bar{n}_p \cdot \left[\delta^{2N} \left(1 + \frac{1}{\delta - 1} \right) \right] \quad (6.14)$$

$$\text{SNR}_a = \sqrt{\frac{\eta \cdot \bar{n}_p}{\left(\frac{\delta}{\delta - 1} \right)}} \quad (6.15)$$

Para estágios de alto ganho, isto é, $1/(\delta - 1)$ bem menor que 1 :

$$\sigma_a^2 = \eta \cdot \bar{n}_p \cdot (\delta^{2N}) \quad (6.16)$$

$$\text{SNR}_a = (\eta \cdot \bar{n}_p)^{\frac{1}{2}} = \text{SNR}_e \quad (6.17)$$

Dependendo do experimento, outros fatores importantes devem ser levados em consideração como : (a) A emissão termiônica do fotocatodo que pode ser drasticamente diminuída com a refrigeração da fotomultiplicadora; (b) A não uniformidade do fotocatodo, que pode gerar variações entre 30 a 40% no valor medido dependendo da área iluminada; (c) A variação no ganho da fotomultiplicadora com o tempo de uso; (d) A linearidade da resposta para pulsos longos, devido aos efeitos de carga que podem surgir entre o último dinodo e o ânodo; (e) A influência de campos magnéticos e eletrostáticos que podem interferir na trajetória dos elétrons.

6.4.2 - Divisores de Tensão

De maneira geral , a tensão em cada dinodo é fornecida por um divisor. A corrente neste divisor deve ser mantida maior em comparação com a corrente interna gerada pelos elétrons que fluem entre os dinodos. Se um pico de corrente interna for comparável com a corrente fornecida pelo divisor, a tensão nos dinodos vai sofrer flutuações e portanto, variações no ganho. Isto se torna mais grave nos últimos estágios, onde os picos de corrente

são máximos. Para suprir este efeito são utilizados capacitores estabilizadores nos últimos estágios. Estes capacitores servem para repor a corrente momentânea perdida pelo dinodo e é recarregado entre os pulsos. Para evitar variações maiores que 1% na tensão dos dinodos os capacitores devem fornecer uma carga 100 vezes maior que a carga perdida pelo dinodo.

Os divisores de tensão utilizados nas fotomultiplicadoras RCA31034 e RCA7265 estão esquematizados na fig. 6.7. Na fig. 6.8 é mostrado a relação entre o sinal máximo sem saturação que pode ser medido em relação a tensão de alimentação. Estas curvas foram obtidas experimentalmente utilizando-se um diodo emissor de luz em regime pulsado.

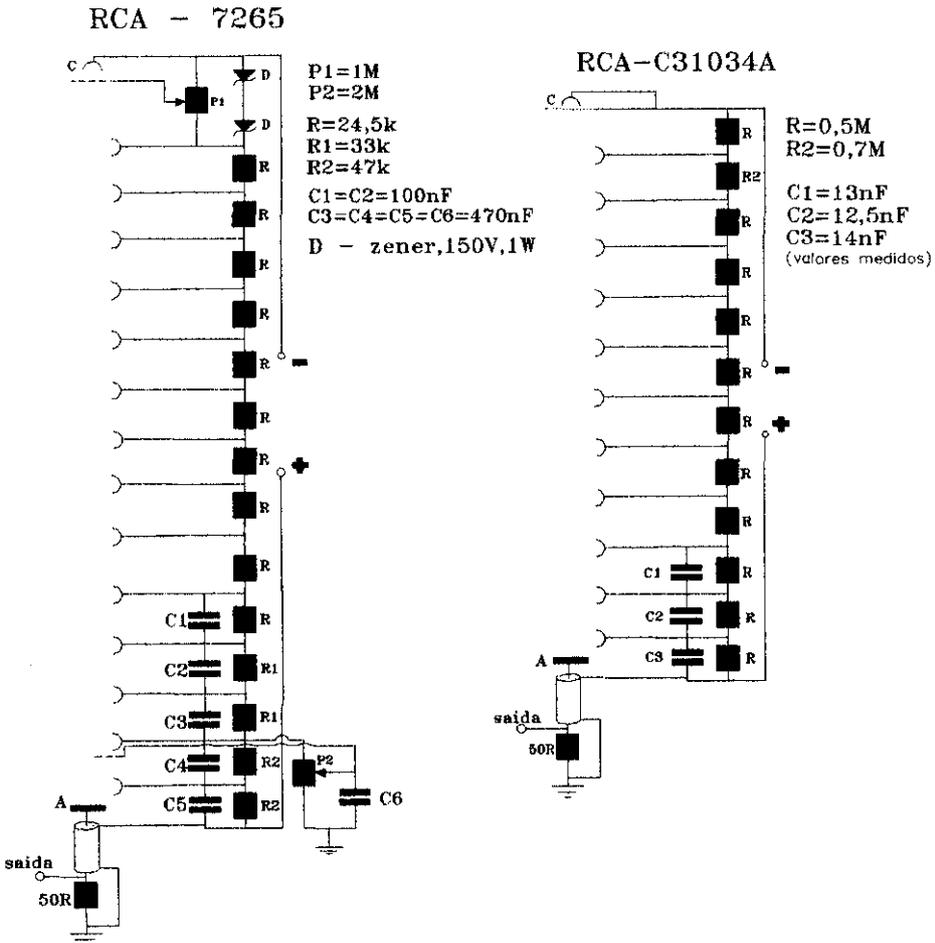


Fig. 6.7 : Divisores de tensão para as fotomultiplicadoras 7265 e 31034.

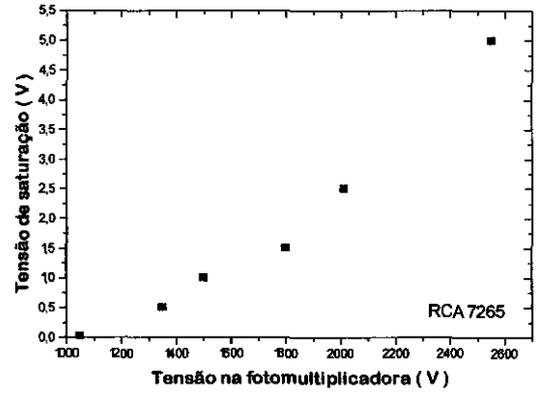
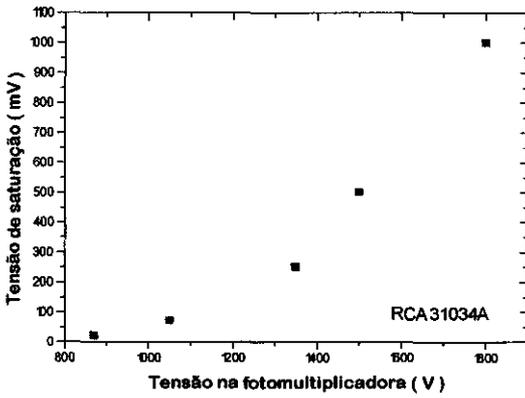


Fig. 6.8 : Sinais máximos medidos sem que haja saturação, medidos experimentalmente:
 esquerda - RCA 31034A,
 direita - RCA 7265.

Nas medidas de espalhamento Thomson e Rayleigh mantivemos os sinais das fotomultiplicadoras sempre abaixo do máximo permitido de acordo com a fig. 6.8.

6.4.3 - Estimativa de Sinal no Espalhamento Thomson

O sinal medido no ânodo da fotomultiplicadora em cima de uma resistência de saída R , é :

$$V_s = R \cdot \frac{n_a \cdot e}{\Delta t} \quad (6.18)$$

Onde e é a carga elementar ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$), Δt é o tempo de leitura em segundos e n_a é a quantidade de fotoeletrons coletados pelo ânodo. A quantidade de eletrons coletados no ânodo pode ser calculada a partir da equação (6.11) :

$$n_a = \eta \cdot \bar{m}_N \cdot n_p \quad (6.19)$$

Onde substituindo (6.19) em (6.18), temos :

$$V_s = \frac{R \cdot e}{\Delta t} \cdot \eta \cdot \bar{m}_N \cdot n_p \quad (6.20)$$

Dividindo a potência espalhada (2.28) pela energia de um foton ($h\nu_i$),

temos aproximadamente o número de fons espalhados (n_p) por unidade de tempo numa faixa de comprimento de onda de $\lambda_s \rightarrow \lambda_s + d\lambda_s$ e em um ângulo sólido $d\Omega$. Para um espalhamento incoerente ($\alpha \ll 1$), temos :

$$\frac{dn_p}{dt} \cong \frac{P_i \cdot r_o^2 \cdot d\Omega \cdot n_e \cdot L_s}{h \cdot v_i \cdot 2 \cdot \pi^{\frac{1}{2}} \cdot \text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right)} \cdot \frac{c}{a} \cdot e^{\frac{-c^2 \cdot \Delta\lambda^2}{4 \cdot a^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}} \cdot \frac{d\lambda_s}{\lambda_i} \cdot T \quad , \quad (6.21)$$

onde T é a transmissão total do sistema ótico de coleção.

Um plasma típico de θ -Pinch, a densidade é de $1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ e uma temperatura de 100 eV. A nossa ótica de coleção observa um comprimento de 1 cm com um ângulo sólido de $\Omega = 0,01 \text{ sr}$. Para uma fenda de 2 mm de abertura do espectrômetro temos $d\lambda_s = 22 \text{ \AA}$. Desta forma, para uma potência incidente de 70 MW durante 40 ns, encontramos a quantidade de $5 \cdot 10^5$ fons espalhados. Para a fotomultiplicadora 7265 a eficiência quântica (η) é de 2,5% para 6943 \AA e um fator de amplificação de $2 \cdot 10^6$ para uma tensão de 1800 V. Substituindo na equação (6.20) e considerando uma transmissão total do sistema de 40% :

$$V_s = \frac{50 \times 16 \cdot 10^{-19}}{40 \cdot 10^{-9}} \times 0,025 \times 2 \cdot 10^6 \times 0,4 \times 5 \cdot 10^5 \cong 2V$$

Este é o sinal máximo esperado para a região central do espectro espalhado.

O sinal gerado pelos fons espalhados deve ser bem maior em relação aos ruídos do sistema. Estes ruídos são principalmente devido as flutuações estatísticas do sinal (cap. 6.4.1), ao sinal gerado pela própria radiação do plasma e aos efeitos termoiônicos do detetor. A relação sinal/ruído total no anodo da fotomultiplicadora pode ser calculada da seguinte forma :

$$(\text{SNR}_a)_{\text{Total}} = \frac{\eta \cdot n_p}{\left(\eta \cdot n_p + \eta \cdot n_r + n_t\right)^{\frac{1}{2}}} \quad , \quad (6.22)$$

onde n_r é a quantidade de fons gerados pelo plasma que atinge a fotomultiplicadora e n_t é a quantidade de fons equivalentes à emissão termoiônica.

O ruído imposto pelo "stray light" obrigatoriamente deve ficar abaixo do sinal para que o experimento seja bem sucedido.

A radiação Bremstrahlung (radiação devido a transições livre-livre), é identificada como a principal fonte de luz em um plasma. A quantidade de radiação emitida em um volume V , em um ângulo sólido $d\Omega$ e em um intervalo $\lambda_s \rightarrow \lambda_s + d\lambda_s$ é [Shef75] :

$$dP_B = 2,09 \cdot 10^{-36} \times n_e \times n_i \times Z^2 \times \bar{g} \times \frac{1}{\sqrt{T_e}} \times \frac{1}{\lambda_s^2} \times e^{\frac{-1,24 \cdot 10^4}{\lambda_s \times T_e}} \times V \times \frac{d\Omega}{4 \times \pi} \times d\lambda_s \quad , \quad (6.23)$$

onde n_e , n_i é em cm^{-3} ; λ_s é em cm ; T_e em eV , Z é o número de carga do íon e $g \cong 1$ (fator de Gaunt). Para um plasma de hidrogênio, a radiação Bremsstrahlung na região do rubi é $P_B = 8,5 \cdot 10^{-9} \text{ W}$. O que corresponde a $1,04 \cdot 10^3$ fofons gerados para um volume de 1 cm^3 .

Para a fotomultiplicadora RCA 7265 a corrente de fundo (do inglês : "dark current") é da ordem de $5 \cdot 10^{-7} \text{ A}$, o que é pequeno em comparação com os 40 mA de sinal.

Das considerações acima, a relação sinal/ruído fica em torno de $\text{SNR} \cong 50$.

Caso a radiação do plasma contribua significativamente para o ruído, podemos utilizar um polaróide na ótica de saída, reduzindo por um fator de dois a contribuição de n_r .

