

Tese de Doutorado

**Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física “Gleb Wataghin”**

ESPALHAMENTO THOMSON MULTIPASSAGEM NO TOKAMAK NOVA-UNICAMP

Aluno: Marcelo de Jesus Rangel Monteiro

Orientador: Prof. Dr. Munemasa Machida

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Munemasa Machida (Orientador) – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Alvaro Vannucci – IF/USP

Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni – LAP/INPE

Prof. Dr. Edson Corrêa da Silva - IFGW/UNICAMP

Profa. Dra. Lucila Helena Deliesposte Cescato - IFGW/UNICAMP

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação
da Universidade Estadual de Campinas, como parte dos requisitos
à obtenção do título de Doutor em Ciências.

**Campinas
Setembro de 2003**

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

M764e

Monteiro, Marcelo de Jesus Rangel
Espalhamento Thomson multipassagem no
Tokamak Nova-UNICAMP \ Marcelo de Jesus Rangel
Monteiro.-- Campinas, SP : [s.n.], 2003.

Orientador: Munemasa Machida.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Tokamaks. 2. Thomson, Espalhamento.
3. Detectores óticos. I. Machida, Munemasa.
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de
Física "Gleb Wataghin". III. Título.



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE MARCELO DE JESUS RANGEL MONTEIRO – RA 941978 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 30/09/2003.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Munemasa Machida (Orientador do Candidato) – IFGW/UNICAMP

Profa. Dra. Lucila Helena Deliesposte Cescato – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Alvaro Vanucci – IF/USP

Prof. Dr. Luiz Ângelo Bemi – LAP/INPE

Prof. Dr. Edson Correa da Silva – IFGW/UNICAMP

Dedicatória

À Joelma Leão e aos meus familiares
pelo incentivo e carinho.

Agradecimentos

Ao meu orientador, Prof. Dr. Munemasa Machida, pela confiança em mim depositada desde a Iniciação Científica, pelo incentivo e ajuda na elucidação de problemas pertinentes aos trabalhos realizados, durante todo este período de convivência.

Ao André Máscia Daltrini, pelas discussões úteis a respeito dos experimentos, e ajuda na operação da máquina. Ao Celso Ossamu Kaminiskikawarara, pela ajuda nos experimentos de Langmuir. Ao Douglas Cioban pelas ajudas técnicas prestadas. Ao Henrique Dante de Almeida pela conversão do sistema CAMAC para LINUX.

Ao Dr. Luiz Ângelo Berni (LAP-INPE), por ajudas diversas e por ter emprestado o detector multicanal XP 1752. À memória do Dr. Delton de Oliveira Campos, que muito me ajudou no início do doutorado. Ao Dr. Masayuki Fukao, por ter ajudado na solução de problemas relacionados com a operação tokamak NOVA-UNICAMP.

À todos os professores que participaram da banca examinadora pelas sugestões dadas para a elaboração da versão final da tese.

À Sr^a Aparecida do Carmo, do Laboratório de Ótica, pela ajuda na construção de componentes óticos. Ao Sr. Jorge e demais técnicos da Oficina Mecânica pela construção de vários componentes mecânicos. Ao Sr. José Carlos e demais técnicos da Vidraria pela ajuda na construção e corte de peças de vidro. Ao Sr. João e demais técnicos do laboratório de vácuo por limpeza efetuadas no medidor “penning” e soldas especiais diversas. Ao Dr. Paulo Queiroz do Instituto de Química por ceder água deionizada para o laser de rubi.

E, ao apoio financeiro da CAPES e da FAPESP.

Resumo

Foram executados no tokamak NOVA-UNICAMP os trabalhos da tese que consistiram em duas partes distintas: a primeira ligada à implementação de programas e operação da máquina, e a segunda compreendeu a realização do diagnóstico de espalhamento Thomson utilizado para a medida direta da temperatura eletrônica, e indireta, via espalhamento Rayleigh, da densidade eletrônica do plasma.

Com relação à primeira parte, foram desenvolvidos os programas para a aquisição e tratamento dos principais dados provenientes do tokamak e estudado (e determinado) durante os trabalhos as melhores condições de operação da máquina.

Já com relação à segunda parte, foi implantado o sistema de multipassagem para o feixe do laser de rubi, que permitiu o aumento da potência incidente em torno de seis vezes, e foi utilizado um novo detector multicanal, o XP 1752 da Philips, que é uma matriz de 8 x 8, totalizando 64 fotomultiplicadoras independentes, e que ainda não havia sido testado na realização do espalhamento Thomson multipassagem e multiespacial.

Devido ao número limitado de canais para a aquisição dos dados, via conversores analógico / digital (ADC) , foi possível trabalhar com um total de 20 dos 64 canais do detector multicanal, permitindo se fazer pela primeira vez desde que o tokamak chegou ao laboratório, medidas simultâneas de temperatura e densidade eletrônicas em quatro posições espaciais distintas ao longo do raio do plasma e do tempo de descarga do tokamak.

Abstract

In this thesis we present two distinct works implemented on the NOVA-UNICAMP tokamak. The first one involved the determination of the best machine operation conditions with the development of software's for machine control, data acquisition and analysis which were not available up to the moment. The second part is the development, set up and use of the Thomson scattering diagnostic with multi-pass, multi-channel, and multi-space capability. This diagnostic permitted us to carry out direct measurements of electron temperature and indirect measurements of electron density using Rayleigh scattering, along a full tokamak discharge time in four different radial position inside the plasma.

For the multipass set up, the initial ruby laser power has been increased by a factor of six, which permitted good precision electron temperature and density measurements. The multichannel detection capability has been possible due to the newly available 8 x 8 matrix multi-channel detector XP 1752 from Philips, which, up to our knowledge was used for the first time.

Due to the limited numbers of ADC modules available at the time of the measurements, in our Lab., we could use only 20 of the 64 channels which permitted us to perform four spatial temperature measurements during one tokamak discharge. Nevertheless the capability of full spatial electron temperature and density measurements along the tokamak discharges, with good precision, has been demonstrated.

Índice

1. Introdução	01
2. Tokamaks	07
2.1 – O Tokamak NOVA-UNICAMP	11
2.1.1 – Diagnósticos de Apoio	14
2.1.2 – O Sistema de Aquisição de Dados CAMAC	30
2.1.3 – Estimativas de Algumas Grandezas do Plasma --	33
3. Teoria do Espalhamento de Luz	41
3.1. Espalhamento Thomson	41
3.2 - O Espalhamento Rayleigh	54
3.3 - Considerações sobre a Radiação Contínua do Plasma e entre as Potências Incidente e Espalhada	58
4. Técnicas de Multipassagem	63
4.1 – Estudo da Estabilidade do Sistema de Multipassagem --	65
5. Aparato Experimental	67
5.1 – Conjunto Laser	69

5.2 - Sistema Ótico de Multipassagem -----	74
5.3 - Ótica Coletora e Espectrômetro -----	78
5.3.1 – “Buffle” e Amortecedor Ótico (“Viewing Dump”)---	84
5.4 - Detectores e Amplificadores -----	86
5.4.1 – Fotomultiplicadora RCA 7265 -----	86
5.4.2 – Detector Multicanal XP 1752 -----	80
5.4.3 – Amplificadores -----	100
5.5 – Aquisição de Dados -----	105
5.5.1 – Módulos de Aquisição Integradores 2249A -----	106
5.5.2 – Processamento de Sinais -----	109
6. Resultados Experimentais -----	111
6.1- Operação do Tokamak NOVA-UNICAMP -----	111
6.2 - Resultados do Diagnóstico de Espalhamento Thomson -	117
6.2.1 – Ganho do Sistema de Multipassagem -----	117
6.2.2 – Ótica de Coleção da Luz Espalhada -----	118
6.2.3 – Medidas com o Detector Simples RCA 7265 ----	120
6.2.4 – Comparação entre os Detectores Simples e Multicanal -----	126
6.2.5 – Amplificação dos Sinais na Saída do Detector Multicanal -----	129
6.2.6 – Calibração Relativa de Intensidade para o Detector XP 1752 -----	133
6.2.7 – Medidas da Temperatura e da Densidade Eletrônica Central -----	136

6.2.8 – Medidas da Temperatura e da Densidade Eletrônica ao Longo da Descarga do Tokamak NOVA-UNICAMP para a Região Central -----	137
6.2.9 – Medidas da Temperatura e da Densidade Eletrônica em Quatro Posições ao Longo do Raio do Plasma e ao Longo da Descarga -----	139
7. Conclusões -----	151
Referências -----	155
Apêndice A. Temperatura e densidade Eletrônica na Sombra do Limitador -----	159
Apêndice B. Algumas Considerações sobre a Estabilidade do Sistema de Multipassagem -----	165
Apêndice C. Principais Programas Computacionais Desenvolvidos na Tese -----	173

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

O estudo do plasma, que é considerado o quarto estado da matéria devido a suas características especiais, é muito importante devido às suas várias aplicações[Chen84], tais como: tratamento e obtenção de materiais novos na indústria, compreensão do comportamento de fenômenos em astrofísica, e a que parece ser a mais importante hoje, a pesquisa visando a fusão nuclear controlada. Para esta finalidade, vários tipos de máquinas de confinamento foram construídas desde a década de 50.

O Grupo de Plasmas da UNICAMP, desde 1996 (quando entrou em operação o tokamak NOVA-UNICAMP) vem desenvolvendo trabalhos na área de diagnósticos em plasmas de tokamaks, realizando estudos dos regimes de operação e ajudando no treinamento de pessoal em tokamaks de pequeno porte. Para que se possa entender as características principais dos plasmas gerados nestas máquinas, faz-se necessário a utilização de diagnósticos confiáveis que permitam as medidas de grandezas físicas tais como temperatura e densidade eletrônicas, tempos de confinamento de energia e partículas, além de outras mais.

Neste trabalho da tese na área de diagnóstico de plasmas, foi utilizado o espalhamento Thomson para a medida direta da temperatura eletrônica[Shef75,Bern96-2,Camp97], e indireta, via espalhamento Rayleigh, da densidade eletrônica[Bern96-1,Mont99].

Neste contexto, dois trabalhos de tese foram desenvolvidos, que consistiram em duas partes distintas: a primeira ligada à implementação de “softwares” e operação do tokamak NOVA-UNICAMP, já a segunda compreendeu a utilização dos diagnósticos de espalhamento Thomson e Rayleigh multipassagem.

A primeira parte dos trabalhos de tese pode ser dividida em duas fases principais. A primeira fase compreendeu a criação do sistema de aquisição de

dados CAMAC para coleta simultânea dos principais sinais provenientes do tokamak, e que teve como objetivo facilitar a coleta e análise dos dados. Já a segunda compreendeu a operação do tokamak, em conjunto com demais membros do grupo, onde foram feitas as operações e determinações das melhores condições de trabalho do tokamak.

Já a segunda parte compreendeu basicamente quatro fases distintas: a primeira foi o estudo e montagem de todo o aparato experimental necessário para a realização do diagnóstico de espalhamento Thomson e Rayleigh multipassagem; a segunda foi a realização de medidas da temperatura e densidade eletrônicas do plasma utilizando inicialmente um detetor simples: uma fotomultiplicadora RCA 7265; a terceira foi a montagem e caracterização do detetor multicanal XP 1752; e, por último, a utilização deste detetor multicanal na realização do espalhamento Thomson multiespacial, permitindo a realização de medidas simultâneas da temperatura e densidade eletrônicas em quatro posições radiais distintas do plasma e ao longo do tempo de descarga do tokamak.