CAPÍTULO 7

Procedimento Experimental e Resultados Obtidos

Neste trabalho realizamos o espalhamento Thomson em quatro geometrias diferentes. O espalhamento simples foi instalado com injeção axial e radial do laser. Com o espalhamento multipassagem radial, usando o primeiro sistema descrito no capítulo 3.1, obtivemos o fator de amplificação para algumas passagens. O quarto sistema, **Espalhamento em Ângulo Baixo com Integração do Espectro** (cap. 3.2), foi realizado com um ângulo de observação de 21° .

Paralelamente à implantação do diagnóstico foram realizadas algumas mudanças no modo de operação da máquina (T.C.-1), na tentativa de se obter temperaturas mais altas. Na parte final do capítulo são apresentados os resultados obtidos com os diagnósticos de interferometria com laser de CO_2 e espectroscopia V.U.V. .

7.1 - Espalhamento Thomson Axial Simples

Todo o arranjo experimental para o espalhamento Thomson pode ser acompanhado na fig. 7.1 .

Para a instalação de toda a ótica de espalhamento foram construídas e/ou adaptadas três mesas óticas. As mesas 1 e 2 suportam a ótica de entrada e a mesa 4 a de saída. Sendo o laser de rubi pulsado e de alta potência, um laser de He-Ne foi instalado e alinhado para que todo o caminho ótico de entrada e de saída pudesse ser corretamente acompanhado. O feixe do laser (diâmetro de 1 cm) é focalizado em uma região de 3 mm de diâmetro, através de uma lente de distância focal de 1 m , no centro do T.C.-1. Como a ótica de observação (coleção) está na horizontal , o laser foi polarizado na vertical (perpendicular ao plano do papel na fig. 7.1). A íris na ótica de entrada tem por finalidade limitar o diâmetro do feixe do laser diminuindo o "stray light". As reflexões de todos os elementos óticos devem ser cuidadosamente acompanhadas para se evitar que retornem

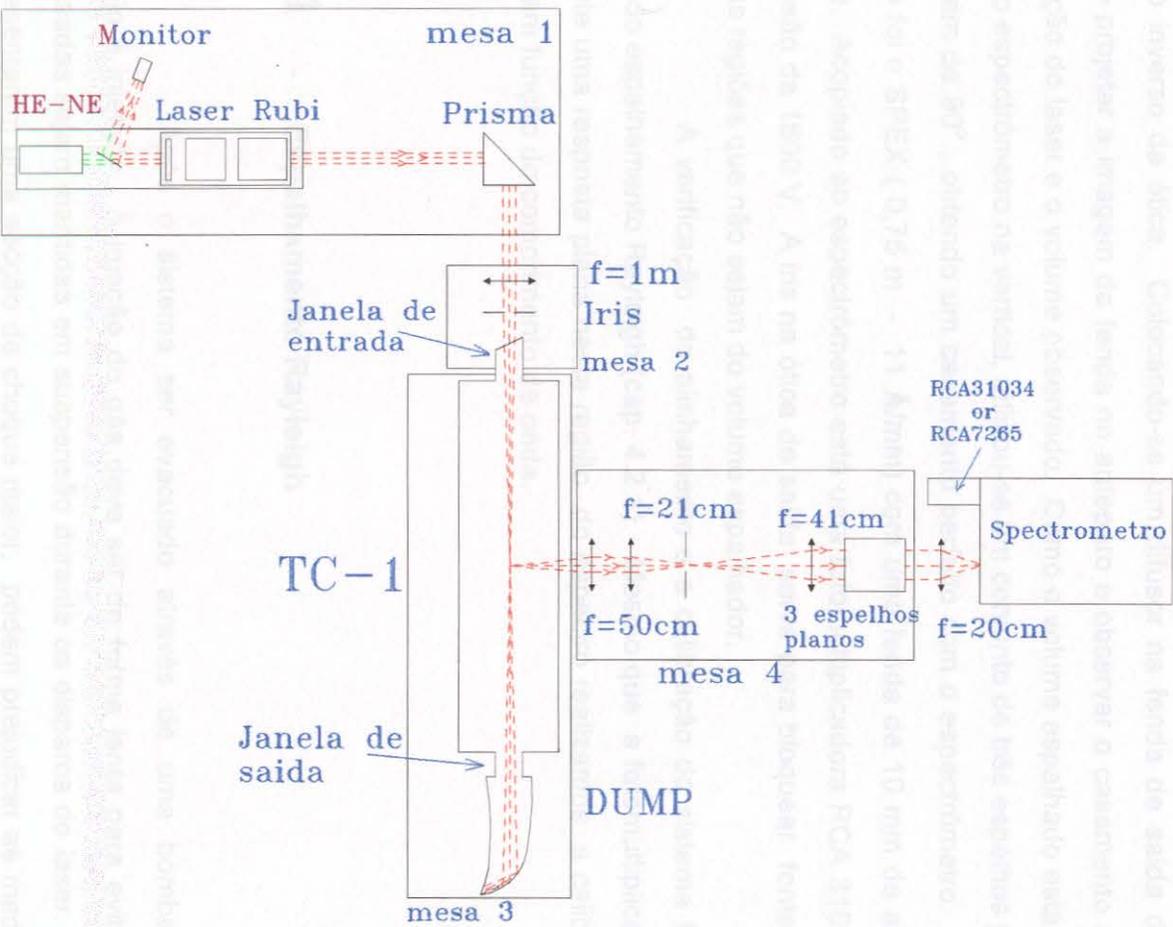


Fig. 7.1 : Arranjo experimental para o Espalhamento Thomson axial simples

ao bastão de rubi. Para bloquear e atenuar o feixe do laser após passar pelo sistema utilizou-se o "dump" (a), descrito no capítulo 6.2 , acoplado diretamente ao T.C.-1 através de uma flange . O monitor do laser (ver cap. 6.1) foi instalado atrás do espelho de 99% do laser de rubi.

Para o correto alinhamento entre a ótica de entrada e coleção, um anteparo é introduzido pela janela de saída do T.C.-1 na região de focalização do laser. Com um laser de He-Ne na saída do espectrômetro alinha-se todos os elementos de observação fazendo o caminho inverso da ótica. Colocando-se um difusor na fenda de saída do espectrômetro, pode-se projetar a imagem da fenda no anteparo e observar o casamento entre a região de focalização do laser e o volume observado. Como o volume espalhado está na horizontal e a fenda do espectrômetro na vertical, utilizou-se um conjunto de três espelhos planos para rodar a imagem de 90° , obtendo um casamento perfeito com o espectrômetro. O espectrômetro utilizado foi o SPEX ($0,75 \text{ m} - 11 \text{ \AA/mm}$) com uma fenda de 10 mm de altura por 2mm de abertura. Acoplado ao espectrômetro está uma fotomultiplicadora RCA 31034, que operou a uma tensão de 1800 V. A íris na ótica de saída serve para bloquear fontes espúrias de luz de outras regiões que não sejam do volume espalhador.

A verificação do alinhamento e a calibração do sistema foram realizados através do espalhamento Rayleigh (cap. 4.2.1). Mesmo que a fotomultiplicadora RCA 31034 apresente uma resposta plana nesta região do espectro realizamos a calibração relativa do detetor em função do comprimento de onda.

7.1.1 - Espalhamento Rayleigh

Após o sistema ser evacuado através de uma bomba mecânica, gás nitrogênio é injetado. A injeção do gás deve ser de forma lenta para evitar que partículas mais pesadas sejam mantidas em suspensão durante os disparos do laser. Estas partículas por apresentarem uma secção de choque maior, podem prejudicar as medidas acarretando em erros grandes.

Como as janelas de entrada , saída e a região de observação estão relativamente distantes, não houve problemas com o "stray light", em conjunto com o fato de que o espalhamento Rayleigh é realizado no mesmo comprimento de onda do laser ($\lambda_R = 6943 \text{ \AA}$). Como o sinal no espalhamento Rayleigh é superior ao espalhamento Thomson, peramos com uma tensão de 1350 V na fotomultiplicadora, corrigindo em seguida o sinal

A operação do T.C.-1 e o sincronismo com o laser de rubi estão descritos no capítulo 5. A temporização da máquina nestas medidas está esquematizada na fig. 7.3. Não utilizamos o “crowbar” do banco principal por ser uma chave muito ruidosa e principalmente pelo fato de que estas medidas precedem temporalmente ao “crowbar”. Os resultados obtidos com gás hidrogênio a uma pressão de trabalho de 1 mTorr para 5 μ s depois do início do banco principal, estão representados na fig. 7.4. Os pontos correspondem a uma média de 5 disparos e o ajuste da curva teórica à experimental foi obtida por meio do programa THOMFIT descrito no apêndice A.2. Obtivemos uma densidade de $n_e = (4,3 \pm 0,7) \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ e uma temperatura eletrônica de $T_e = (8 \pm 3) \text{ eV}$.

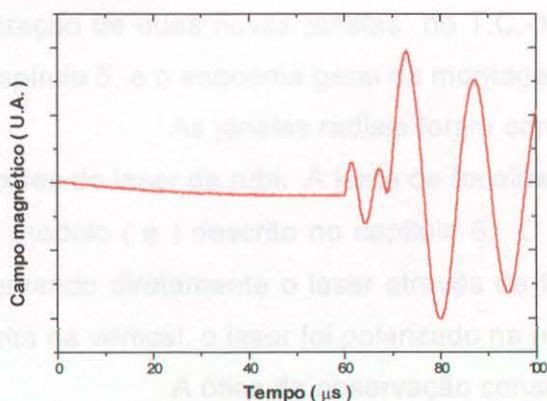


Fig. 7.3 : Temporização dos bancos de capacitores.

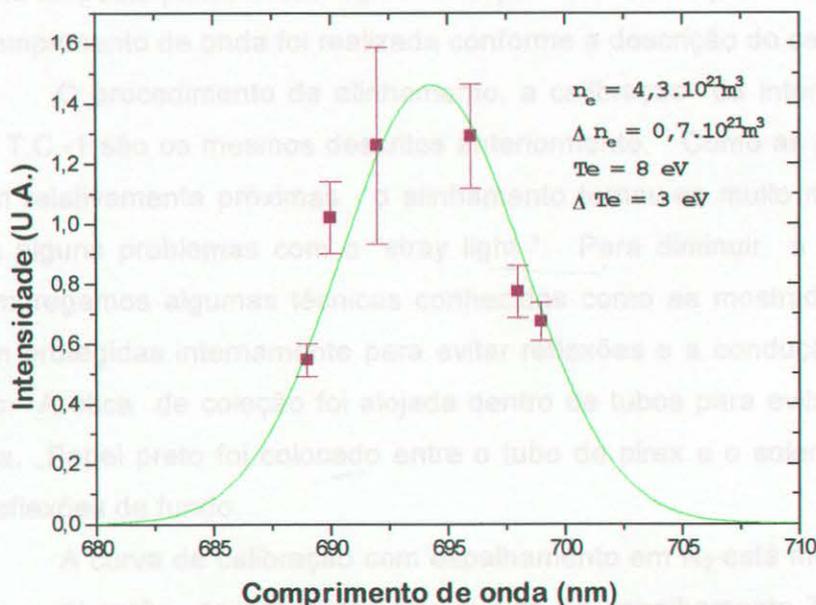


Fig. 7.4 : Curva de espalhamento para 90° , com injeção axial do laser (tempo : 5μ s depois do início do banco principal).

Os resultados não esperados de baixa temperatura e alta densidade talvez estejam relacionados com a presença de impurezas no sistema, que tentaremos verificar nas próximas medidas utilizando o espalhamento Thomson com injeção radial. A falta de reprodução na temporização das descargas dos bancos de capacitores, provavelmente é a causa principal de erros grandes que chegam a 38% no caso da temperatura.

7.2 - Espalhamento Thomson Radial Simples

Para a realização do espalhamento Thomson radial houve a necessidade da adaptação de duas novas janelas no T.C.-1 . As dimensões destas janelas estão descritas no capítulo 5, e o esquema geral da montagem está representado na fig. 7.5 .

As janelas radiais foram construídas em ângulo de Brewster para diminuir as reflexões do laser de rubi. A lente de focalização possui filme anti-refletor e o "dump" utilizado foi o modelo (e) descrito no capítulo 6. O monitor do laser foi instalado dentro do "dump", observando diretamente o laser através de filtros e difusores. Como estamos observando o plasma na vertical, o laser foi polarizado na horizontal em relação ao plano do papel.

A ótica de observação consta basicamente de três lentes ($f = 20$ cm , cada), que projetam o volume espalhador na entrada do espectrômetro (fenda : 10×2 mm), acoplado a fotomultiplicadora RCA 7265, que foi operada em 1800 V. Como a mesma não apresenta uma resposta plana nesta região do espectro a calibração da fotomultiplicadora em relação ao comprimento de onda foi realizada conforme a descrição do capítulo 4.1 .

O procedimento de alinhamento, a calibração da intensidade do sinal e a operação do T.C.-1 são os mesmos descritos anteriormente. Como as janelas de entrada e saída ficaram relativamente próximas , o alinhamento tornou-se muito mais fácil. Por outro lado tivemos alguns problemas com o "stray light ". Para diminuir a luz espúria a níveis aceitáveis empregamos algumas técnicas conhecidas como as mostradas na fig. 7.6 . As janelas foram protegidas internamente para evitar reflexões e a condução de luz através do tubo de vidro. A ótica de coleção foi alojada dentro de tubos para evitar a captação de luz não desejada. Papel preto foi colocado entre o tubo de pirex e o solenóide do T.C.-1 para diminuir as reflexões de fundo.

A curva de calibração com espalhamento em N_2 está mostrada na fig. 7.7a . Na fig. 7.7(b, c, d) estão apresentadas três curvas de espalhamento Thomson obtidas em tempos diferentes em relação ao início da descarga do banco principal.

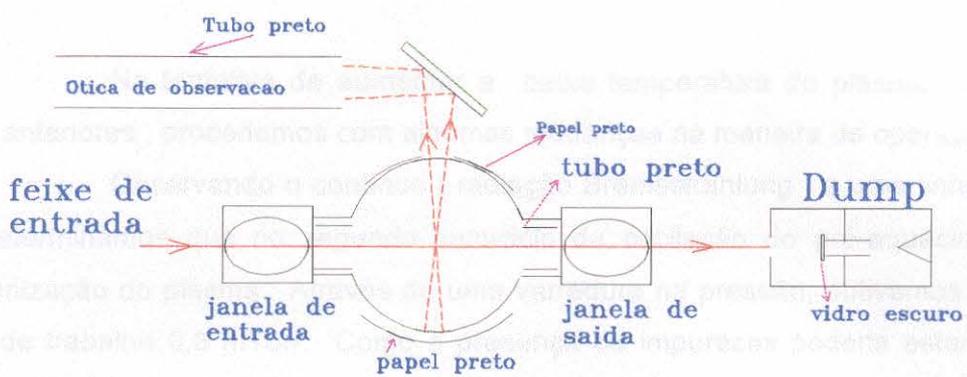


Fig. 7.6 : Detalhes da ótica de coleção.

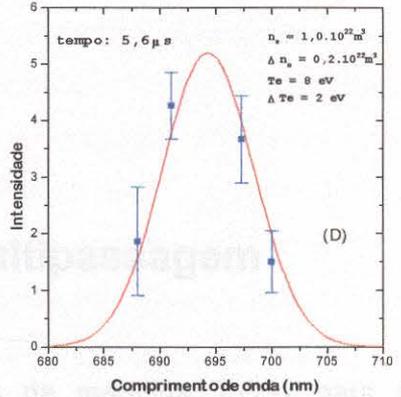
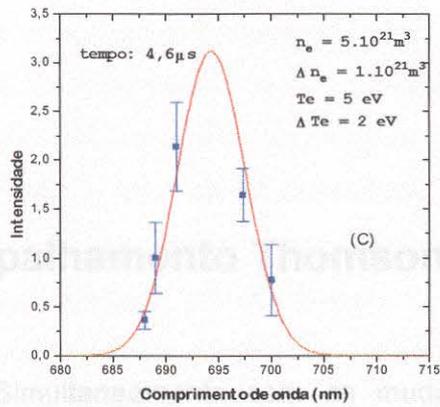
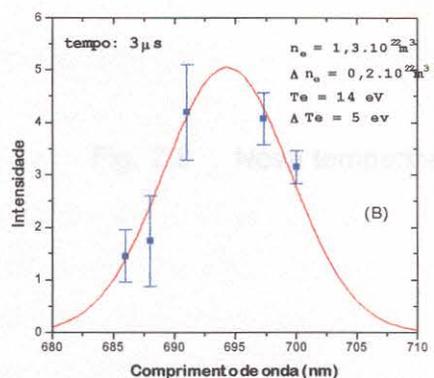
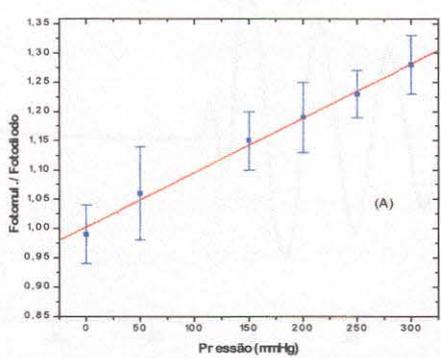


Fig. 7.7 : Curvas do espalhamento radial simples a 90° :
 a) Curva de calibração com N₂ ,
 b, c, d) Curvas de espalhamento para diferentes tempos em relação ao início da descarga do banco principal .

7.2.1 - Mudanças no Sistema T.C.-1

Na tentativa de aumentar a baixa temperatura do plasma verificada nas medidas anteriores, procedemos com algumas mudanças na maneira de operação do T.C.-1.

Observando o contínuo (radiação Bremsstrahlung) e uma linha de emissão (H_{β}) determinamos que no segundo semiciclo da oscilação do pré-aquecimento ocorria melhor ionização do plasma. Através de uma varredura na pressão, obtivemos como melhor pressão de trabalho 0,8 mTorr. Como a presença de impurezas poderia estar contribuindo para o esfriamento do plasma, resolvemos trabalhar com fluxo contínuo de gás ao invés do regime estacionário. Na fig. 7.8 temos a nova temporização utilizada para as medidas.

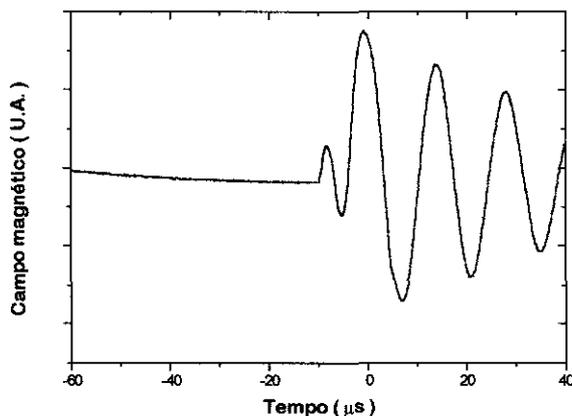


Fig. 7.8 : Nova temporização do T.C.-1.

7.3 - Espalhamento Thomson Multipassagem

Simultaneamente com as mudanças da máquina T.C.-1 para se obter temperaturas mais altas, efetuamos também modificações no método de espalhamento Thomson. Na fig. 7.9 temos o esquema do espalhamento multipassagem implantado em nosso laboratório. A simulação para o T.C.-1 está no capítulo 3.1. Nesta simulação conseguimos obter 8 passagens da luz do laser, sem que o feixe tocasse nas janelas de entrada e saída, o que provocaria um aumento do "stray light".

A ótica de injeção e coleção da luz é a mesma utilizada no espalhamento radial simples com exceção de um polaróide colocado na ótica de coleção para bloquear parte

do "stray light". Os espelhos são de 6,0 cm de diâmetro com 25,0 cm de raio de curvatura. Possuem reflexões maiores que 99,7% para $\lambda = 6990 \text{ \AA}$ e maiores que 99% para $\lambda = 6300 \text{ \AA}$.

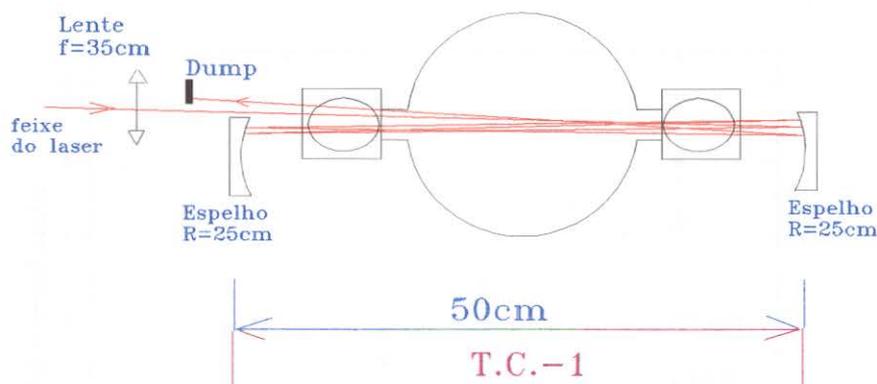


Fig. 7.9 : Sistema multipassagem implantado no T.C.-1.

Para que pudéssemos medir a amplificação do sinal em relação ao número de passagens, o monitor do laser foi instalado de forma a registrar a luz do laser através de uma das reflexões do prisma (na ótica de entrada), ficando desta forma fixo.

Na fig. 7.10 são apresentadas as amplificações obtidas com até 6 passagens, para parâmetros fixos da máquina e do plasma. Juntamente, nesta figura, temos três curvas de amplificação para diferentes valores de q (cap. 3.1.1). Na fig. 7.11, temos um sinal típico de espalhamento simples e com três passos. Os traços superiores da fig. 7.11 correspondem aos sinais registrados pelo fototransistor (monitor do laser) e os inferiores aos sinais de espalhamento para um comprimento de onda de 6880 \AA .

As medidas de densidade e temperatura, após serem efetuadas as mudanças na máquina, foram realizadas com três passagens, por questões de segurança. As passagens de números pares (4 e 6) como voltam em direção ao laser de rubi e apresentavam uma posição geométrica crítica para serem bloqueados, inclusive trazendo riscos para o bastão de rubi caso ocorresse algum desalinhamento durante os disparos, foram evitados. Na fig. 7.12(a, b) temos a representação do experimento para três passagens e as curvas de espalhamento Rayleigh obtidas em dias diferentes. Na fig. 7.12b verificamos que o "stray light" (sinal para pressão zero) teve valores diferentes para as duas calibrações realizadas antes e depois do espalhamento Thomson. Porém a inclinação da reta, utilizada para a calibração, permaneceu a mesma indicando um alinhamento estável. O perfil de

espalhamento está na fig. 7.12c. O ajuste da curva teórica com os pontos experimentais forneceram uma temperatura $T_e = (24 \pm 8) \text{ eV}$, e uma densidade $n_e = (5,0 \pm 0,8) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

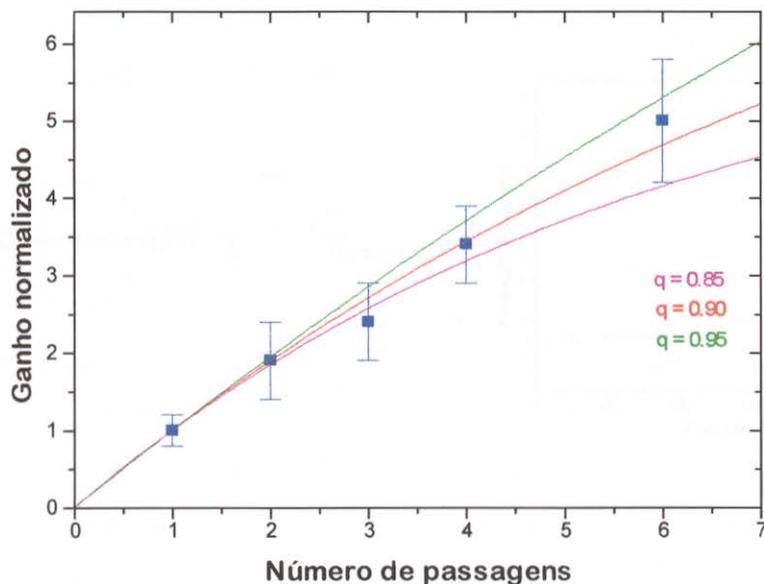


fig. 7.10 : Ganho do sistema multipassagem ($\lambda_s = 6880 \text{ \AA}$).

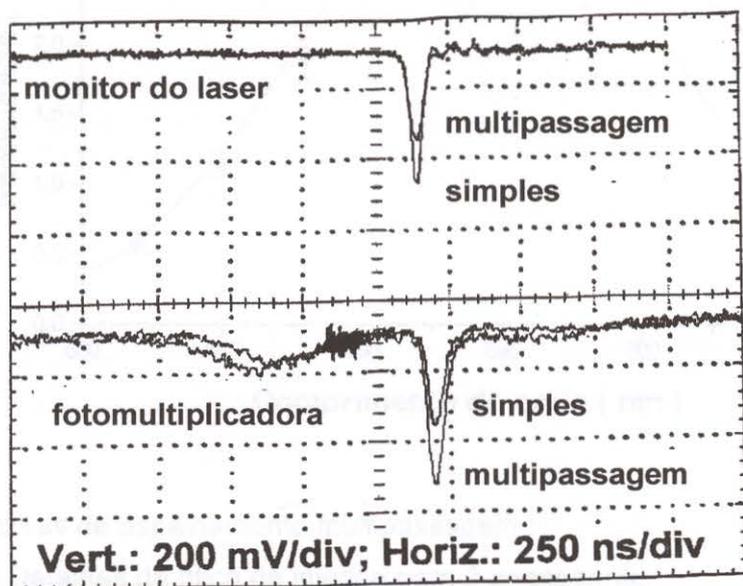


Fig. 7.11 : Sinal típico de espalhamento com uma passagem e multipassagem (3 passagens) do laser pelo plasma.