O espalhamento Thomson é o espalhamento de fótons pelas partículas livres carregadas do plasma, principalmente os elétrons. O nome do diagnóstico foi dado em homenagem ao pesquisador Joseph John Thomson, que estudou o assunto pela primeira vez em 1906. A maior vantagem deste diagnóstico é o fato da medida não perturbar o plasma uma vez que a frequência associada ao laser de rubi não entra em ressonância com as frequências iônica e eletrônica características da maioria dos plasmas de tokamaks. O laser de rubi possui alta energia (Joules) em um tempo de pulso pequeno (dezenas de nanosegundos) produzindo intensidades de até $\text{gigaWatts} / \text{cm}^2$ no seu ponto focal.

Apesar de ser o diagnóstico mais confiável para medidas de temperatura eletrônica, o espalhamento Thomson não é amplamente utilizado devido ao seu alto custo (podendo chegar a vários milhões de Reais) e por ser considerado de difícil execução, uma vez que a baixa seção de choque de espalhamento[Shef75] faz com que o sinal Thomson espalhado pelo plasma seja muito pequeno, quase que da ordem dos sinais óticos espúrios inerentes às medidas.

As características distintas deste diagnóstico nesse trabalho de tese consistiram na complementação de um sistema de multipassagem para o feixe do laser de rubi[Kant99], e a utilização de um novo detetor multicanal[Bout87,Erik87], o XP 1752 da Philips, que é uma matriz 8x8, totalizando 64 fotomultiplicadoras independentes, e que ainda não havia sido testado na realização do espalhamento Thomson multiespacial.

Para a realização da medida da temperatura eletrônica via este método, o laser de rubi é disparado na forma de pulso rápido que passa por uma lente de focalização e é focalizado no centro do plasma. Os fótons do laser espalhados pelo plasma são captados à 90° do feixe incidente por lentes que formam a ótica de coleção dos fótons espalhados, e são enviados à fenda de entrada do espectrômetro.

O comprimento de onda a ser analisado é selecionado na saída do espectrômetro, onde é colocado o detetor de fótons, geralmente uma fotomultiplicadora. O sinal de espalhamento é então medido para o comprimento de onda selecionado. Por fim, variando-se o comprimento de onda é levantando o perfil espectral do espalhamento, cuja largura depende diretamente da temperatura eletrônica.

Por sua vez, a amplitude do perfil espectral é proporcional à densidade e às várias grandezas óticas, como ganho e eficiência quântica da fotomultiplicadora, ângulo sólido de observação, transmitância do espectrômetro, cujo produto dá-se o nome de constante de calibração ótica. Assim, faz-se necessário calibrar todas estas grandezas óticas envolvidas na fórmula do espalhamento Thomson para que a densidade eletrônica seja determinada.

Uma maneira de se evitar a calibração de todas as grandezas óticas é realizar, por exemplo, o espalhamento Rayleigh[Mont99]. Este espalhamento, diferentemente do espalhamento Thomson, é devido ao espalhamento de fótons por cargas ligadas, como ocorre com os elétrons na molécula de nitrogênio. Ele é utilizado para fazer a obtenção da constante de calibração ótica do sinal Thomson espalhado. Sendo assim, a determinação da densidade eletrônica é considerada uma forma indireta de medida.

A realização do espalhamento Rayleigh é similar a do espalhamento Thomson utilizando-se o mesmo aparato experimental, só que neste caso o espalhamento é realizado para vários valores de pressão do gás neutro, no caso gás N_2 na câmara do tokamak, ao invés de se utilizar o plasma. Levantando-se a curva de espalhamento Rayleigh em função da pressão do gás obtemos, via coeficiente angular da curva, a constante de calibração ótica.

A motivação para a utilização do sistema de multipassagem do feixe do laser é fazer com que haja um aumento efetivo da potência incidente do laser que se deseja injetar no plasma. Isto porque, sendo o sinal de espalhamento Thomson geralmente muito pequeno, faz-se necessário o aumento da potência incidente, já que o sinal espalhado é proporcional a esta. Para isso, pode ser utilizado um laser mais potente, ou um sistema de multipassagem do feixe do laser, que é economicamente mais viável.

Já a motivação para a utilização do detetor multicanal XP 1752 é facilitar e principalmente diminuir os erros nas medidas de temperatura e densidade eletrônicas. Uma vez que num único disparo do laser o perfil espectral Thomson é levantado de forma simultânea, além de permitir as medidas em diferentes posições espaciais, por exemplo, ao longo do raio do plasma, poupando em muito o tempo e disparos do laser de rubi, bem como do tokamak, e obtendo resultados bem mais precisos.

Com o objetivo de facilitar a leitura, optamos por dividir a tese da seguinte forma: no capítulo 2 serão mostrados as características do sistema de aquisição de dados CAMAC, as características básicas de um tokamak e as especificações do tokamak NOVA-UNICAMP. No capítulo 3, apresentaremos toda a parte teórica dos espalhamentos Thomson e Rayleigh. Em seguida, no capítulo 4, serão mostradas as técnicas de multipassagem utilizadas para o feixe do laser. Já no capítulo 5, apresentamos todo o aparato experimental necessário para a execução dos Espalhamento Thomson e Rayleigh. Então, no capítulo 6, serão mostrados como foi feita a coleta de dados, as técnicas de medição e os resultados experimentais. Já no capítulo 7, serão apresentadas as conclusões. No Apêndice A será descrita, de forma reduzida, a teoria de transporte em tokamaks utilizando

o modelo não colisional. Em seguida, no Apêndice B, serão descritos de forma resumida a teoria para o deslocamento longitudinal do sistema de multipassagem do laser de rubi. Finalmente, no apêndice C serão listados os códigos fonte dos principais programas utilizados durante os trabalhos de tese.

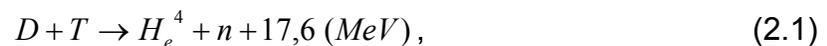
O sistema de unidades adotado na maior parte da tese foi o Sistema Internacional ou MKS, e onde for feita a utilização de outro sistema este será mencionado.

Capítulo 2

TOKAMAKS

Das várias máquinas que foram construídas, tais como: theta-pinchs, espelhos magnéticos, stellarators, e outras mais, o tokamak mostrou-se o mais promissor no que diz respeito as pesquisas relacionadas à fusão. Desde o começo, o conceito de confinamento magnético de plasma foi proposto levando-se em conta a aspiração de uma futura utilização dos diversos tipos de máquinas para geração de energia via fusão.

A idéia era que um plasma formado de deutério (D) e Trítio (T), que são os isótopos pesados do hidrogênio, e mantido a altas temperaturas, iniciaria o processo de fusão, produzindo na reação um núcleo do hélio e um neutron, e liberando uma grande quantidade de energia, de acordo com a seguinte equação:



onde 14,1 MeV está associado a energia do neutron e 3,5 MeV associado a energia do núcleo do hélio, sendo que entre outras reações possíveis, tal como entre deutérios, esta é a que apresenta a maior seção de choque para menores valores de energia.

Para alcançar a fusão é preciso que a temperatura da mistura dos isótopos do hidrogênio seja bastante alta, pois como os núcleos de deutério e trítio são positivamente carregados, é preciso que a velocidade dos núcleos no plasma seja alta o suficiente para vencer a barreira do potencial Coulombiano. O valor ideal da temperatura é em torno de 10 KeV, onde 1 eV equivale a 11.600 Kelvin. A valores tão altos de temperatura, os átomos de hidrogênio e seus isótopos dentro do vaso do tokamak estão dissociados em elétrons e íons, formando portanto um plasma.

Além disso, para que uma máquina possa gerar mais energia do que consome, ou seja, ser economicamente viável, o plasma gerado tem que

apresentar valores de densidade, n , e de tempo de confinamento de energia, τ_E , de tal forma que o produto destas duas grandezas seja maior que $10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$. Esta condição é conhecida como critério de Lawson [Bitt95]:

$$n \cdot \tau_E > 10^{14} (\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}) \quad (2.2)$$

O tokamak é uma máquina que pode apresentar valores próximos àqueles exigidos pelo critério de Lawson, já que valores de densidade da ordem de 10^{14} são típicos para estas máquinas. Também, manter valores de temperatura tão altas e durante um tempo grande como um segundo é uma tarefa bem difícil, que pode ser conseguido somente com um confinamento magnético muito eficiente. Por isso, os tokamaks são bastante utilizados hoje em dia nos estudos relacionados à fusão nuclear.

Quando o plasma é gerado em um vaso, sem a presença de um campo magnético, Fig. 2.1-a), as partículas carregadas do plasma se deslocam em todas as direções. No entanto, quando existe um campo magnético forte numa dada direção, Fig. 2.1-b), as partículas carregadas do plasma passam a se movimentar em trajetórias helicoidais ao redor das linhas de campo, devido a força de Lorentz, que no sistema Gaussiano é dada por:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}, \quad (2.3)$$

onde m é a massa, \vec{v} é a velocidade, e é a carga, c é a velocidade da luz, e \vec{B} é o campo magnético.

Ou seja, somente as partículas que se movimentam na direção longitudinal ao campo podem se movimentar livremente, o que é equivalente a dizer que o campo magnético aplicado é capaz de confinar as partículas carregadas na direção transversal ao campo[Kado92].

Por isso nos tokamak são utilizadas bobinas específicas para a geração de campos magnéticos com a finalidade de confinamento das partículas, evitando a

perda rápida de energia devido a expansão do plasma gerado em direção as paredes do vaso.

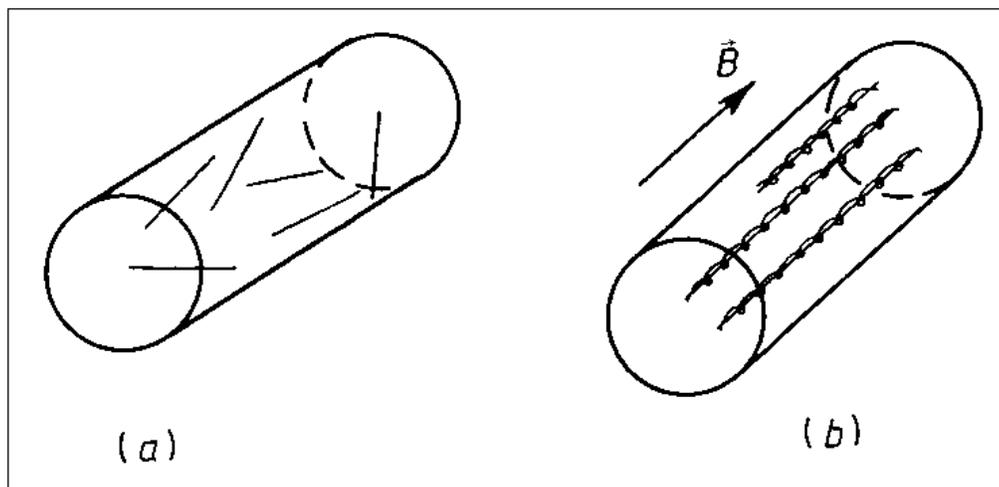


Fig. 2.1-a) Plasma gerado em um vaso sem a presença de um campo magnético. b) Plasma gerado na presença de um campo magnético forte.