Com a otimização da temporização da máquina e a operação com fluxo contínuo de gás conseguimos um incremento na temperatura. Porém estes resultados ainda continuam abaixo dos valores esperados para este tipo de máquina.

7.4 - Espalhamento Thomson em Ângulo Baixo

Antes de realizarmos o espalhamento em ângulo baixo efetuamos mais algumas alterações no T.C.-1. Todos os componentes plásticos (conexões e mangueiras) do sistema de injeção de gás foram trocados por conexões e tubos de cobre, permitindo desta forma que todo o sistema de injeção fosse corretamente evacuado, garantindo uma pureza maior do gás hidrogênio. As chaves de disparo do banco de capacitores do principal e do crowbar [Mach94] foram substituídas por uma única chave pressurizada . Esta nova chave apresenta uma manutenção simples e mais fácil. Os problemas com a chave velha de ajustes e de imprecisão temporal dos disparos foram eliminados. No apêndice C é fornecido uma descrição detalhada desta nova chave assim como o modo de sua operação.

Com a adaptação de mais uma lente ($f = 20\text{ cm}$) ao sistema de coleção conseguimos mudar o ângulo de observação do volume espalhador para aproximadamente 21° . O esquema desta montagem está descrito na fig. 7.13. Como o "stray light" aumenta em ângulos baixos, mantivemos o polaróide descrito anteriormente na ótica de coleção. O sistema de injeção permaneceu o mesmo do espalhamento radial simples.

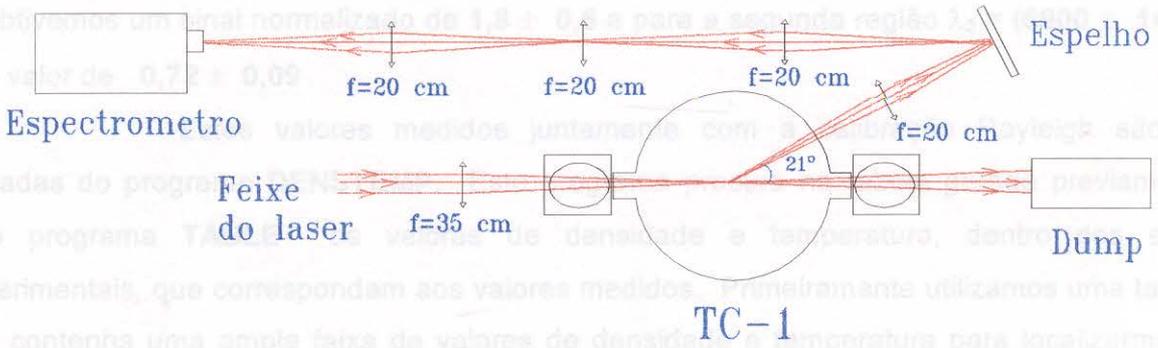


Fig. 7.13 : Desenho esquemático para o espalhamento em ângulo baixo.

Na fig. 7.14 temos os espalhamentos em N_2 (espalhamento Rayleigh), para esta configuração efetuados antes (curva superior) e depois (curva inferior) do espalhamento Thomson . Nota-se aqui o mesmo comportamento da figura 7.12b .

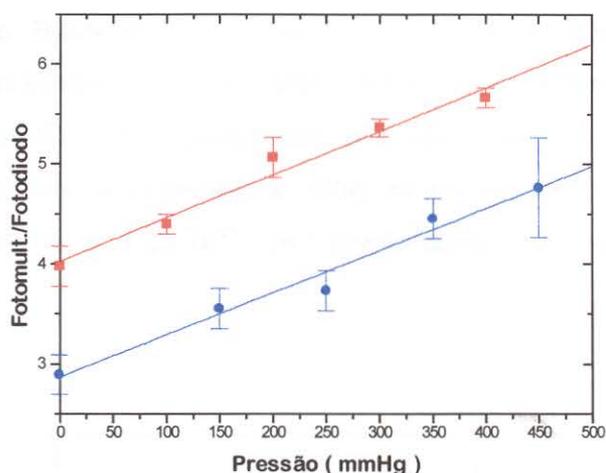


Fig. 7.14 : Espalhamento Rayleigh para a configuração da fig. 7.13 .

As fendas de entrada e saída do espectrômetro foram mantidas no máximo de abertura (2,7 mm) para estas medidas e com 10 mm de altura. O espectro foi integrado em duas regiões em seqüências distintas de disparos. Na primeira região $\lambda_1 = (6910 \pm 14,85)$ Å obtivemos um sinal normalizado de $1,8 \pm 0,5$ e para a segunda região $\lambda_2 = (6900 \pm 14,85)$ Å o valor de $0,72 \pm 0,09$.

Estes valores medidos juntamente com a calibração Rayleigh são as entradas do programa **DENSTEMP**. Este programa procura na tabela gerada previamente pelo programa **TABLE** os valores de densidade e temperatura, dentro dos erros experimentais, que correspondam aos valores medidos. Primeiramente utilizamos uma tabela que contenha uma ampla faixa de valores de densidade e temperatura para localizarmos a região de interesse. Uma vez conhecidos os valores aproximados podemos gerar uma nova tabela que contenha uma faixa menor de valores de densidade com espaçamentos menores entre os valores de temperatura obtendo resultados melhores.

Através da tabela representada na fig. 3.8 obtivemos para os valores medidos uma densidade de $n_e = (8 \pm 3) \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ e uma temperatura de $T_e = (23 \pm 10) \text{ eV}$, a serem conferidos e comparados com o espalhamento Thomson a 90° .

Com a configuração da fig. 7.5 efetuamos o espalhamento a 90° para confirmar os resultados obtidos com o espalhamento em ângulo baixo. Na fig. 7.15 está representado a seqüência temporal de disparos dos bancos com a nova chave. O tempo de subida do banco principal caiu de $5\mu\text{s}$ para $4,5\mu\text{s}$ com a nova chave. Na fig. 7.16 temos as curvas de espalhamento Rayleigh (esquerda) e Thomson (direita) para ângulo de observação de 90° e com injeção radial do laser. Nota-se nesta figura que a inclinação das curvas dos espalhamentos Rayleigh apresentam uma ligeira variação da inclinação que está dentro dos erros experimentais da experiência. Com os valores de temperatura de $T_e = (15 \pm 6) \text{ eV}$ e densidade de $n_e = (9 \pm 2) \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ confirmamos os resultados obtidos com o espalhamento a 21° .

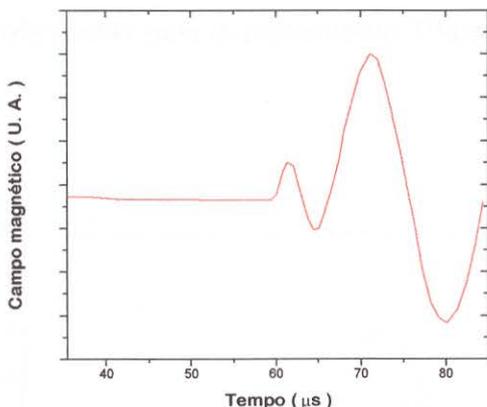


Fig. 7.15 : Seqüência temporal dos bancos de capacitores com a nova chave .

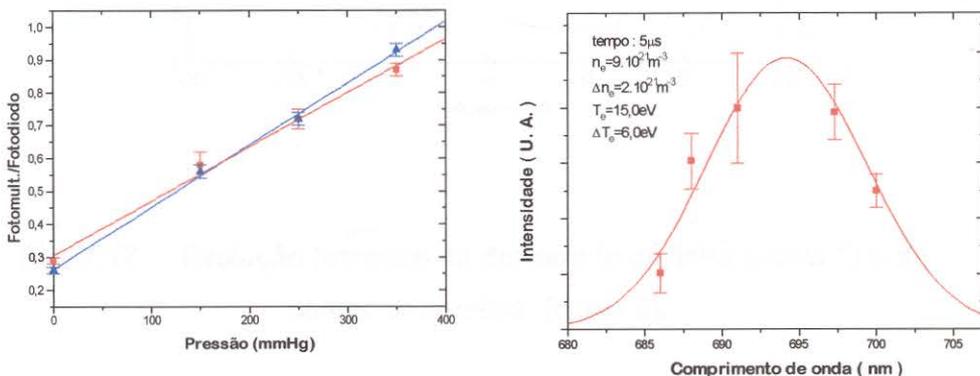


Fig. 7.16 : Espalhamentos Rayleigh (esquerda) e Thomson (direita) para $\theta = 90^\circ$.

O plasma gerado pelo T.C.-1 também foi investigado através da espectroscopia V.U.V. conforme descrito no capítulo 5. Uma vez conhecida a densidade através de outros diagnósticos (espalhamento Thomson ou interferometria), é possível se estimar a temperatura eletrônica do plasma com o estudo da evolução temporal de linhas de emissão de impurezas. Juntamente com o espalhamento multipassagem foram estudadas as linhas de carbono (CIII e IV) e do oxigênio (OIV, V, VI) obtendo para a região próxima ao máximo de compressão do plasma uma temperatura entre **33 e 36 eV** , que também fornecem valores bem próximos daqueles obtidos pelo método de espalhamento Thomson multipassagem.

CAPÍTULO 8

Comentários e Conclusões

O espalhamento Thomson é na atualidade a técnica mais empregada na determinação da densidade e temperatura do plasma por não perturbá-lo (ver cap. 2.5) e por apresentar uma ótima resolução espacial e temporal. Por outro lado, é uma técnica muito difícil de ser aplicada devido a baixa relação entre a potência espalhada e a incidente no plasma (ver cap. 2.4). Esta relação fica em torno de $P_s/P_i = 10^{-12}$ para plasmas típicos de theta-pinches e $P_s/P_i = 10^{-14}$ para tokamaks, o que significa que para uma potência incidente de $7 \cdot 10^7$ W menos de $7 \cdot 10^{-5}$ W são espalhados. Por esta razão a ótica de coleção deve ser cuidadosamente elaborada para que o máximo de fons espalhados sejam capturados e a ótica de entrada e saída elaboradas de forma a apresentarem o menor "stray light" possível. Caso o "stray light" não seja mantido a níveis aceitáveis torna-se impossível a aplicação desta técnica.

A primeira parte deste trabalho consistiu basicamente em implantar pela primeira vez no TC-1 a técnica de E.T. com injeção simples do laser permitindo que técnicas mais avançadas e elaboradas fossem aplicadas no futuro, uma vez que a técnica básica estivesse dominada.

Todo este trabalho foi desenvolvido na máquina T.C.-1 do Laboratório de Plasmas da UNICAMP (ver cap. 5). Primeiramente foi realizado o E.T. com injeção axial do laser, com detecção a 90° (ver cap. 7.1). Devido ao grande comprimento longitudinal do T.C.-1 (≈ 2 m), teve-se muita dificuldade no alinhamento do laser de rubi. Porém, por esta mesma razão, não houve problemas com "stray light" nas medidas. Com esta montagem obteve-se uma temperatura eletrônica de $T_e = (8 \pm 3)$ eV e uma densidade de $n_e = (4,3 \pm 0,7) \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, valores estes inesperados para esta máquina ($T_e = 50$ a 100 eV e $n_e = 1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$), porém confirmados com o espalhamento radial e por outras técnicas (interferometria com laser de CO_2 e espectroscopia V.U.V.).

Para a realização do E.T. com injeção radial do laser (cap.7.2) duas novas janelas em ângulo de Brewster foram adaptadas ao T.C.-1 . Devido a sua pequena dimensão radial (≈ 20 cm) o alinhamento tornou-se fácil e rápido, porém algumas técnicas para diminuir o "stray light" tiveram que ser aplicadas (cap. 7.2). Com esta nova montagem realizamos o E. T. em três tempos diferentes para verificar o comportamento do plasma. Com estas medidas confirmamos os valores de baixa temperatura e alta densidade obtidos no E.T. axial.

A presença de impurezas no sistema é provavelmente a explicação para estes valores inesperados.

Os erros relativos grandes obtidos nas curvas de espalhamento podem ser explicados principalmente por duas razões :

1. O T.C.-1 não apresenta uma boa reprodutibilidade dos disparos;
2. Como o sistema de detecção é de canal único necessitamos uma média de 30 disparos úteis da máquina para obter uma curva de espalhamento, ou seja, a densidade e a temperatura do plasma em uma única posição espacial e temporal.

O espalhamento molecular Rayleigh foi escolhido como método de calibração do espalhamento Thomson devido a sua simplicidade em relação aos demais métodos propostos (cap. 4.2) e principalmente pelo fato do “stray light” no T.C.-1 ter sido mantido a níveis toleráveis. Com o espalhamento Rayleigh pudemos verificar uma estabilidade no alinhamento de pelo menos 5 dias (cap. 7.1.2) e constatar um aumento de 3,7 do “stray light” na montagem radial em relação a axial [Bern96]. Este resultado revela a influência das reflexões nas janelas e a condução da luz do laser através do vidro da câmara de vácuo do T.C.-1.

As mudanças efetuadas no T.C.-1 durante a implantação do diagnóstico de E.T. pouco resolveram para aumentar a temperatura e abaixar a densidade do plasma. Porém a substituição da chave do banco principal por uma chave pressurizada resolveu em muito os problemas de reprodutibilidade das descargas da máquina.

A segunda parte deste trabalho consistiu em aplicar técnicas mais avançadas de E.T., na tentativa de aumentar a relação P_s/P_i . No capítulo 3 vários métodos são apresentados e dentre eles dois foram implantados no T.C.-1 com grande sucesso.

O E.T. multipassagem com espelhos esféricos foi desenvolvido na Rússia [Akat92] e instalado com sucesso no T.C.-1. Com um programa especialmente desenvolvido obtivemos uma simulação com o máximo de 8 passagens do feixe do laser pelo sistema (figura 3.1). Na prática verificamos o aumento do sinal com até 6 passagens, sem que houvesse toque do laser nas paredes internas da máquina. Com apenas 6 passagens não conseguimos obter o valor do fator q (equação 3.5), que para o T.C.-1 deve ficar entre 0,85 e 0,95 (figura 7.10). Segundo a figura 3.6 este fator é decisivo no ganho máximo do sistema, sendo que devemos operar com valores de $q > 0,90$ para termos ganhos superiores a 10. Com seis passagens conseguimos um aumento de sinal de cinco vezes o que representa um acréscimo de $2 \cdot 10^6$ ftons espalhados para um theta-pinch típico (cap. 6.4.3). Com o espalhamento Rayleigh verificamos um aumento do “stray light” no sistema multipasso (3

passagens) de 2,7 em relação ao simples radial. Devido as mudanças efetuadas no T.C.-1, com este método registramos um incremento de temperatura obtendo $T_e = (24 \pm 8)$ eV e uma densidade de $n_e = (5 \pm 2) \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

Durante a implantação do E.T.M. foram realizadas medidas com interferometria e espectroscopia V.U.V.. As medidas por interferometria indicaram uma densidade de linha do plasma de $3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}$ o que resulta em uma densidade de $1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ se considerarmos um plasma de 3 cm de diâmetro. A espectroscopia V.U.V. indicou uma temperatura entre 33 e 36 eV para a mesma região temporal observada pelo E.T.M. . Não podemos esquecer que os dois métodos (interferometria e espectroscopia) fornecem valores integrados ao longo de uma linha enquanto que o E.T. apresenta valores com ótima resolução espacial.

Outra maneira encontrada pela equipe do laboratório para aumentar a intensidade do sinal espalhado foi trabalhar em ângulos baixos. Como podemos observar pela figura 3.8, em ângulos baixos o espectro espalhado é mais estreito e intenso que a 90° . Percentualmente podemos integrar o espectro espalhado em uma região maior de comprimento de onda, aumentando ainda mais o sinal, sem que haja a necessidade de uma calibração mais específica dos detetores. Como estávamos restritos a um único canal para registrar os sinais de espalhamento, a integração do espectro teve que ser realizada em disparos distintos da máquina. Uma vez registrados os sinais e comparados com os valores tabelados (programas TABLE e DENSTEMP) obtivemos uma temperatura de $T_e = (23 \pm 10)$ eV e uma densidade de $n_e = (8 \pm 3) \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Esses valores estão em ótima concordância com os obtidos com o espalhamento a 90° realizado em seguida ($T_e = (15 \pm 6)$ eV e $n_e = (9 \pm 2) \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$). A falta de detetores e de um sistema de aquisição de dados de vários canais que permitisse a execução dos espalhamentos a 90° e em ângulo baixo em um único disparo da máquina dificulta a comparação entre os métodos, principalmente pela falta de reprodutibilidade da máquina.

Na atualidade, sistemas mais completos de detecção permitem obter sinais de espalhamento em várias posições espaciais do plasma ao mesmo tempo. Neste sistema, chamado de espalhamento Thomson multiposição [Hsie88], com um sistema de detecção e aquisição de dados adequados é possível obter o perfil de temperatura e densidade ao longo do plasma em um único disparo da máquina. A compra de um sistema de aquisição de vários canais está em andamento pelo laboratório de Plasmas da Unicamp e estudos sobre detetores de vários canais estão sendo realizados pela equipe [Mosh95A]. A utilização de lasers de alta potência e com repetição de disparos da ordem de milissegundos, permite acompanhar a evolução destes parâmetros ao longo da formação do plasma [Orsi95] e sistema que trabalhem em tempo real , já estão sendo empregados.

Apêndice A - Programas

Neste apêndice são fornecidos as versões dos programas utilizados neste trabalho. No apêndice A.1 é descrito o programa (THEORTHOM) para cálculo teórico do perfil de espalhamento para valores de entrada como a densidade, a temperatura e o ângulo de observação. O apêndice A.2 (programa THOMFIT) calcula a densidade e a temperatura do plasma através das medidas experimentais. Estes dois programas, que foram escritos no MATHEMATICA, foram baseados em códigos desenvolvidos e utilizados em trabalhos anteriores [Camp91]. O programa que calcula a integração do espectro (programa TABLE) e que compara com os resultados experimentais (programa DENSTEMP) estão no apêndice A.3. Estes dois códigos foram desenvolvidos em FORTRAN pelo Prof. Dr. Delton de Oliveira Campos.

A.1 - Programa Theorthom

(* ESPALHAMENTO THOMSON - CURVA TEÓRICA *)

(* considera o efeito de altas temperaturas $Q(k,w)$ *)

(* variáveis de entrada *)

```
Clear[];
ne = 1*1015;      (* densidade eletrônica - cm-3 *)
te = 50;           (* temperatura eletrônica - eV *)
ti = 100;          (* temperatura iônica - eV *)
theta = 88;        (* ângulo de observação - graus *)
intervalo = 400;  (* intervalo para o gráfico - angstroms *)
mi = 1.67*10-27*(1)//N; (* massa do íon - Kg *)
```

(* constantes *)

```
lambdai = 6943*10-10; (* comprimento de onda incidente *)
c = 2.99*108;        (* velocidade da luz *)
me = 9.1*10-31;      (* massa do elétron *)
e = 1.6*10-19;       (* carga elementar *)
epson = 8.85*10-12;  (* constante dielétrica *)
z = 1;              (* número de carga *)
r = 2.82*10-15;     (* raio clássico do elétron *)
npontos = 500;     (* núm. de pontos na curva *)
```

(* transformações *)

```
theta = theta*Pi/180;  
te = te*1.6*10^-19;      (* J *)  
ti = ti*1.6*10^-19;      (* J *)  
ne = ne*1*10^6;  
intervalo = intervalo*10^-10;  
delta = intervalo/(npontos-1);  
lambdamin = lambdai - intervalo/2;
```

(* definições *)

```
a = Sqrt[(2*te)/me];  
b = Sqrt[(2*ti)/mi];  
lambdebye = Sqrt[(epson*te)/(ne*e^2)];  
const = (c*ne)/(2*Sqrt[Pi]*lambdai*Sin[theta/2])/N;  
  
alfa =Simplify[(lambdai/(4*Pi*lambdebye*Sin[theta/2]))/N];  
  
lambdas = lambdamin;  
Clear[potn,lambdan,integral,x1,x2 ];  
  
lambdan = Table[0,{n,1,npontos}];  
potn = Table[0,{n,1,npontos}];  
xlast1 =0; xlast2 =0; int1 = 0; int2 =0;  
  
integral[x1_,x2_] := Simplify[NIntegrate[Exp[x^2],{x,x1,x2}]];
```

Do[

```
If [ Abs[ lambdas - lambdai ] < delta , (* força o calculo no comprimento*)  
    If [lambdai > lambdas , (* de onda incidente*)  
        lambdas = lambdai ]];
```

```
xe = Simplify[ (c*(lambdas-lambdai))/(2*a*lambdai*Sin[theta/2]*Sqrt[(1 +(lambdas-  
lambdai)/lambdai))]/N];
```

```
xe = Abs[xe]/N;
```

```
xi = Simplify[ (a/b)*xe/N];
```

```
xi = Abs[xi]/N;
```

```
If[ xe>11,
```

```
iwxe = 0; rwxe = Simplify[(-1/(2*xe^2))*(1 + 3/(2*xe^2))]/N;
```

```
, iwxe =Simplify[ Sqrt[Pi]*xe*Exp[-xe^2]/N];
```

```
rwxe =Simplify[ 1-2*xe*Exp[-xe^2]*integral[0,xe]/N];
```

```
];
```

```
If[ xi>11,
```

```
iwxi = 0; rwxixi = Simplify[(-1/(2*xi^2))*(1 + 3/(2*xi^2))]/N];
```

```
,iwxi =Simplify[ Sqrt[Pi]*xi*Exp[-xi^2]/N];
```

```
rwxixi =Simplify[ 1-2*xi*Exp[-xi^2]*integral[0,xi]/N];
```

```
];
```

```
ge = Simplify[ alfa^2*(rwxe-l*iwxe)//N];
gi = Simplify[ alfa^2*z*(te/ti)*(rwxl-l*iwxi)//N];
epsolon = Simplify[(1+ge+gi)//N];
```

```
modulo1 =Simplify[ (Abs[1-ge/epsolon])^2//N];
modulo2 = Simplify[(Abs[ge/epsolon])^2//N];
expo1 = Simplify[(1/a)*Exp[-(xe)^2]//N];
expo2 = Simplify[(1/b)*Exp[-(xi)^2]//N];
pots = Simplify[const*(1-(7*(lambdas-
lambdai))/(2*lambdai))*(modulo1*expo1+z*modulo2*expo2)//N];
```

(* tabela de valores *)

```
lambdan[[n]] =Simplify[ lambdas/(1*10^-10)]//N;
```

```
potn[[n]] = Simplify[pots/(1*10^28)]//N;
```

```
lambdas = (lambdamin +n*delta);
,{n,1,npontos}
];
```

(* gráfico *)

```
lista = Table[{lambdan[[n]],potn[[n]],{n,1,npontos }}];
figura = ListPlot[lista,PlotJoined ->True,AxesOrigin->{6943,Automatic},PlotRange->All];
```

A.2 - Programa Thomfit

(* Fitting - Espalhamento Thomson *)

```
Clear[res,iter,PP,P,Te0,n0,S,SS,Lsj,Pj,dS1,dS2,K1,
K2,Te,d,dev,n,Ls,Li,c,me,Theta,theta,R,B1,
SJR,SIG,num,Lsi,Lsf];
```

(*numero de pontos medidos no experimento*)

```
num =5;
```

(*comprimentos de onda medidos Ls[i], sinais medidos P[i],
calibração relativa da fotomult. R[i], sinal Rayleigh (SJR),
ângulo de observação (theta) , largura da fenda
de entrada (B1), erro da medida (d[i]) *)

```
Ls[1]=6860*10^-10;    P[1]=0.24;    R[1]=1.18;    d[1]=0.07;
Ls[2]=6880*10^-10;    P[2]=0.68;    R[2]=1.12;    d[2]=0.05;
Ls[3]=6910*10^-10;    P[3]=0.87;    R[3]=1.09;    d[3]=0.30;
```

$Ls[4]=6973*10^{-10}$; $P[4]=0.76$; $R[4]=0.97$; $d[4]=0.10$;
 $Ls[5]=7000*10^{-10}$; $P[5]=0.44$; $R[5]=0.88$; $d[5]=0.06$;
 $Ls[6]=6990*10^{-10}$; $P[6]=0.74$; $R[6]=1.00$; $d[6]=0.07$;

(*valores iniciais*) (*num. de interações*)
 $SJR=1.80*10^{-24}$; $Te0=10$; $iter=2000$;
 $B1=22*10^{-10}$; $n0=6*10^{21}$;
 $theta=90$;
 $SIG=380$;

(*gráfico -> *) $Lsi=6800*10^{-10}$;
 $Lsf=7080*10^{-10}$;

(*inicio dos calculos*)

$Lsj=Table[Ls[j],\{j,1,num\}]$;
 $Pj=Table[P[j]/R[j],\{j,1,num\}]$;
 $dev=Table[d[j],\{j,1,num\}]$;