Na Fig. 2.2 são mostrados as características básicas de um tokamak. Nestas máquinas, o plasma geralmente é formado de forma indutiva, através do transformador Joule, onde o circuito primário do transformador é composto pelas bobinas do campo ôhmico, e o secundário é o próprio plasma gerado. A corrente de plasma induzida gera o campo poloidal, B_θ , que juntamente com os campo externo toroidal, B_ϕ , formarão um campo helicoidal ao redor do qual as partículas do plasma ficam confinadas.

Muitas vezes uma casca condutora é utilizada ao redor do vaso de vácuo para manter a coluna centrada, através da criação de uma corrente imagem à corrente de plasma. Também, esta casca é eficiente na redução dos modos altos de instabilidade magnetohidrodinâmicas.

Já na Fig. 2.3, são mostrados alguns detalhes da geometria de um tokamak. Pode ser observado dois dos parâmetros principais de um tokamak: o raio menor do plasma, a , e o raio maior do plasma, R_0 . Também são mostrados os ângulos principais do plasma, o poloidal, θ , e toroidal, ϕ , bem como a direção Z perpendicular ao plano do toróide.

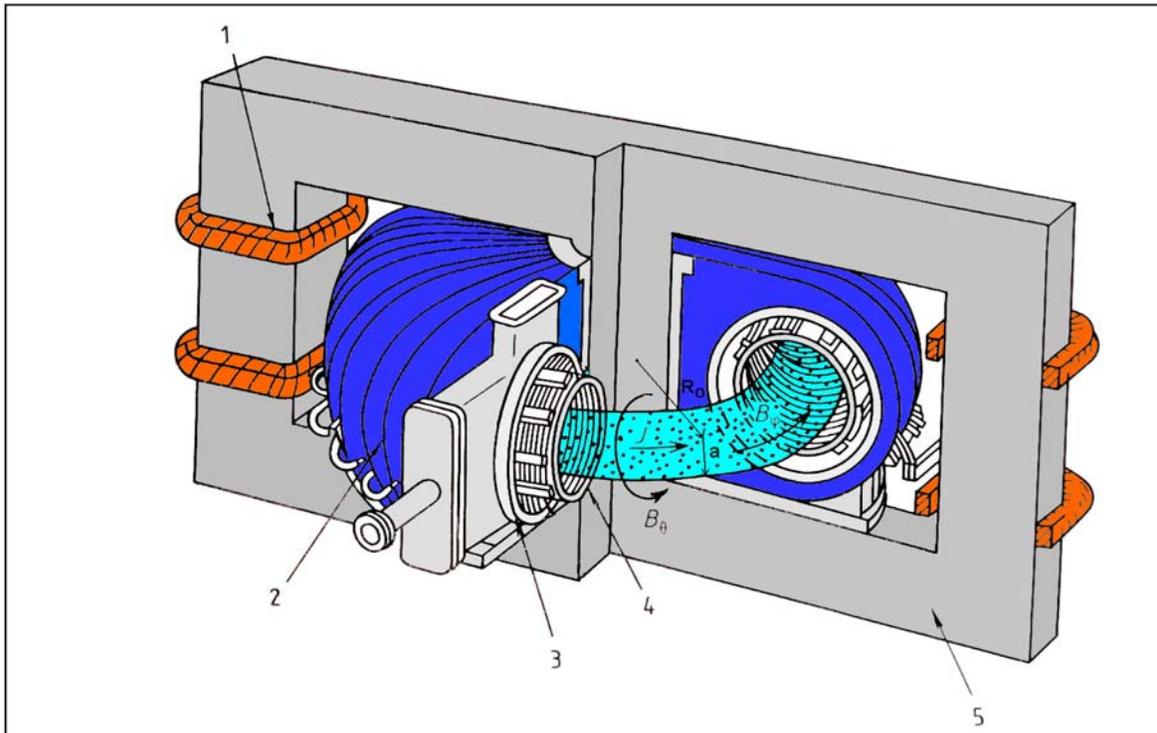


Fig. 2.2: Características básicas de um tokamak. 1: Circuito primário do transformador, 2: Bobinas do campo toroidal, 3: "Shell"- Câmara externa, 4: Vaso do tokamak, 5: Núcleo do transformador, J : corrente de plasma, B_ϕ : campo toroidal, B_θ : campo poloidal, R : raio maior do plasma, e a : raio menor do plasma.

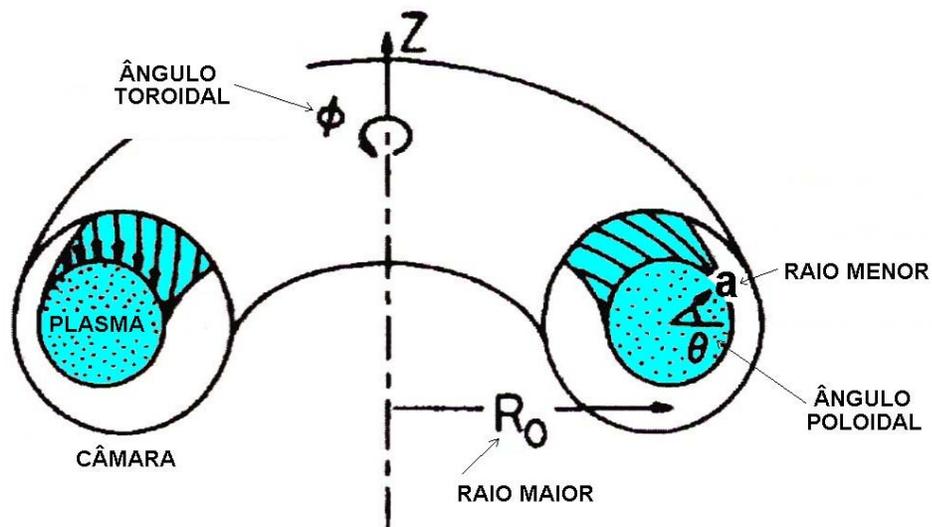


Fig. 2.3 : Detalhes da geometria de um tokamak.

2.1 – O Tokamak NOVA-UNICAMP

O tokamak NOVA-UNICAMP, Fig. 2.4, é um tokamak de pequeno porte doado pela Universidade de Kyoto, no Japão, em 1996. Os objetivos principais no uso desta máquina são: estudo da interação do plasma com a parede vaso e da influência das impurezas nos plasmas gerados, desenvolver trabalhos na área de diagnósticos em plasmas de tokamaks, realizar estudos dos regimes de operação do tokamak de pequeno porte, e ajudar no treinamento de pessoal para a operação de tokamaks, bem como no desenvolvimento de diagnósticos para o estudo do plasma, utilizando principalmente lasers, espectrômetros, interferômetro de microondas, entre outros.

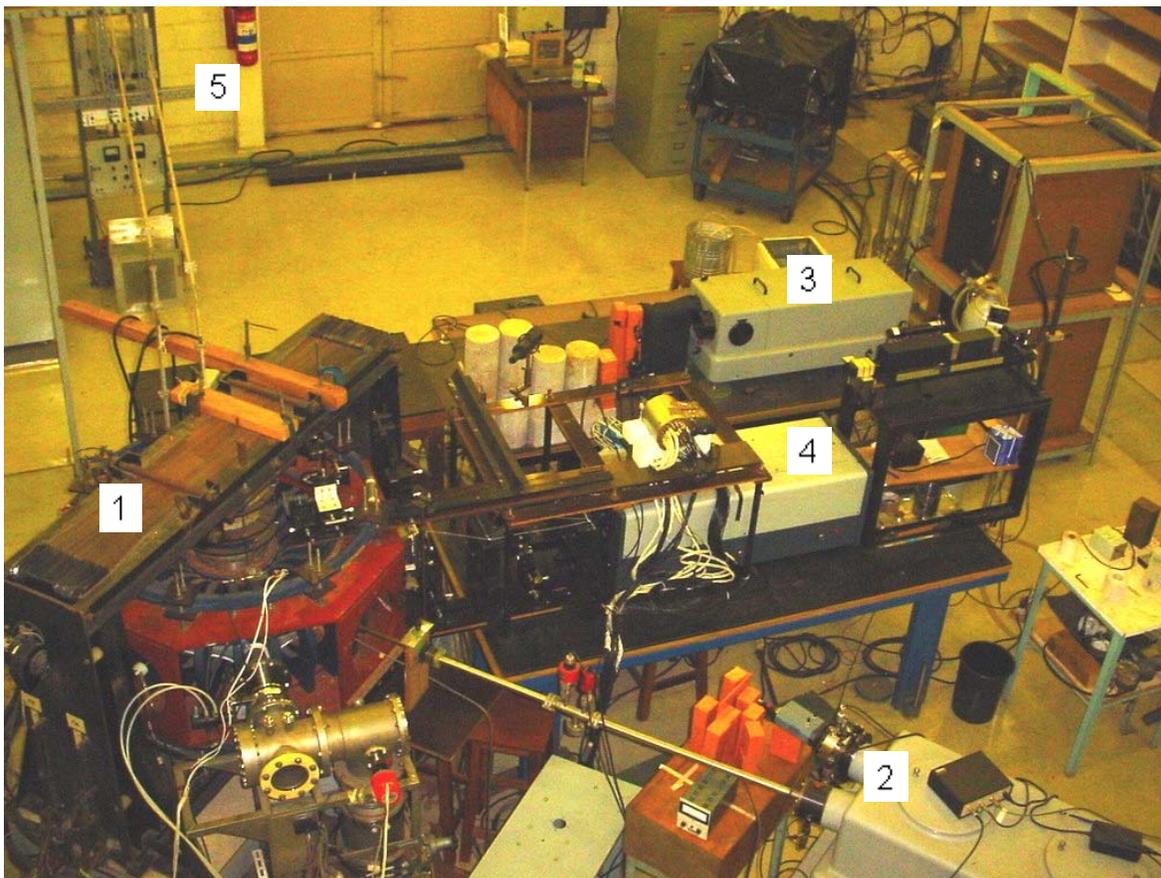


Fig. 2.4: Foto mostrando o tokamak NOVA-UNICAMP (Nº 1), e alguns diagnósticos: espectroscopia no ultravioleta no vácuo (Nº 2) e no visível (Nº 3), espalhamento Thomson (Nº 4), e interferometria de microondas (Nº 5).

No tokamak, é utilizado um núcleo de ferro orientado, com fluxo magnético efetivo de 0,1 V.s para o transformador ôhmico. E o enrolamento primário é composto de 4 bobinas com 10 voltas cada, e a resistência total de cada bobina é de 4,8 mΩ. Já as bobinas do banco toroidal, B_ϕ , são ao todo 24 com 20 voltas cada, apresentando resistência total de 112 mΩ e indutância total de 10 mH, alimentados por um banco de capacitores com voltagem de carga de 5 KV, capacitância de 12 mF (200 μF x 60) e energia máxima de 150 kJ.

Além das bobinas para os campos ôhmico e poloidal também está presente no tokamak as bobinas para a geração do campo vertical, necessárias para ajudar no equilíbrio e posicionamento da coluna toroidal de plasma.

O campo vertical é produzido por dois pares de bobinas, uma superior e outra inferior (de raio maior que o raio maior do plasma), acima e abaixo do suporte de madeira, em vermelho, na Fig. 2.4, e por outro conjunto de raio menor colocadas na coluna central do transformador.

A câmara de vácuo é de aço inóx, SUS 28, com raio maior de 300 mm, raio menor interno de 73 mm, e espessura de 2 mm. Dentro do vaso da câmara é utilizado um limitador poloidal de aço inóx com raio menor de 60 mm e largura de 0,5 mm. O objetivo é fazer com que o plasma ao ser gerado toque preferencialmente o limitador, ao invés de tocar uma superfície maior do vaso do tokamak, que liberaria um número bem maior de impurezas e também de proteger a parede do vaso de um rompimento da parede via descarga do plasma.

Também é possível fazer um tratamento da parede do vaso utilizando um sublimador de titânio com o objetivo de se obter melhores plasmas, mais aquecidos e confinados. No entanto, a utilização prolongada do sublimador faz com que apareça, com o tempo, uma película de titânio no vaso. Esta película acaba adsorvendo muito hidrogênio neutro e, durante as descargas, com as partículas do plasma bombardeando o vaso, acaba liberando este hidrogênio neutro que estava adsorvido, o que provoca o esfriamento do plasma.

Para obter as condições ideais de pressão de base do vaso do tokamak é feito o bombeamento através de uma bomba turbo molecular de 500 l/seg, auxiliada por uma bomba mecânica de 360 l / min, obtendo-se uma pressão de

base em torno de 2×10^{-7} Torr. Já a pressão de trabalho, após adicionar H_2 , é em torno de 5×10^{-5} Torr.

Para a operação do tokamak, são utilizados três campos magnéticos principais: o campo toroidal, o campo ôhmico e o campo vertical.

Adotando como tempo inicial o tempo de início do disparo do banco toroidal, o banco ôhmico, que formará o plasma, é disparado geralmente em torno de 10 ms após o início do banco toroidal. Já os bancos de capacitores do campo vertical são disparados quase 0,5 ms após o disparo do campo ôhmico.

Geralmente, a máquina foi operada disparando o banco ôhmico em $t = 12$ ms, ou mais. Foi então feita uma medida com o objetivo de se verificar qual era o melhor tempo para se disparar o banco ôhmico.

Verificamos que, para 8 Kgauss no campo toroidal (B_t), o melhor tempo é em torno de $t = 10$ ms, variando um pouco, cerca de 1 ms, dependendo das condições de trabalho do dia.

Foi feito o levantamento da variação do campo toroidal em relação ao tempo para quatro valores diferentes de trabalho, Fig. 2.5:

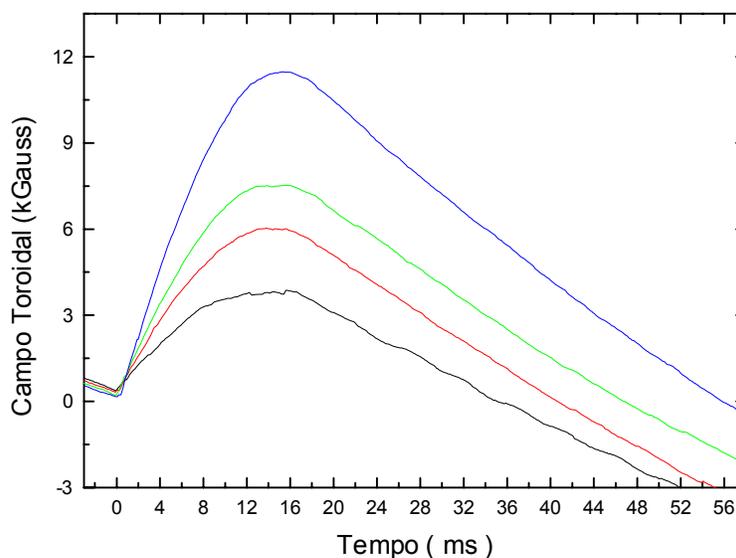


Fig. 2.5: Variação do campo toroidal com o tempo.

Para todas as curvas, vemos que a partir de 12 ms ocorre queda no valor do campo toroidal, e como o intervalo característico de nossas descargas tokamak é em torno de 15 ms, esta queda é razoável.

A fonte do banco ôhmico é composta de capacitores rápidos, baixo valor de capacitância (tendo, portanto, baixo $\tau = R.C$), e de capacitores lentos. A parte rápida faz com que haja uma rápida subida da corrente de plasma, e a parte lenta, via mecanismo “crowbar”, com diodos para alta corrente, tenta manter plana o alto valor de corrente atingido no começo da descarga, Fig. 2.9, mais à frente.

O fato a ressaltar é que o valor da capacitância total do banco lento deve mudar sempre que as condições da parede mudarem. De acordo com o manual do tokamak NOVA-UNICAP, depois de dias consecutivos de trabalho, com a queda do nível de impurezas no vaso do tokamak, o valor da temperatura eletrônica tende a aumentar, aumentando a corrente de plasma, diminuindo o valor da voltagem de enlace, e tornando o período do pulso maior. Então, uma maior capacitância deve ser aplicada, de forma a suportar o maior período de descarga. Através de uma chave, é possível mudar com facilidade o número de capacitores do banco lento.

Para que o plasma seja gerado, antes do disparo dos bancos de capacitores do campo toroidal, um filamento de tungstênio é acendido dentro do vaso, e serve como dispositivo de pré-ionização das partículas que formarão o plasma.

Durante as descargas de plasma é utilizado um campo toroidal em torno de 8 kG. Alguns valores típicos do plasma são: tempo de duração do plasma em torno de 15 ms, tempo de confinamento de energia, τ_E , em torno de 1 ms, corrente de plasma, I_p , em torno de 10 kA, densidade eletrônica, N_e , da ordem de 1×10^{13} partículas/cm³, e temperatura eletrônica, T_e , da ordem de 60 eV.

2.1.1 – Diagnósticos de Apoio

Durante a operação do tokamak, geralmente é feita a monitoração de quatro parâmetros principais: a corrente de plasma, a voltagem de enlace, a variação do campo vertical, e o sinal do raio-X duro.

É utilizada uma sonda Rogowski para a obtenção do sinal da corrente de plasma. A sonda é colocada ao redor do vaso do tokamak, e capta a variação do fluxo magnético poloidal, que é gerado pela corrente de plasma. O esquema da sonda Rogowski, e o seu posicionamento ao redor do vaso do tokamak podem ser vistos nas Fig. 2.6.

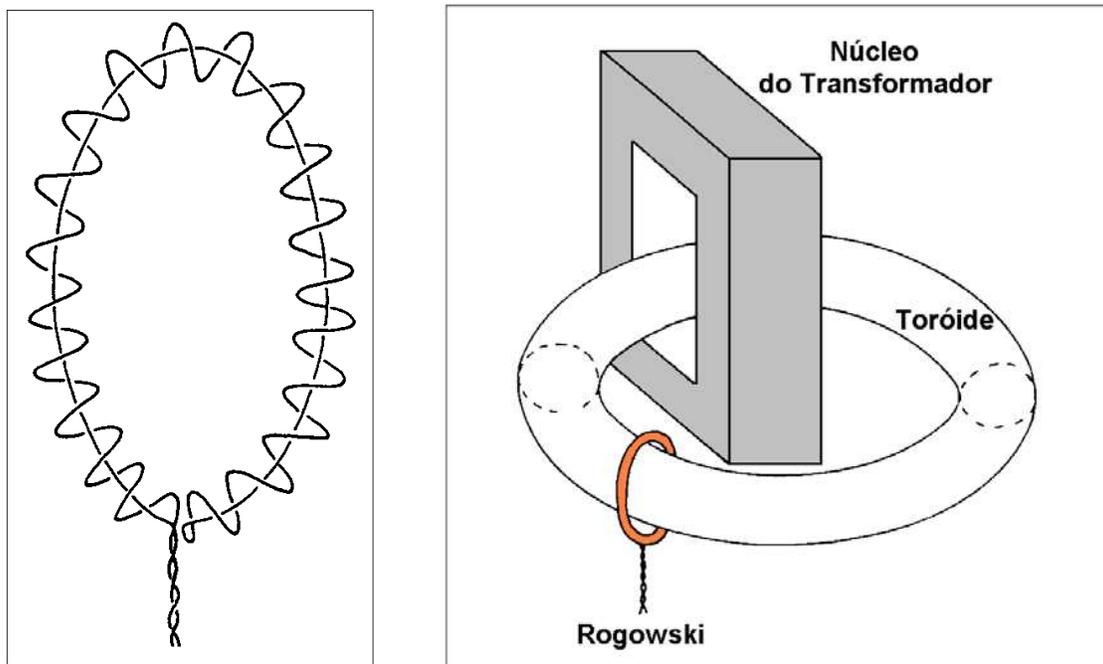


Fig. 2.6 - Esquerda: Sonda Rogowski para medida da corrente de plasma I_p ; Direita: Posicionamento da sonda ao redor do vaso do tokamak.

O sinal na saída da sonda de Rogowski pode ser escrito como[Chia79]:

$$V_o(t) = -NA \frac{dB_\theta(t)}{dt}, \quad B_\theta(t) = K I_p(t)$$

ou (2.4)

$$V_o(t) = -NAK \frac{d I_p(t)}{dt},$$

onde N é o número de voltas da espira, K é uma constante de proporcionalidade, A é a área de sua seção, $B_{\theta}(t)$ é o campo magnético poloidal gerado na posição das espiras devido a corrente de plasma $I_p(t)$, e V_0 é a tensão gerada na sonda.

Dessa forma, este sinal deve passar por um circuito integrador / amplificador, para obtermos finalmente um sinal proporcional a corrente de plasma:

$$V(t) = - \frac{GNAK}{RC} I(t), \quad (2.5)$$

onde $R=R_1$ é a resistência, C a capacitância, G é o ganho do circuito amplificador e $\tau = RC$ é a constante de tempo do circuito integrador, ver Fig. 2.7.

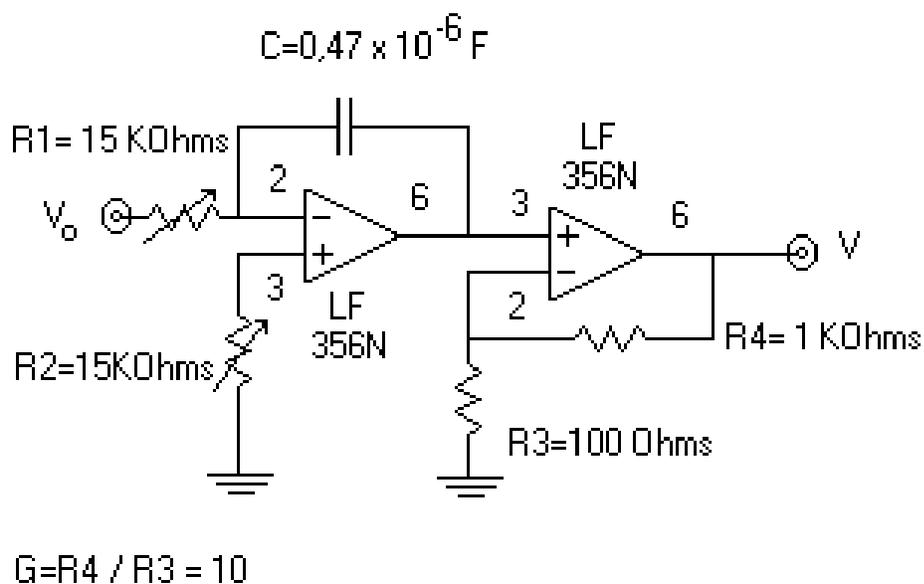


Fig. 2.7: Circuito integrador / amplificador para o sinal da sonda Rogowski.

Para a medida da voltagem de enlace e da variação do campo vertical são utilizadas duas bobinas no plano do toróide, uma na parte interna e outra na parte externa do toróide, como pode ser observado na Fig. 2.8.