$Te0=Te0*1.6*10^{-19}$;
 $c=2.99*10^8$;
 $me=9.1*10^{-31}$;
 $Li=6943*10^{-10}$;
 $Theta=(theta*Pi/180)//N$;
 $K1 = ((c*sqrt[me])/(5.01*Li*Sin[Theta/2]))*SJR*B1*SIG//N$;
 $K2 = ((me*c^2)/(8*Li*(Sin[Theta/2])^2))//N$;

$PP[K1_,K2_,n_,Te_,Li_,Ls_]:=K1*n/Sqrt[Te]*$
 $(1-3.5(Ls-Li)/Li)*Exp[-K2(Ls-Li)^2/(Te*Ls)]$;

$Clear[n,Te,P,S,SS,SSS,dS1,dS2,dS11,dS22,dS12,$
 $dPn,teste]$;

$P[n_,Te_,Ls_]=PP[K1,K2,n,Te,Li,Ls]$;
 $S[n_,Te_]=Sum[(1/dev[[j]]^2)*(Pj[[j]]-P[n,Te,Lsj[[j]])]^2,\{j,1,num\}]$;
 $SS = S[n,Te]$;
 $dPn[Te_,Ls_]=D[P[n,Te,Ls],n]$;

$dS1 = D[SS,Te]$;
 $dS2 = D[SS,n]$;

$res=\{n,Te\}.FindRoot[\{dS1==0,dS2==0\},$
 $\{n,n0,n0/100,n0*100\},\{Te,Te0,Te0/100,Te0*100\},$
 $MaxIterations->iter,AccuracyGoal->5]$;

$Clear[x1,x2]$;
 $x1=res[[1]]$; $x2=res[[2]]$;
 $Clear[Ls]$;

$Pot=P[x1,x2,Ls]$;
 $fig1=Plot[Pot,\{Ls,Lsi,Lsf\}$

```

AxesLabel->{Compr.onda m, Potência UA},
DisplayFunction->Identity,
AxesOrigin->{6943*10^-10, Automatic}];
lista = Table[{Lsj[[j]], Pj[[j]], {j, 1, num}}];
fig2=ListPlot[lista, PlotJoined->False,
DisplayFunction->Identity];
Show[fig1, fig2, DisplayFunction->${DisplayFunction}];
devn=Sum[(dev[[j]]^2)*(dPn[Te, Lsj[[j]])^2, {j, 1, num}]/N;

Clear[n, Te, delta, erroN, erroTe];
dS11=D[dS1, Te];
dS22=D[dS2, n];
dS12=D[dS1, n];
n=x1; Te=x2;

delta=(dS22*dS11-(dS12)^2);
erroTe=(Sqrt[2*dS22/delta])/(1.6*10^-19);
erroN=(Sqrt[2*dS11/delta])/(1*10^6);
teste=SS/(num-2);

Print["n = ", SetPrecision[x1/(1*10^6), 2], " +- ", SetPrecision[erroN, 2], " cm-3"];
Print[" "];
Print["Te = ", SetPrecision[(x2/(1.6*10^-19)), 2], " +- ", SetPrecision[erroTe, 2], " eV"];
Print[" "];
Print["Para um bom fitting : teste->1"];
Print["teste = ", SetPrecision[teste, 2]];

```

A.3 - Programa Table e Denstemp

Programa Table

```

INTEGER IFAIL, NDENS, NTEMP, NPTS, NTHETA, NeTe
REAL IMASS, LAMDEBYE, Z, MASS, PI
DOUBLE PRECISION IEL, IION, XE, XI, LAMB, LAMBDAI, DELTALAMB,
. DELTAN, DELTAT, PEI, PPEI, DLAMB, INTPEI,
. INTEGRAL1, INTEGRAL2, IREF, IIREF, ALAMBREF, LAMBDA1,
. LAMBDA2, SIGMA1, SIGMA2, NE, TE, Temin, Temax,
. Deltaomega

DOUBLE PRECISION ALAMBDA1MIN, ALAMBDA1MAX, SIGMA, SIGMAPEI, ELETR, ION,
. fe, fi, NEMAX, NEMIN
DOUBLE PRECISION RWE, RWI, IWE, IWI, ALPHA, YE, YI, SIGMIN, SIGMAX,
. RWI1, PEI01, PEI02, PEI03, PEI04,
. THETA, THETA1, SIGMATHETA, DELTATHETA, THETAMIN,
. I1THETA, I2THETA, THETA11, THETA12, THETA1INT,

```


NTHETA = ((2 * SIGMATHETA)/DELTATHETA) + 1.

NeTe = 0.

DO 1 NN = 1, NDENS

NE(NN) = Nemin + (NN-1) * DELTAN

DO 2 I = 1, NTEMP

TE(I) = Temin + (I-1) * DELTAT

C FOR TE IN JOULE

TE(I) = TE(I) * 1.6E-19

A = SQRT(2.*TE(I)/EMASS)

B = SQRT(2.*TI/IMASS)

I1THETA = 0.

THETA1INT = 0.

THETA1 = 0.

I2THETA = 0.

THETA2INT = 0.

THETA2 = 0.

DO 3 J = 1, NTHETA

THETA = THETAMIN + (J-1) * DELTATHETA

PRINT*, ' THETA =', THETA * 180 / PI

C *****

LAMDEBYE = SQRT(eps0 * TE(I)/(Ne(NN)*(e**2.)))

ALPHA = DBLE(LAMBDAL/(4.*PI*LAMDEBYE*DSIN(THETA/2.)))

C

INTEGRAL1 = 0.

INTPEI = 0.

INTEGRAL2 = 0.

IIREF = 0.

PPEI = 0.

DO 10 K = 1, NPTS

LAMB = ALAMBDAMIN + (K-1) * DELTALAMB

DLAMB = LAMB - LAMBDAL

C * LIMITS THE INTERVALL OF INTEGRATION ONLY TO THE DESIRED INTERVALL *

IF(

.(LAMB.GE.LAMBDA1-SIGMA1).AND.(LAMB.LE.LAMBDA1+SIGMA1))

ELSE

RWI = DBLE(1.- 2.* YI * DEXP(-(YI**2.)) * IION)

IWI = DBLE(SQRT(PI) * YI * DEXP(-(YI**2.)))

END IF

C <<<<<<*** COMPLEX FUNCTIONS GE(X), GI(X) AND EPSILON ****>>>>>>>>

GE = (ALPHA**2.) * DCMLX(RWE,- IWE)

GI = (ALPHA**2.) * Z * (TE(I)/TI) * DCMLX(RWI,- IWI)

EPSILON = 1. + GI + GE

C

C ABS(1.-GE/EPSILON) = ELETR ; ABS(GE/EPSILON) = ION

ELETR = (CDABS(1. - GE/EPSILON))**2.

ION = (CDABS(GE/EPSILON))**2.

C (((((((((((.....FUNCTIONS fe(X) AND fi(X)))))))))))

IF(DABS(XE).LT.25.)THEN

fe = DBLE((1. / A) * DEXP(-(YE**2.)))

ELSE

fe = 0.

END IF

IF(DABS(XI).LT.25.)THEN

fi = DBLE((1. / B) * DEXP(-(YI**2.)))

ELSE

fi = 0.

END IF

C !!!!!!!!!!!!!// FUNCTION P(R,LAMBDA) \\\\!!!!!!!!!!!!

PEI = DBLE((NE(NN)/DSIN(THETA/2.)) * (C/(2.*SQRT(PI)*LAMBDAI)) *

(1. - 3.5 * (DLAMB/LAMBDAI))*(ELETR * fe + Z * ION * fi)

IF((LAMB.LE.LAMBDA1).AND.(THETA.LE.THETA1)) PEI01 = PEI

IF((LAMB.LE.LAMBDA2).AND.(THETA.LE.THETA1)) PEI02 = PEI

IF((LAMB.LE.LAMBDAI).AND.(THETA.LE.THETA1)) PEI03 = PEI

```

IF( (LAMB.GE.LAMBDA1-SIGMA1).AND.(LAMB.LE.LAMBDA1+SIGMA1) )
.THEN
INTEGRAL1 = INTPEI + 0.5 * DELTALAMB * (PEI + PPEI)
END IF

```

```

IF( (LAMB.GE.LAMBDA2-SIGMA2).AND.(LAMB.LE.LAMBDA2+SIGMA2) )
.THEN
INTEGRAL2 = IIREF + 0.5 * DELTALAMB * (PEI + PPEI)
END IF

```

```

PPEI = PEI
INTPEI = INTEGRAL1
IIREF = INTEGRAL2

```

10 CONTINUE

C//

```

C ***** OBS.: O ANGULO SOLIDO E: d(OMEGA) = sin(theta) d(theta) d(phi)
C A integracao em OMEGA e:
c Integral[Omega] = Integral[Thetamin, Thetamax]{
c     sin(theta) *
c     (pi - 2. * arcsin{ [cos(theta1-thetamin) - cos(theta1) * cos(theta)]
c     * [ 1/ (sin(theta1) * sin(theta))] })
c     d(theta) }

```

C*****AA*****

C ***** estamos agora integrando a função no ângulo sólido: *****

C
%%%%%%%%%

```

If( (Theta.eq.0).or.(Theta.eq.pi) ) then
deltaomega = 0.
go to 1112
end if

```

```

Deltaomega = dsin(theta) *
.(pi - 2.*dasin( (dcos(theta1-thetamin) - dcos(theta1))*dcos(theta))
* ( 1./ (dsin(theta1) * dsin(theta)))) )

```

1112 continue

```

C write(6,*)'Theta = ',SNGL(theta),'Deltaomega= ',SNGL(Deltaomega)

```

C Integração na primeira região em lambda:

Integral1 = Integral1 * Deltaomega

I1THETA = THETA1INT +
0.5 * DELTATHETA * (THETA1 + INTEGRAL1)
THETA1INT = I1THETA
THETA1 = INTEGRAL1

C Integração na segunda região em lambda:

Integral2 = Integral2 * Deltaomega

I2THETA = THETA2INT + 0.5 * DELTATHETA * (THETA2 +
INTEGRAL2)
THETA2INT = I2THETA
THETA2 = INTEGRAL2

3 CONTINUE

PRINT*, ' NE(NN) TE(I) PEI1 PEI2
.PEIRUBY '

write(6,101) NE(NN)/1D21,TE(I)/1.6D-19,PEI01/1D29,PEI02/1D29,
PEI03/1D29

write (1,101) NE(NN)/1.D21,TE(I)/1.6D-19,PEI01/1D29,PEI02/1D29,
PEI03/1D29

C101 FORMAT(1E9.3E2,2X,1E9.3E1,3X,1E9.3E1,3X,1E9.3E1,3X,1E9.3E1)
101 FORMAT(2X,F5.2,6X,F5.1,7X,F7.4,11X,F7.4,10X,F7.4)

PRINT*, 'NeTe - DENSITY - TEMP - INT1 - INT2 - INT1/
.INT2 - INT1*INT2'

NeTe = NeTe + 1

write(6,103)NeTe,NE(NN)/1D21,TE(I)/1.6D-19,I1THETA/1d19,
.I2THETA/1D19, I1THETA/I2THETA ,(I1THETA*I2THETA/1D38)
write (2,103)NeTe, NE(NN)/1D21,TE(I)/1.6D-19,I1THETA/1D19,
.I2THETA/1D19, I1THETA/I2THETA,(I1THETA*I2THETA/1D38)

C103 FORMAT(2X,1E9.3E2,3X,1E9.3E1,3X,1E9.3E1,3X,1E9.3E1,3X,1E9.3E1)
103 FORMAT(1x,I4,3x,F5.2,5X,F5.1,5X,F7.4,5x,F7.4,5X,F7.4,5X,F8.4)

C write(6,*)'Ne(NN) = ',SNGL(Ne(NN)), ' Nemax = ',SNGL(Nemax)
C write(6,*)'Te(I) = ',SNGL(Te(I)), ' Temax = ',SNGL(Temax*
C .1.6e-19)