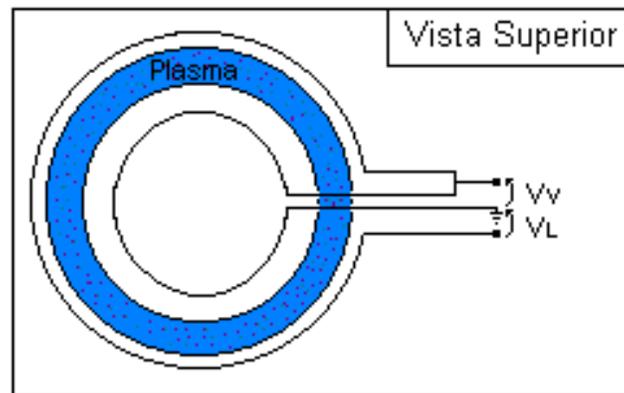


Fig. 2.8: Esquema das bobinas utilizadas para a medida da voltagem de enlace, V_L , e da variação do campo vertical, V_V .

A voltagem de enlace é a voltagem a que um elétron é submetido ao dar uma volta no torus, e sua medida é feita de forma direta, de acordo com a Fig. 2.8.

O valor da voltagem de enlace é dado por[Manu96]:

$$V_L = R_P \cdot I_P + (1/I_p)(d/dt)L_p I_p^2, \quad (2.6)$$

onde R_P é a resistência média do plasma, e L_p é a indutância do anel de plasma devido ao fluxo poloidal entre o eixo magnético e a superfície magnética onde o “loop” para medida é colocado.

Já a variação do campo vertical também é influenciado pelo campo poloidal gerado pela corrente de plasma. Para a medida da variação do campo vertical, o sinal V_V , na Fig. 2.8, é enviado a um circuito integrador, de forma semelhante ao usado para a obtenção da corrente de plasma.

Para obtermos um equilíbrio do plasma, a intensidade do campo vertical necessário é dado por[Manu96]:

$$B_V = \frac{\mu_0 I_p}{4 \pi R} \left(\ln \left(\frac{8R}{a} \right) + b_p + \frac{(I_i - 3)}{2} \right) \quad (2.7)$$

onde b_p é o beta poloidal, e $\mu_0 I_p / 4\pi$ é a indutância interna, por unidade de comprimento, da coluna de plasma.

Através de um detetor de raios-X duro foi possível fazer a monitoração constante da intensidade dos raios-X gerados pela máquina. A geração de raios-X se dá quando as partículas muito energéticas escapam do confinamento magnético e são freadas ao se chocarem com o vaso do tokamak.

Na Fig. 2.9, podem ser observados alguns sinais típicos para a corrente de plasma, a voltagem de enlace, e para o raio-X duro.

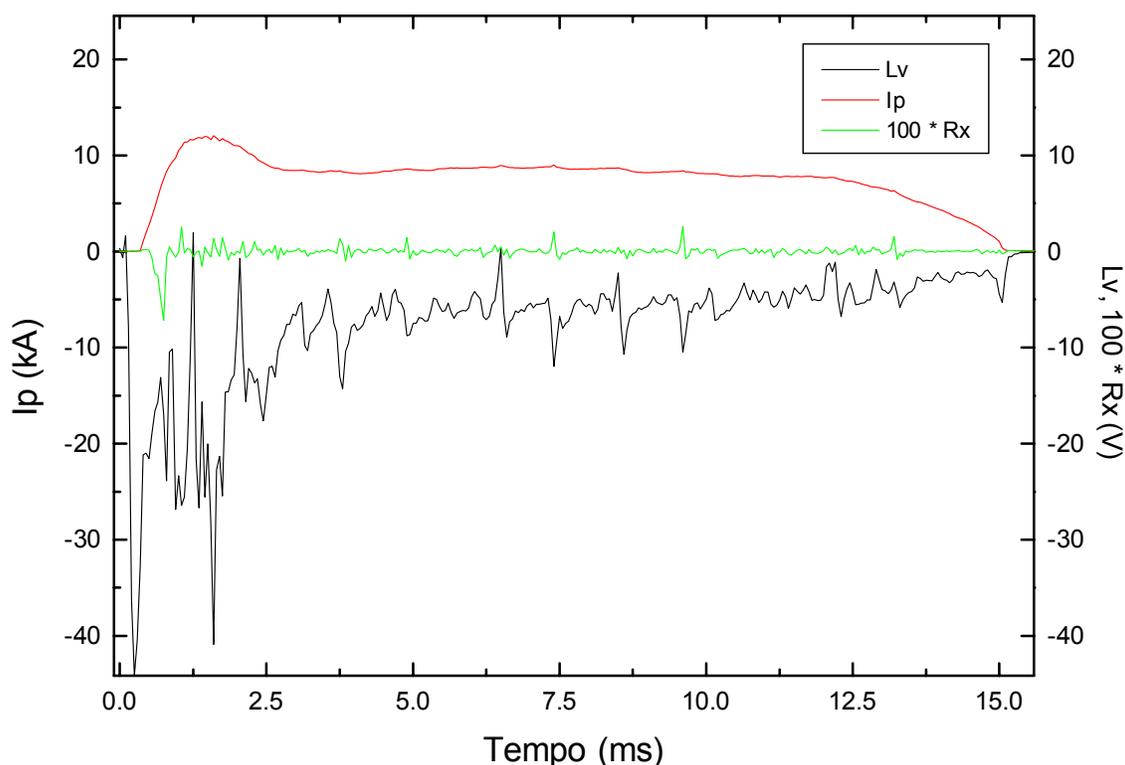


Fig. 2.9: Sinais típicos de corrente de plasma(I_p), voltagem de enlace(L_v), e raios-X(R_x).

Além do espalhamento Thomson, que será descrito detalhadamente a frente, também estão instalados vários outros diagnósticos no tokamak NOVA-UNICAMP, tais como espectroscopia visível e ultra-violeta no vácuo, sonda

eletrostática de Langmuir, interferômetro de microondas e analisador de gás residual.

- Espectroscopia no Visível e no Ultra-Violeta no Vácuo

A espectroscopia no visível e ultra-violeta no vácuo, Fig. 2.10, é utilizada para medidas da densidade e temperatura iônica[Dalt99], carga iônica efetiva, Fig. 2.11, e tempos de confinamento de partículas e energia.

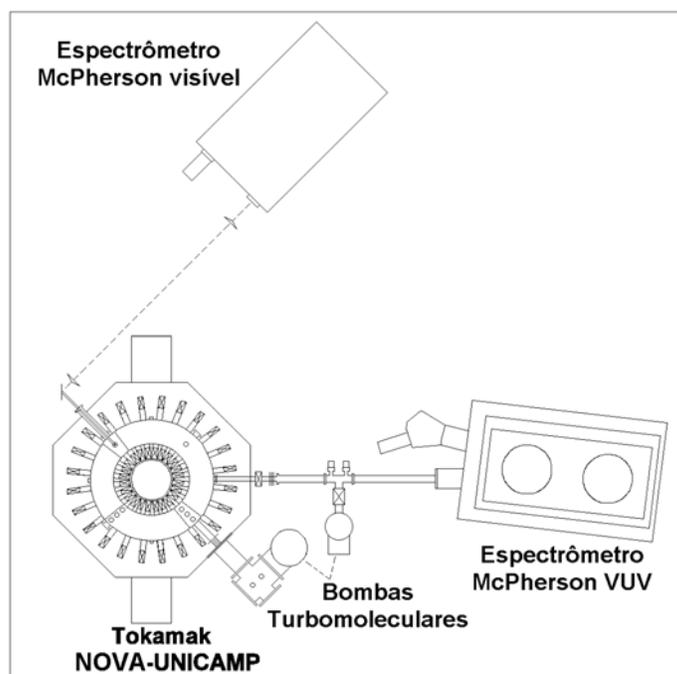


Fig. 2.10: Esquema dos espectrômetros McPherson utilizados na espectroscopia visível e ultra-violeta no vácuo, VUV, instalados ao redor do tokamak NOVA-UNICAMP.

Para a realização de medidas na faixa do ultra-violeta é necessário que o espectrômetro a ser utilizado seja mantido em vácuo uma vez que o oxigênio presente no ar absorve as radiações com comprimento de onda abaixo de 1850 Å. Também, é preciso que o caminho óptico da fonte de radiação até o espectrômetro esteja em vácuo.

Como a pressão de trabalho do plasma, fonte luminosa, e do espectrômetro são diferentes, podendo diferir em até algumas ordens de grandeza, o sistema de

vácuo que interliga os dois contém um sistema de bombeamento diferencial, utilizando uma bomba turbomolecular, como pode ser visto na Fig. 2.10.

Uma das vantagens do diagnóstico é o fato de não perturbar o plasma em estudo, além de permitir resolução espectral e temporal.

A obtenção da temperatura iônica é realizada através das medidas do alargamento Doppler das linhas de impurezas, principalmente carbono e oxigênio, impurezas mais presentes em nossa máquina.

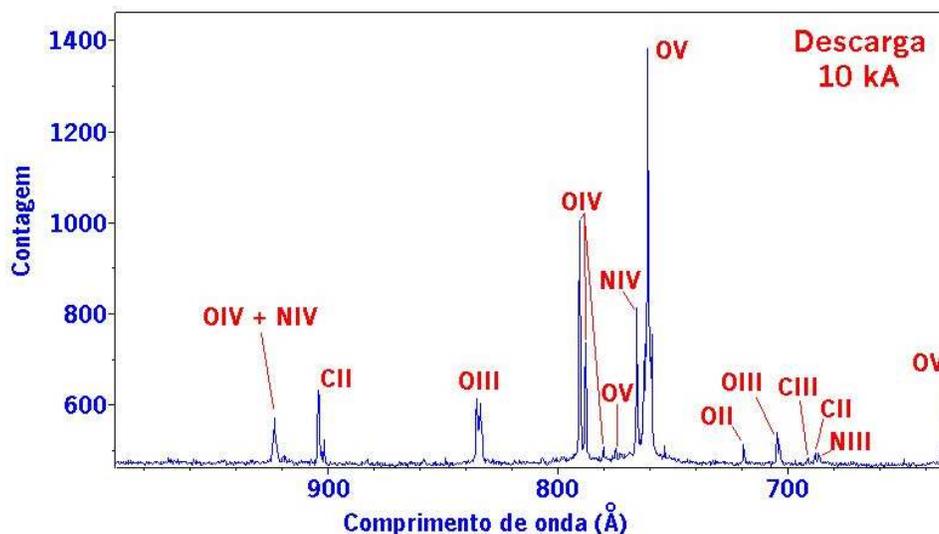


Fig. 2.11: Medidas de algumas linhas de impurezas via espectroscopia visível.

Para o cálculo da densidade iônica via coeficientes de excitação tabelados, que dependem da temperatura eletrônica, é necessário que se faça a calibração absoluta do espectrômetro utilizado e que sejam conhecidos os valores de densidade e temperatura eletrônicas, via espalhamento Thomson.

O cálculo do Z_{eff} pode ser feito de três formas diferentes: através das medidas da densidade iônica para várias impurezas, pela medida da radiação contínua do plasma, ou via fórmula de Sptizer.

Já o cálculo do tempo de confinamento de partículas que depende da densidade e da temperatura eletrônica pode ser obtido através das medidas calibradas de emissões do Hidrogênio, H_{α} , H_{β} , e H_{γ} . Uma vez fixado os valores de densidade e temperatura eletrônicas, o tempo de confinamento de partículas será

aquele para o qual para as três linhas resultar no mesmo valor do tempo de confinamento.