IF(SNGL(TE(I)).GE.SNGL(Temax * 1.6e-19)) GO TO 111

2 CONTINUE
111 continue

```
IF( SNGL(NE(NN)).GE.SNGL(Nemax) ) GO TO 1111
```

```
1 CONTINUE  
1111 CONTINUE
```

```
CLOSE(1)  
CLOSE(2)
```

```
STOP  
END
```

```
c*****
```

```
SUBROUTINE INTEGRAL(XX,I)
```

```
EXTERNAL FUNK
```

```
DOUBLE PRECISION FUNK,II,I,X0,X,XX  
INTEGER M
```

```
IF(DABS(XX).GE.0.005)THEN
```

```
    M =DABS( XX)/0.005
```

```
ELSE
```

```
    X0 = 0.
```

```
    X = DABS(XX)
```

```
    I = FUNK(X0,X)
```

```
    RETURN
```

```
END IF
```

```
I = 0.
```

```
DO 1 N=1,M
```

```
    X0 = DBLE( (N-1) * 0.005 )
```

```
    X = DBLE( N * 0.005 )
```

```
    IF( (N.EQ.M).AND.(X.LT.DABS(XX)) ) X = DABS(XX)
```

```
        II = FUNK(X0,X)
```

```
        I = I + II
```

```
1 CONTINUE
```

```
RETURN  
END
```

```
c*****
```

```
FUNCTION FUNK(X0,X)
```

```
DOUBLE PRECISION F0,F1,F2,F3,F4,F5,F6,FUNK,X0,X,T
```

```
F0 = DBLE(DEXP(X0**2.))
```

```

F1 = DBLE( 2. * X0 * F0 )
F2 = DBLE( (2. + (2.* X0)**2. ) * F0 )
F3 = DBLE( (12. * X0 + (8.* (X0**3.)) ) * F0 )
F4 = DBLE( (16. * (X0**4.) + 48. * (X0**2.) + 12. ) * F0 )
F5 = DBLE( (32. * (X0**5.) + 160.* (X0**3.) + 120. * X0 ) * F0 )
F6 = DBLE( (64. * (X0**6.) + 480.*(X0**4.)+720.*(X0**2.)+120.)*F0)

```

```
t = X - X0
```

```

FUNK = DBLE( F0 * t      +
.      F1 * ((t**2.)/2. ) +
.      F2 * ((t**3.)/6. ) +
.      F3 * ((t**4.)/24. ) +
.      F4 * ((t**5.)/120. ) +
.      F5 * ((t**6.)/720. ) +
.      F6 * ((t**7.)/5040. ) )

```

```

RETURN
END

```

Programa Denstemp

```

Double precision Ne, Te, integral1, integral2, sigma1, sigma2,
.      int1max, int1min, int2max, int2min, int12,int1x2,
.      cal
Character name1*12, name2*12, name3*80

```

```
integer Z, NeTe
```

```
C      *****
```

```
C número de pontos da tabela
```

```
PARAMETER ( NPTS = 1200 )
```

```
C      *****
```

```
PRINT*,*** VALORES DE INTEGRAL1 E INTEGRAL2 COM ERROS A SEREM FO
.RNECIDOS ***
```

```

PRINT *,' Integral1, sigma1 '
READ (5,*) integral1, sigma1
PRINT *,' Integral2, sigma2 '
READ (5,*) integral2, sigma2

```

```

PRINT *,' Calibracao Rayleigh: CAL = SRNR * dSigmaTH/dSigmaRay = '
READ (5,*) CAL

```

```
int1max = integral1 + sigma1
int1min = integral1 - sigma1
int2max = integral2 + sigma2
int2min = integral2 - sigma2
```

```
print*, ' Table from file: '
```

```
98 read(6,98)name1
   format(a12)
```

```
C ***** Read table *****
```

```
OPEN (UNIT=1,FILE=name1,status='old',form='formatted')
OPEN (UNIT=2,FILE='denstemp.dat',status='new',form='formatted')
```

```
write(2,*)'Results obtained from table: ', name1
write(2,*)'Initial parameters: Integral1  sigma1  Integral2
sigma2'
```

```
99 write(2,99)sngl(integral1), sngl(sigma1),
   sngl(integral2), sngl(sigma2)
   format(21x,f5.2,8x,f5.2,7x,f5.2,6x,f5.2)
```

```
read(1,101)name3
write(2,101)name3
read(1,101)name3
write(2,101)name3
read(1,101)name3
write(2,101)name3
read(1,101)name3
write(2,101)name3
read(1,101)name3
write(2,101)name3
read(1,101)name3
write(2,101)name3
read(1,101) name3
write(2,101)name3
read(1,101) name3
write(2,101)' '
read(1,101) name3
write(2,*)' '
```

```
101 format(a80)
```

```
write(2,*)'***** Results of comparison *****'
write(2,*)' '
write(2,*)' '
```

```
C Int12 = Int1/int2
```

```
PRINT*,'NeTe - DENSITY - TEMP - INT1 - INT2 '
```

```
write(2,*)' Ne - Te'  
do 1, i=1, npts
```

```
read(1,*)NeTe, ne, te, integral1, integral2, int12, int1x2
```

```
write(6,103)NeTe, ne, te, integral1, integral2
```

```
103 FORMAT(1x,I4,3x,F5.2,5X,F5.1,5X,F7.4,5x,F7.4,5X)
```

C Incluindo o fator de calibracao Rayleigh:

```
integral1 = integral1 * cal * 1.e19
```

```
integral2 = integral2 * cal * 1.e19
```

```
if( (integral1.ge.int1min).and.(integral1.le.int1max).and.  
. (integral2.ge.int2min).and.(integral2.le.int2max) ) then
```

```
write(2,104) ne, te
```

```
104 format(2x,f5.2, 5x, f5.1)
```

```
end if
```

1 continue

```
close(1)
```

```
close(2)
```

```
close(1)
```

```
END
```


Apêndice C - Chave Pressurizada de Alta Tensão

Figurações em C

Desde sua construção os bancos de capacitores do principal e pré-aquecimento do TC-1 foram disparados por chaves do tipo distorção de campo [Mach90]. Para melhorar a reprodutibilidade dos disparos e facilitar a manutenção, as chaves do banco principal foram substituídas por uma chave pressurizada. Esta chave é uma adaptação do modelo "Piggy-Back", que foi cedida pelo laboratório de Los Alamos na época da construção do TC-1 [TC-1A]. Na fig. C1 é apresentado de forma simplificada o esquema desta chave. A altura da chave é de 50 cm com um diâmetro de 30 cm. Os eletrodos com 12 cm de diâmetro são de alumínio com a parte central em elconita. O afastamento entre os eletrodos é de aproximadamente 4 mm. O eletrodo 1 é conectada diretamente ao banco de capacitores que é descarregado através do eletrodo 3 na bobina do TC-1, quando um pulso de alta tensão é fornecido ao eletrodo 2 (do inglês : "trigger"). Normalmente quando a corrente que passa pela bobina for máxima, um pulso de alta tensão no eletrodo 4 curto-circuita a bobina ("crowbar").

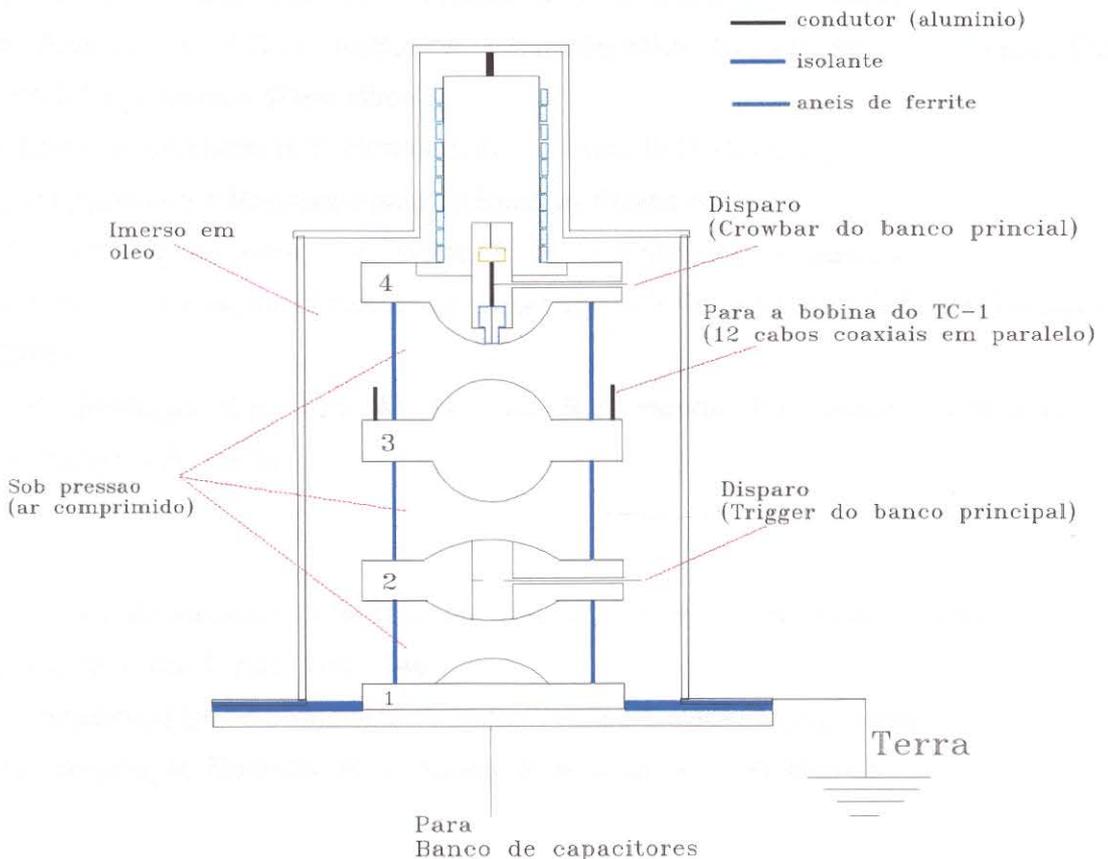


Fig. C1 : Chave de alta tensão pressurizada

Publicações em Conferências e Revistas

Conferências

Proc. 2º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, Serra Negra - S.P., Outubro de 1993

título: The Application of Semi-Empirical Model for FRC Formation in the TC-1 - UNICAMP

(E. A. Aramaki, M. Machida, R. Y. Honda, L. A. Berni)

Proc. Technical Committee Meeting (TCM) on Research Using Small Tokamaks, Serra Negra - S.P., Outubro de 1993

título: Axial Contraction Measurements on T.C.-1 UNICAMP

(R.Y. Honda, M. Machida, G.H. Cavalcanti, L.A. Berni, E.A. Aramaki, D.O. Campos)

título: Analysis of T.C.-1 Implosion Characteristics by excluded-flux, Faraday Cup, PZT probe and Imacon diagnostics

(L.A. Berni, M. Machida, R.Y. Honda, E.A. Aramaki, D.O. Campos)

título: Excluded-Flux Measurements by Relative Phase Analysis

(R. Y. Honda, M. Machida, L. A. Berni, E. A. Aramaki, D. O. Campos)

título: Ideal MHD analysis of Rotational Instability in FRC and the TC-1 $m=4$ Results of UNICAMP

(M.A.M. Santiago, K.H. Tsui, M. Tavares, R.Y. Honda, P.H. Sakanaka, M. Machida, E.A. Aramaki, L.A. Berni)

Proc. 1994 International Conference on Plasma Physics, Foz do Iguaçu, 1994

(1994 ICPP), vol. 1, pag. 145 - 148

título: Analytical Current Analysis on High-Voltage Devices Using Crobar

(D. O. campos, M. Machida, R. Y. Honda, E. A. aramaki, L. A. Berni)

Proc. Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (CBmag 95)

Florianópolis, 14 a 17 de Maio de 1995, pag. 197 - 200

título : Measurements of Diamagnetism in Theta-Pinch Discharges with Simulated and Real Plasma Columns

(D. O. Campos, M. Machida, L. A. Berni, R. Droppa Jr., R. Y. Honda, E. A. Aramaki)

Proc. XVI Congresso Brasileiro de Aplicações de Vácuo na Industria a na Ciência (XVI CBRVIC), Brasília, Julho de 1995

título : Pulse Plasma Spectroscopy with High Resolution in Vacuum Ultraviolet

(S. A. Moshkalyov, M. Machida, S. V. Lebedev, D. O. Campos, L. A. Berni)

título : CO₂ Laser Interferometer with Phase Modulation

(S. V. Lebedev, M. Machida, S. A. Moshkalyov, D. O. Campos, L. A. Berni, R. Droppa Jr.)