- Sonda Eletrostática de Langmuir

A sonda eletrostática de Langmuir é utilizada para as medidas da densidade e temperatura eletrônicas da borda do plasma[Hutc87].

Os resultados obtidos com a sonda de Langmuir, estão diretamente relacionadas com os parâmetros do centro. No Apêndice A são apresentados alguns resultados teóricos, baseados nas equações de transportes, que permitem relacionar os valores medidos de densidade e temperatura na borda do plasma, com os valores medidos para estas grandezas no centro, via espalhamento Thomson.

O arranjo utilizado nas medidas, Fig. 2.12, pode ser usado como uma sonda simples ou dupla, e onde se pode usar tensão AC or DC.

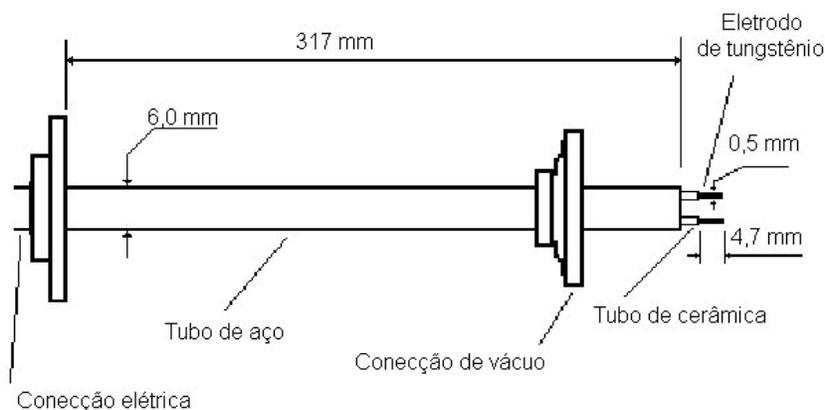


Fig. 2.12: Arranjo para sonda simples e dupla.

No experimento é medida a variação da corrente em função da tensão aplicada na sonda. E como pode ser visto na Fig. 2.13, é preciso variar a tensão de valores negativos a valores positivos, para que se possa levantar a curva típica de Langmuir, ou seja, mostrando as três regiões principais: corrente de saturação dos íons I_{Si} (reta inferior), região intermediária, e de corrente de saturação dos elétrons I_{Se} (reta superior).

A região intermediária entre as correntes de saturação dos íons e dos elétrons é conhecida como região de transição, e é a região que fornece informações precisas da temperatura eletrônica. Por isso, para os cálculos de temperatura eletrônica na borda são utilizados os dados experimentais relativos a esta região. Já para a medida da densidade eletrônica na borda é utilizada a região de corrente de saturação iônica.

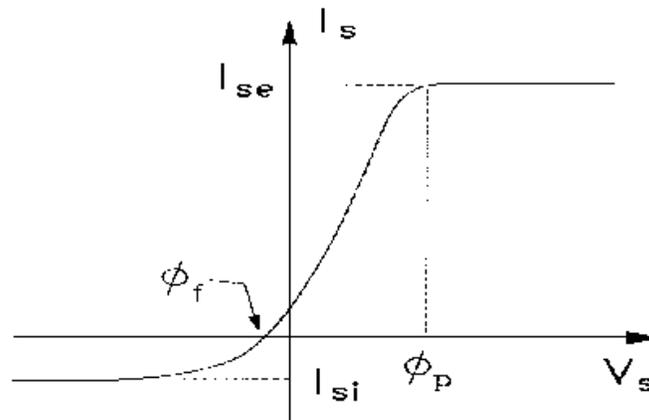


Fig. 2.13: Curva típica para uma sonda simples de Langmuir.

Na Fig. 2.14, é mostrado o ajuste linear $\ln(\text{Corrente na Sonda}) \times (\text{Tensão na Sonda})$ para pontos da região intermediária da curva de Langmuir, permitindo medida da temperatura eletrônica. Utilizando o valor da temperatura medida e os valor da corrente de saturação iônica também é feita a medida da densidade eletrônica.

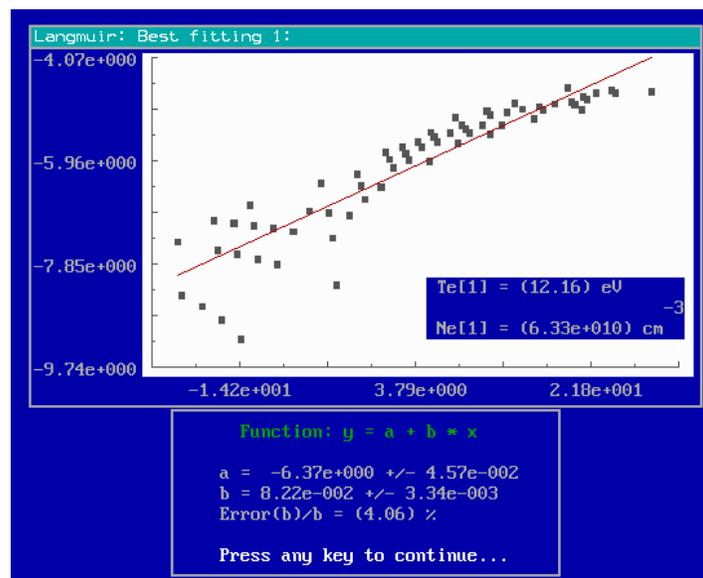


Fig. 2.14: Tela do programa para medida da temperatura e da densidade via sonda.

- Interferometria de Microondas

O interferômetro de microondas, $\lambda \approx 6$ mm, canal simples, foi utilizado para a medida da densidade integrada na corda do plasma [Hutc87-2]. Ele nos fornece diretamente a diferença de fase, que é proporcional a densidade eletrônica, n_e , integrada na corda do plasma em função do tempo, eq. (2.8):

$$\Delta\Phi = \frac{\omega_r}{2 \cdot c \cdot n_c} \int n_e \cdot dl, \quad (2.8)$$

onde $\Delta\Phi$ é a diferença de fase devido ao plasma, ω_r é a frequência da radiação, c é a velocidade da luz, e n_c é a densidade de corte do interferômetro, que significa que para $n_e > n_c$, a onda eletromagnética não passará pelo plasma, mas sim terá sua amplitude diminuída exponencialmente com a distância ao percorrer o plasma.

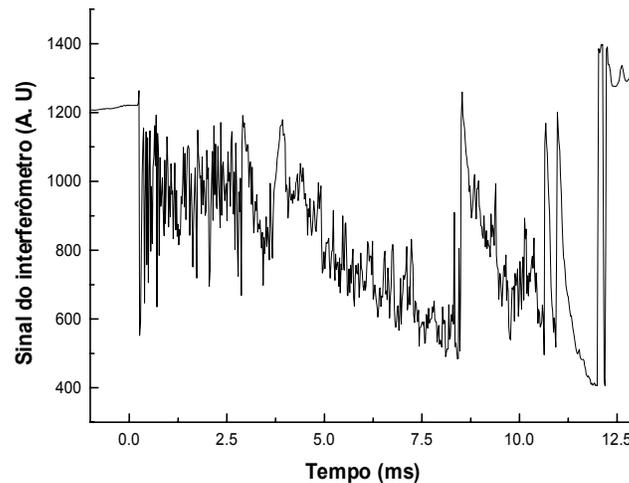


Fig. 2.15: Sinal do interferômetro de microondas

Na Fig. 2.15, vemos um exemplo de sinal mostrando as franjas de interferência obtidas com o interferômetro de microondas. Na ocasião desta medida a máquina estava operando com valores de densidade muito altos,

provavelmente devido à um grande número de impurezas, e ao se subir a corrente de plasma a densidade também subia muito, fato este verificado pelo corte no sinal do interferômetro devido ao valor limite de densidade, que no nosso caso está em torno de $3.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, para algumas posições temporais.

Com o objetivo de verificação do funcionamento do interferômetro foi gerado um plasma diferente do normalmente utilizado, aplicando-se valores muito baixos de campo toroidal e ôhmico, que resultou em um plasma com menores valores de densidade. Mesmo assim, só foi possível fazer a medida após 4 ms da descarga, sendo que no instante inicial ainda persistia o corte devido a alta densidade.

Como pode ser observado na Fig. 2.16, em boa parte da descarga o valor da densidade variou entre $0.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ para um valor de corrente de plasma em torno de 2kA, considerado baixo em relação aos valores normais de trabalho, que é em torno de 8kA.

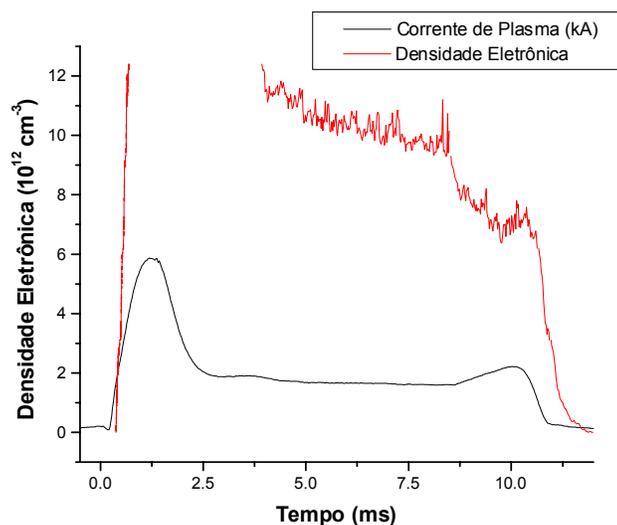


Fig. 2.16: Densidade eletrônica em descarga com pequena corrente de plasma.

Este resultado mostrou que na ocasião o tokamak não estava operando de forma adequada haja visto que o valor da densidade integrada estava muito alto. O que também foi verificado via espalhamento Thomson, que mostrou que o valor da densidade eletrônica central do plasma para corrente de plasma em torno de 6 kA estava em torno de $2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Esperávamos através de mais medidas, o interferômetro juntamente com o espalhamento Thomson, comparar os valores de densidade obtidos. No entanto, infelizmente, depois destas medidas a fonte do Klystron do interferômetro danificou-se, e devido ao aparelho ser muito antigo e por não ter um manual mais detalhado ainda não foi possível fazer os reparos necessários.

- Analisador de Gás Residual

Com o analisador quadrupolar de massa ANELVA – QIG – 066, Fig. 2.17, foi realizada a determinação das concentrações de impurezas na pressão de base da câmara do tokamak. Foi observado que para obtermos melhores condições de descarga não basta apenas atingirmos um bom vácuo, ou seja, um baixo valor da pressão de base, mas importa muito os tipos de concentrações das impurezas dentro da câmara. Só obtemos parâmetros razoavelmente adequados para as descargas do tokamak, como maior corrente de plasma, por exemplo, quando limpamos de forma continuada a câmara por alguns dias utilizando descargas de limpeza.