Proc. 3º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas

Águas de Lidóia, S. P. , Dezembro de 1995

título : Thomson Scattering Measurements on TC-1 Machine

(L. A. Berni, D. O. Campos, M. Machida, M. J. R. Monteiro, R. Zibordi, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev)

título : Experimental Study of Conventional and Multipass Thomson Scattering Diagnostics

(D. O. Campos, M. Machida, L. A. Berni, M.Y. Kantor, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev)

título : The Study of Plasma Density Evolution in a Theta-Pinch Discharge by use of CO₂ Laser Interferometer

(S. V. Lebedev, M. Machida, S. A. Moshkalyov, D. O. Campos, L. A. Berni, R. Droppa Jr., R. Zibordi)

título : Multipass thomson Scattering Diagnostic in TCA-BR Tokamak

(M. Machida, M. Y. Kantor, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev, D. O. Campos, L. A. Berni, I. C. Galvão)

título : Multiposition Thomson Scattering Diagnostics

(S. A. Moshkalyov, M. Y. Kantor, M. Machida, S. V. Lebedev, D. O. Campos, L. A. Berni)

título : The study of a Temporal Behavior of Impurity Ions Emission in a Theta-Pinch Discharge

(S. A. Moshkalyov, M. Machida, S. V. Lebedev, D. O. Campos, L. A. Berni, A. Daltrini)

Revistas

Revista Brasileira de Aplicações de Vácuo

título: Análise da luz emitida pela Configuração de Campo Reverso produzida na máquina T.C.-1 UNICAMP

(R.Y. Honda, M.Machida, L.A. Berni, E.A. Aramaki)

*submetido para publicação *

Revista de Física Aplicada e Instrumentação, vol. 9, núm. 3, 1994

título : Crowbar switches for pulsed high-voltage and high current devices

(M. Machida, D. O. Campos, L. A. Berni, E. A. Aramaki, R. Y. Honda)

Japanese Journal of Appl. Physics, vol. 34, 10, October 1995

título : An Analytical study of high-voltage crowbar switches

(D. O. Campos, M. Machida, R. Y. Honda, E. A. Aramaki, L. A. Berni)

Japanese Journal of Appl. Physics

título : Experimental study of conventional and multipass Thomson scattering diagnostics

(D. O. campos, M. Machida, L. A. Berni, M. Y. Kantor, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev)

* aceito para publicação *

Journal of the Physical Society of Japan

título : Ideal MHD analysis and the $m=4$ rotational instability in the FRC TC-1 UNICAMP

(M. M. Santiago, K. H. Tsui, M. Tavares, R. Y. Honda, P. H. Sakanaka, M. Machida, E. A. Aramaki, D. O. Campos, L. A. Berni)

* submetido em dezembro/1995 *

Brazilian Journal of Physics

título ; The application of Semi-Empirical Model for FRC Formation in a Theta-Pinch Device

(D. O. Campos, E. A. Aramaki, M. Machida, R. Y. Honda, I. A. Berni)

* submetido em maio/1996 *

Brazilian Journal of Physics

título : Molecular Rayleigh Scattering as Calibration Method for Thomson scattering Experiments

(L. A. Berni, D. O. Campos, M. Machida, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev)

* a ser submetido *

Referências

- [Akat92] T. Yu. Akatova, D. G. Bulyginskii, V. M. Zavadskii, M. Yu. Kantor, L. S. Levin, Yu. V. Petrov, G. T. Razdobarin, A. I. Tokunov, N. V. Shustova; "Development of the Thomson scattering method for measuring the evolution of the electron in the FT-1 tokamak"; *Sov. J. Plasma Phys.* 18(2), February 1992
- [Aram92] E. A. Aramaki; "Estudos Experimentais em Configuração a Campo Reverso no T.C.-1"; *Tese de doutorado, Ins. Física - USP, 1992*
- [Aram92A] E. A. Aramaki, L. A. Berni, R. Y. Honda, I. Doi, M. Machida; "Optimization of the Implosion Phase on TC-1 by Light Emission Analysis"; *Nuclear Instruments Methods in Physics Research, A280, 597-601, 1992*
- [Arms81] W. T. Armstrong, R. K. Liford, J. Lipson, D. A. Platts, E. G. Sherwood; "Field-reversed experiments (FRX) on compact toroids"; *Phys. Fluids*, 24 (11), November 1981
- [Arts72] L. A. Artsimovich; "Tokamak Devices"; *Nuclear Fusion*, (12), pag. 215 - 253, 1972
- [Bail52] D. K. Bailey, R. Bateman, L. V. Berkner, H. G. Booker, G. F. Montgomery, E. M. Purcell, W. W. Salisbury, J. B. Weiner; *Phys. Rev.*, 86, 141, 1952
- [Bart95] C. J. Barth, C. C. Chu, A. J. H. Donné; "Photon recycling system for multiposition tangential Thomson scattering"; *Rev. Sci Instrum.* 66(1), January 1995
- [Bass85] M. Bassan, A. Buffa, L. Giudicotti; "Apparatus for multipoint Thomson scattering measurements in the ETA-BETA II reversed field pinch experiment"; *Rev. Sci. Instrum.* 56 (5), May 1985
- [Beam] "Beam Three Optical Ray Tracer"; *Stellar Software, 1989*
- [Bern92] L. A. Berni; "Diagnóstico e Análise de Fuga de Partículas pelas Extremidades de um Constrictor de Campo Reverso"; *Tese de mestrado, Ins. Física - UNICAMP, 1992*
- [Bern96] L. A. Berni, D. O. Campos, M. Machida; "Molecular Rayleigh Scattering as Calibration Method for Thomson Scattering Experiments"; *Brasilian Journal of Physics* (submetido)
- [Camp91] D. O. Campos; "Formierung von Plasmakonfigurationen mit negativ eingefangenen Magnetfeld in verschiedenen Gasen"; *Tese de Doutorado, Bochum 1991*

- [Camp95]** D. O. Campos, M. Machida, R. Y. Honda, E. A. Aramaki, L. A. Berni; "Analytic Study on High-Voltage Crowbar System"; *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 34, 1995
- [Camp95A]** D. O. Campos, m. Machida, L. A. Berni, R. Droppa Jr., R. Y. Honda, E. A. Aramaki; "Measurements of Diamagnetism in Theta-Pinch discharges with Simulated and Real Plasma Columns"; *Proc. Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo*, 14 a 17 de maio de 1995, pag. 197-200
- [Coll86]** M. P. Collares; "Construção e Utilização de uma Sonda de Pressão em Plasma"; *Tese de Mestrado - Unicamp*, 1986
- [DeSi70]** A. W. De Siva, G. C. Goldenbaun; "Methods of Experimental Physics"; *Academic Press*, vol. 9, cap. 3, 1970
- [Döbe77]** H. F. Döbele, K. Gindele; "Electrooptically Switched multipass system for laser scattering diagnostics"; *Applied Optics*, vol. 16, num. 9, September 1977
- [Evan69]** D. E. Evans, J. Katzenstein; "Laser light scattering in laboratory plasmas"; *Rep. Prog. Phys.* 32, 207, 1969
- [Ferr88]** N. F. Ferrari, I. C. Nascimento; "Fusão Termonuclear"; *Ciência Hoje*, vol. 7, núm. 41, Abril de 1988
- [Goug71]** W. C. Gough, B. J. Eastlund; "The Prospects of Fusion Power"; *Scientific American*, vol. 224, num. 2, 1971
- [Grum79]** F. Grum; "Optical Radiation measurements"; *Academic Press*, vol. 1, 1979
- [Hart72]** D. L. Hartley, D. A. Hill; "A highly efficient light-trapping cell for Raman-scattering measurements"; *J. Apply. Phys.*, vol. 43, num. 10, October 1972
- [Hart94]** D. J. Den Hartog, M. Cekic; "A simple, high-performance Thomson-scattering diagnostic for high-temperature plasma research"; *Meas. Sci. Technol.* 5, 1115 - 1123, 1994
- [Hond93]** R. Y. Honda; "Métodos de Análise Experimental de uma Configuração de Campo Reverso no T.C.-1 UNICAMP"; *Tese de doutorado, Eng. Elétrica - UNICAMP*, 1993
- [Hsie88]** C. L. Hsieh, R. Chase, J. C. DeBoo, R. G. Evanko, P. Gohil, R. T. Snider, R. E. Stockdale; "Multipoint Thomson Scattering Diagnostic for DIII-D"; *Rev. Sci. Instrum.* 59 (8), August 1988
- [Jack83]** J. D. Jackson; "Eletrodinâmica Clássica"; ed. *Guanabara Dois S. A.*, cap. 14, 1983

- [Kant]** Comunicação durante a visita ao laboratório de Plasmas da Unicamp no 1º semestre de 1995 pelo prof. M. Yu. Kantor
- [Kaya81]** M. E. Kayama; "Diagnósticos básicos e espalhamento Thomson num Theta-Pinch"; *Tese de Mestrado, UNICAMP, 1981*
- [Kunz68]** H. J. Kunze; in "Plasma Diagnostics"; ed. W. Lochte-Holtgreven, North Holland, Amsterdam, pag. 550, 1968
- [Larr59]** R. D. Larrabee; *Journ. of the Optical Society of America*, 49 nr. 6, 1959
- [Lasa79]** J. Lasalle, P. Platz; "Multichannel Thomson scattering system for the tokamak TFR based on two-detector spectrum analyzers"; *Applied Optics*, vol. 18, num. 24, December 1979
- [Lebe95]** S. V. Lebedev, M. Machida, S. A. Moshkalyov, D. O. Campos, L. A. Berni, R. Droppa Jr., R. Zibordi; "The Study of Plasma Density Evolution in a Theta-Pinch Discharge by use of CO₂ Laser Interferometer"; *3º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, Águas de Lindóia, S. P. , dezembro de 1995*
- [Lind95]** L. A. Berni, D. O. Campos, M. Machida, M. J. R. Monteiro, R. Zibordi, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev; "Thomson Scattering Measurements on T.C.-1 Machine";
D. O. Campos, M. Machida, L. A. Berni, M. Kantor, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev; "Experimental Study of Conventional and Multipass Thomson Scattering Diagnostics";
D. O. Campos, M. Machida, L. A. Berni, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev; "The feasibility Study of a Low-Angle Thomson Scattering for Determination of Plasma Density and Temperature";
3º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, 4 a 6 de Dezembro de 1995, Águas de Lidóia, S. P.
- [Long77]** D. A. Long; "Raman Spectroscopy"; *McGraw-Hill, 1977*
- [Mach90]** M. Machida, R. Y. Honda; "Externally adjustable field distortion switch"; *Rev. Física Aplicada e Inst.*, vol. 5, num. 4, 1990
- [Mach94]** M. Machida, D. O. Campos, L. A. Berni; "Crowbar Switches for Pulsed High-Voltage and Current Devices"; *Rev. de Física Apl. e Instr.*, vol. 9, num. 3, Setembro 1994
- [McGu95]** K. M. McGuire et al.; "Review of deuterium-tritium results from Tokamak Fusion Test Reactor"; *Physics of Plasmas*, vol. 2, num. 6, June 1995
- [Mosh95]** S. A. moshkalyov, M. Machida, S. V. Lebedev, D. O. Campos, L. A. Berni, A. Daltrini; "The Study of a Temporal Behavior of Impurity Ions Emission in a Theta-Pinch Discharge"; *Proc. 3º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, Dezembro 1995*

- [Mosh95A]** S. A. Moshkalyov, M. Y. Kantor, M. Machida, S. V. Lebedev, D. O. Campos, L. A. Berni; "Multiposition Thomson Scattering Diagnostics"; *Proc. 3º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, Dezembro 1995*
- [Nova]** M. Machida, S. Lebedev, D. O. Campos, S. Moshkaliyov, G. R. D. Souza, M. J. R. Monteiro; "Tokamak NOVA-UNICAMP"; *a ser apresentado no 4º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, Águas de Lidoia, S. P., setembro de 1996*
- [Orsi95]** F. Orsitto, A. Brusadin, E. Giovannozzi, D. Santi, R. Bartiromo, P. Pizzolati; "Thomson scattering system on FTU tokamak : Calibration, operation, results"; *Rev. Sci. Instrum. 66 (8), February 1995*
- [Peac69]** N. J. Peacock, D. C. Robinson, M. J. Forrest, P. D. Wilcock, V. V. Sannikov; "Measurement of the Electron Temperature by Thomson Scattering in Tokamak T3"; *Nature vol. 224, November 1969*
- [RCA70]** RCA - Electronic Components-Harrison, N. J. 07029 ; "Photomultiplier Manual"; 1970
- [Shef75]** J. Shiffield; "Plasma Scattering of Elettromagnetic Radiation"; *Academic Press, New York, 1975*
- [T.C.-1]** [Aram92], [Aram92A], [Bern92], [Camp95], [Camp95A], [Hond93], [Lind95], [Mach90], [Mach94]
- [TC-1A]** Projeto TC-1 - 1ª fase - Processo num. 84/2975-4
período : abril/85 - abril/86, financiamento : FAPESP
- [Thom86]** C. E. Thomas, E. A. Lazarus, R. R. Kindsfather, S. Painter, P. Hays, M. Murakami; "Highly doped ruby filters for stray light reduction in SCATPAK II"; *Rev. Sci. Instrum., 57(8), August 1986*
- [Tusz88]** M. Tuszewski; "Field Reversed Configurations"; *Nuclear Fusion, vol. 28, num. 11, 1988*
- [Vill55]** F. Villars, V. F. Weisskopf; *Proc. IRE, 43, 1232, 1955*