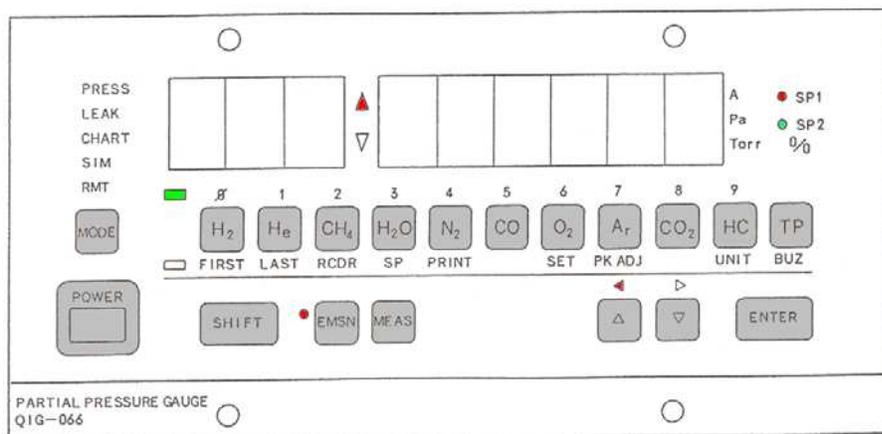
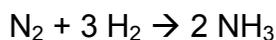
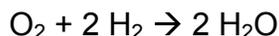
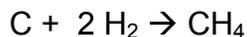


Fig. 2.17: Esquema do analisador quadrupolar de massa ANELVA – QIG – 066.

Estas descargas se caracterizam por serem de curta duração no tempo e apresentarem valores de pico de corrente de plasma razoavelmente intensos, cerca de 6 a 8 kA. Neste processo, um plasma de hidrogênio de baixa temperatura

é criado, podendo alcançar cerca de 30 eV no pico da corrente de plasma, mas como não é bem confinado ele se expande e os íons de hidrogênio bombardeiam as paredes arrancando as impurezas ali adsorvidas.

As impurezas que saem das paredes se recombinam com o hidrogênio formando moléculas que são mais facilmente bombeadas. As reações mais comuns são [Sana83]:



Estes processos parecem atuar substituindo as impurezas presentes na parede pelo gás de trabalho. Assim, depois das descargas de limpeza, quando estivermos em descargas tokamak, o plasma ao interagir com a parede arrancará mais hidrogênio que impurezas que poderiam contaminar o plasma.

Existem trabalhos que mostram que a retirada do carbono das paredes em descargas de limpeza utilizando hidrogênio independe da temperatura do plasma gerado. Assim, tanto para baixa como para alta temperatura, a limpeza é eficiente. Já para o oxigênio, para uma remoção eficiente, é essencial a formação de vapor de água, facilmente bombeável, mostrando que a retirada só se dá quando é gerado um plasma de hidrogênio de baixa temperatura, até aproximadamente 3 eV [Tayl78, Oren77].

Antes de operarmos a máquina no modo tokamak, geralmente é dado em torno de 400 disparos em descargas de limpeza.

Com o objetivo de analisar a composição das impurezas dentro do vaso do tokamak utilizando o analisador quadrupolar de massa, foram realizadas medidas das percentagens dos principais componentes encontrados no vaso do tokamak, antes e depois das descargas de limpeza, durante três dias consecutivos. Medidas do nível de alguns componentes como o metano, CH_4 , e do oxigênio, O_2 , não foram possíveis, pois suas quantidades eram muito pequenas comparadas com as de outros componentes.

Os resultados estão mostrados na Tabela 2.1. É necessário ressaltar que os valores da pressão de base mostrados na tabela estão cerca de uma ordem de grandeza abaixo dos valores observados via dois outros medidores, um “penning” e um “Ion Gauge”, que acreditamos apresentarem valores mais adequados para o vácuo do vaso.

	1º Dia		2º Dia		3º Dia	
	Antes	Depois	Antes	Depois	Antes	Depois
H ₂ (%)	1,4	15,4	3,5	16,0	2,5	14,5
HC (%)	60,2	5,2	43,6	2,9	38,0	2,3
H ₂ O (%)	33,6	73,7	48,4	78,3	47,4	72,2
N ₂ +CO (%)	2,9	3,4	3,3	2,7	2,6	2,6
Pressão Total (X10⁻⁹ Torr)	10,67	9,71	9,47	7,19	10,07	6,79

Tabela 2.1: Resultados obtidos com o analisador quadrupolar de massa ANELVA – QIG – 066.

Foi tomado o cuidado de manter por alguns dias a não operação da máquina antes das medidas do primeiro dia. Assim, pela Tabela 2.1 pode se ver que no primeiro dia a quantidade de hidrocarbonetos, principais impurezas presentes na câmara é muito grande, quase duas vezes a quantidade de água, segunda maior impureza.

Pode ser observado também que após as descargas a quantidade de água cresce e a de hidrocarbonetos por sua vez diminui. Se fizermos para cada um dos dias a razão entre os valores antes e depois das descargas, pode ser observado pelas Figs. 2.18 e 2.19 que as razões aumentam tendendo talvez a saturação.

Também, pode ser observado que em dias consecutivos de trabalho, a maior porção de impurezas é de água, logo em seguida temos os hidrocarbonetos.

É sabido que a maior quantidade de impurezas de baixo número atômico em tokamaks é formado de oxigênio e carbono. Então, uma remoção eficiente destas impurezas é fundamental para se obter boas descargas tokamak.

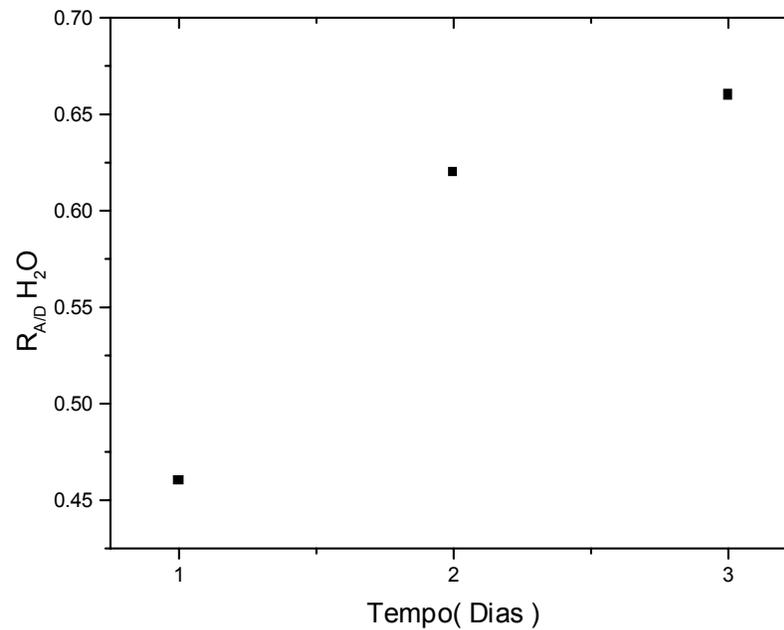


Fig. 2.18: Razão entre os valores de percentagens antes e depois das descargas para a água ($R_{A/D} H_2O$) em função do tempo.

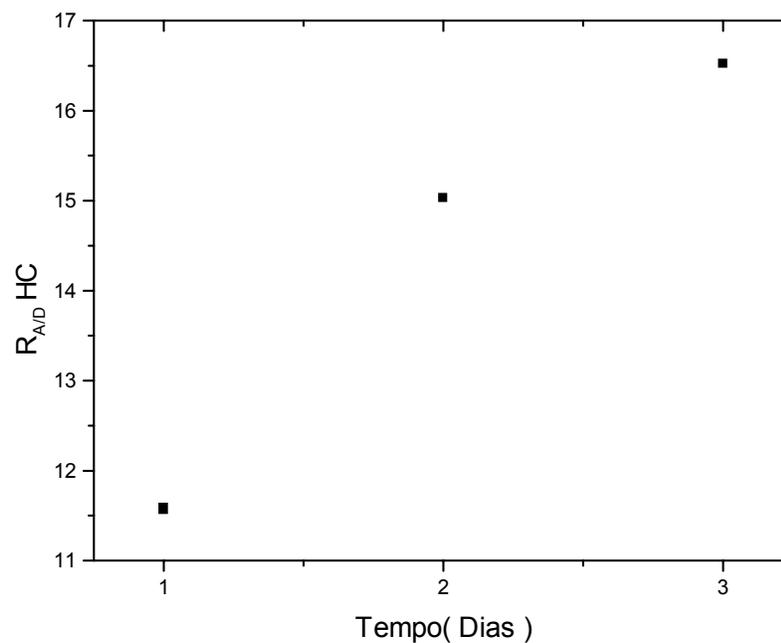


Fig. 2.19: Razão entre os valores de percentagens antes e depois das descargas para os hidrocarbonetos ($R_{A/D} HC$) em função do tempo.

Trabalhos mostram que uma boa alternativa, quando da realização de descargas tokamak, é utilizar de tempos em tempos no meio da operação descargas de limpeza com plasmas de baixa temperatura sempre que possível, para se obter uma maior eficiência na limpeza do vaso, e conseqüentemente, um plasma mais limpo de impurezas[Tayl78, Oren77].

Em descargas tokamak, ou descargas de limpeza com plasmas de alta temperatura, a formação de vapor de água é prejudicada por dois fatores principais: 1) a alta temperatura tende a quebrar a molécula de H_2O ; e 2) estes tipos de descargas criam “sites” ativos nas camadas de gases adsorvidos no vaso do tokamak, devido ao bombardeamento dos íons, fazendo com que as moléculas de água fiquem aprisionadas facilmente nestes sites, o mesmo não acontece com a molécula de metano[Oren77], Fig. 2.20.

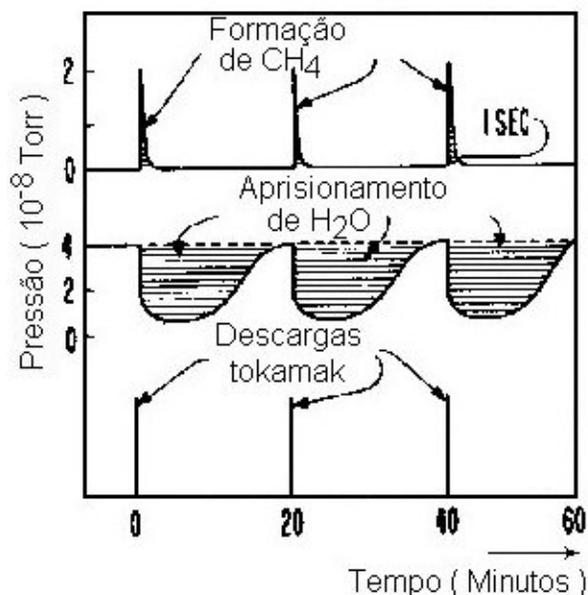


Fig. 2.20: Comportamento do metano e da água depois de descargas tokamak de alta temperatura. As áreas hachuradas representam a remoção do metano e o aprisionamento da água, respectivamente[Oren77].

Este fato foi observado em nossa máquina. Geralmente, depois das descargas de limpeza o plasma em modo tokamak atinge suas melhores condições que são maior valor de corrente de plasma e menor valor para a

voltagem de enlace. No entanto, após cerca de 100 descargas neste modo a corrente de plasma começa a diminuir e a voltagem de enlace a subir, indicando que as condições de limpeza do vaso do tokamak estão se deteriorando. Assim, com o objetivo de melhorar as descargas, retorna-se para o modo de limpeza e aplica-se cerca de cinquenta descargas, antes de retornar para o modo tokamak. Foi observado que este procedimento faz com que o plasma volte a atingir seus melhores valores.

2.1.2 – O Sistema de Aquisição de Dados CAMAC

Inicialmente, a coleta de todos os dados do tokamak NOVA-UNICAMP era realizada via dois osciloscópios da Tektronics: o 11403, com 12 canais independentes, com taxa de aquisição de 20 “Msamples” / s adequado para sinais na escala de até microssegundos, e do TDS 320 utilizado geralmente para os sinais rápidos, 500 “Msamples” / s, da ordem de nanossegundos, tais como os provenientes dos espalhamentos Thomson e Rayleigh.

Com o objetivo de aumentar a rapidez na coleta e posterior tratamento dos dados foi proposta a instalação do sistema de aquisição de dados CAMAC que permite a aquisição e gravação simultâneas de sinais rápidos e lentos controlados via computador através de uma interface GPIB.

Foram postos em operação quatro canais referentes aos dois módulos Lecroy 6840, cada um com dois canais e taxa de aquisição de 5 “Msamples” / s. E posteriormente quatro canais referentes ao módulo Lecroy 6810 com taxa de aquisição de 40 “Msamples” / s e que podem trabalhar com memória estendida via módulo complementar LeCroy 6310. Estes oito canais são adequados para a aquisição de dados na escala até microssegundos.

Também foram instalados outros 24 canais referentes a dois módulos integradores Lecroy 2249A, cada um com doze canais. Estes são adequados para integração de sinais na escala de até nanossegundos e foram utilizados nos espalhamentos Thomson e Rayleigh. Estes módulos são os que recebem os sinais do detector multicanal XP 1752.

Além dos módulos de aquisição foi utilizado o módulo LeCroy 428F para distribuição e inversão de sinais. Para cada uma das suas 4 entradas existem quatro saídas, num total de dezesseis saídas, onde para cada entrada o sinal nas quatro saídas correspondentes podem ser iguais ao da entrada, ou invertidos.

Todos os módulos ficam acoplados ao sistema CAMAC “Mainframe” LeCroy 8025 com portas independentes para cada um dos módulos, inclusive o módulo LeCroy 8901A que controla todos os demais e que está ligado a placa controladora GPIB STD – 8410, no computador principal de aquisição de dados, Fig. 2.21.

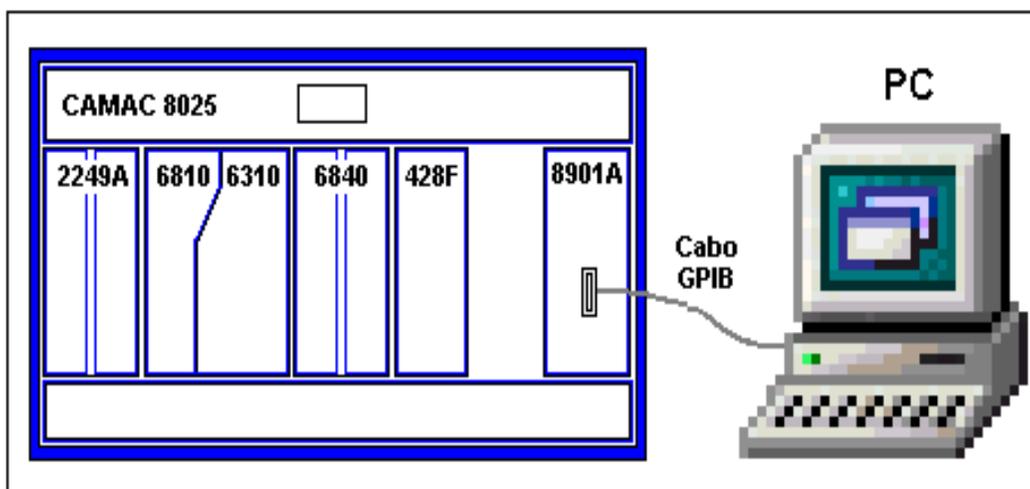


Fig. 2.21: Esquema do sistema CAMAC e computador com placa controladora GPIB STD – 8410.

Para facilitar a operação do sistema foi desenvolvido pelo autor o programa de aquisição de dados CAMAC.EXE, que pode ser encontrado no Apêndice C. Um esboço da interface oferecida ao usuário no terminal pelo programa pode ser vista na Fig. 2.22.

O programa foi feito para o sistema operacional DOS devido ao fato de que os módulos virem acompanhados somente de rotinas pré-compiladas, .OBJ, para uma versão do Microsoft QuickC para DOS. Devido a isso, módulos como o

LeCroy 6810 com memória estendida, LeCroy 6310, não puderam trabalhar com a capacidade total de memória.

No momento, estamos providenciando a conversão do programa para LINUX[Dant03], 32 bits, o que resolverá os problemas de manuseio dos segmentos de memória de código e dados.

Com a utilização do sistema CAMAC foi possível fixar canais específicos para cada um dos diagnósticos da máquina, fixando também vários parâmetros iniciais, tais como as escalas de voltagem e de tempo, o acoplamento AC ou DC, o posicionamento do sinal na tela, entre outros, para cada um dos canais associados as grandezas a serem medidas. O programa de aquisição facilitou muito o trabalho, uma vez que o sistema ao ser ligado já está completamente colocado nas configurações devidas. Também, caso se deseje, todas as configurações podem ser mudadas posteriormente.

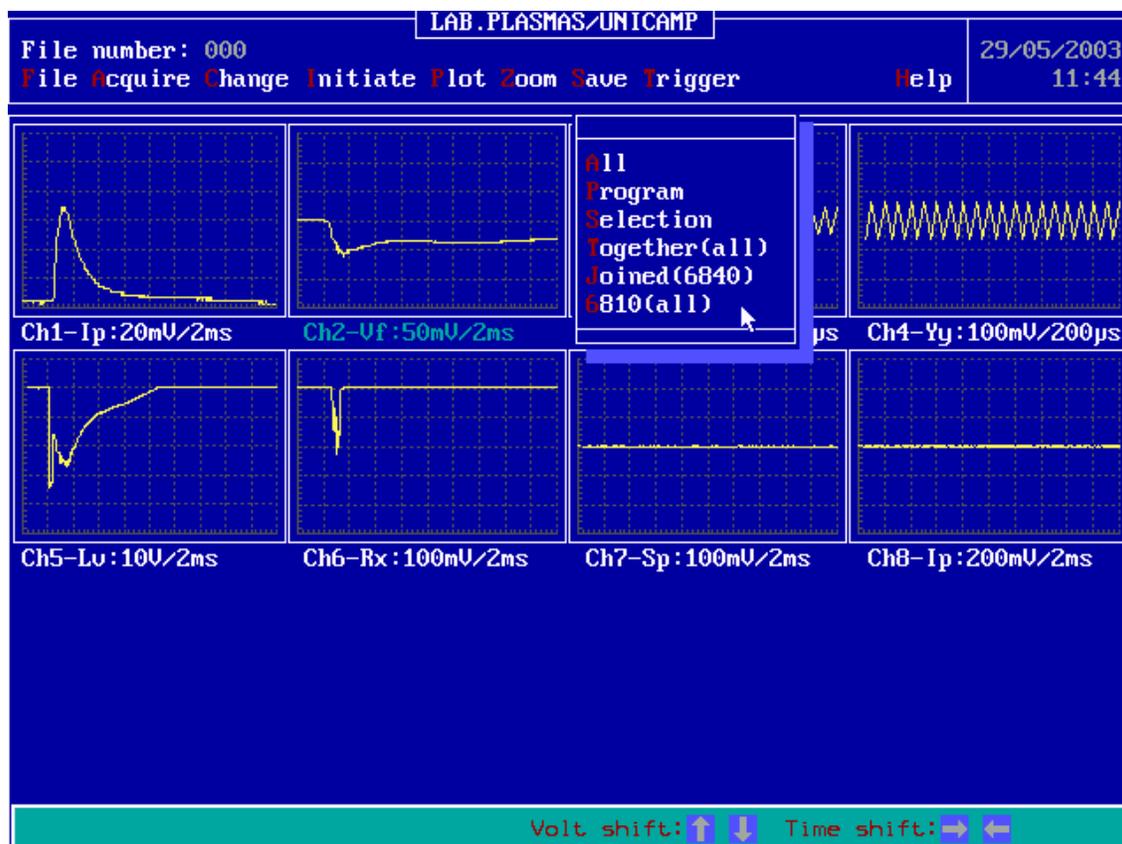


Fig. 2.22: Tela de interface com o usuário do programa de aquisição de dados CAMAC.EXE.

Pode ser observado na Fig. 2.22, as medidas da corrente de plasma, I_p , da voltagem de enlace, L_v , da variação do campo vertical, V_f , e do sinal de raios-X duros. Todas as medidas foram feitas para uma descarga de plasma típica de limpeza, com intensidade em torno de 6 kA, e tempo de descarga em torno de 4 ms.

Os canais Ch1 a Ch4 são referentes aos módulos LeCroy 6840 e são utilizados para sinais de tensão em torno de no máximo de 5 V, já os canais Ch5 a Ch8 são referentes aos módulos LeCroy 6810 e utilizados para maiores valores de tensão, cerca de até 100 V.

2.1.3 – Estimativas de Algumas Grandezas do Plasma

◆ Limite Máximo de Densidade de Greenwald

Como será visto no Capítulo 6, as medidas realizadas parecem estar de acordo com o limite máximo de densidade esperado, limite de Greenwald[Gree88], que para tokamak de seção circular com grande razão de aspecto é dado por:

$$N_e(\text{máx}) = \frac{5}{\pi} \cdot \frac{B}{q \cdot R_0} \cdot 1 \times 10^{14} [\text{cm}^{-3}], \quad (2.9)$$

onde B é o campo magnético toroidal, q é o fator de segurança do tokamak e R_0 é o raio maior do plasma.

O fator de segurança, q , para máquinas circulares com grande razão de aspecto é dado por:

$$q = \frac{5 \cdot a^2 \cdot B}{I_p \cdot R}, \quad (2.10)$$

onde I_p é a corrente de plasma e a é o raio menor do plasma.

Para valores típicos do tokamak, $B \approx 0,6 \text{ T}$, $I_p \approx 8 \times 10^{-3} \text{ MA}$, e como $R = 3 \times 10^{-1} \text{ m}$, e $a = 6 \times 10^{-2} \text{ m}$. Substituindo estes valores na eq. (2.10), obtemos: $q \approx 4,5$.

Agora, substituindo os valores na eq. (2.9), obtemos como valor máximo de densidade: $N_e(\text{máx}) = 7,1 \times 10^{13} [\text{cm}^{-3}]$.

Os valores medidos na nossa máquina de densidade eletrônica no centro do plasma não ultrapassam $2,5 \times 10^{13} [\text{cm}^{-3}]$, mostrando assim que as medidas parecem estar coerentes com os valores esperados para a nossa máquina.

◆ Razão entre as Grandezas do Centro e da Borda do Plasma

Via espalhamento Thomson, conseguimos obter informações a respeito da região próxima ao centro do plasma, portanto utilizamos medidas com a sonda de Langmuir para nos fornecer os valores de densidade e temperatura eletrônicas na borda.

Devido a se tratar somente de uma estimativa, será mostrado no Apêndice A, de forma mais detalhada, o desenvolvimento teórico para a obtenção das razões entre densidades eletrônicas no centro e na borda do plasma [Stan90, Oged81], e também temperaturas eletrônicas no centro e na borda, eqs. (2.11) e (2.12):

$$\frac{\bar{n}_e}{n_{ea}} \approx 2 \cdot \frac{\lambda_n}{a} \cdot \frac{\tau_P}{\tau_S} \quad (2.11)$$

onde \bar{n}_e é a densidade média no centro do plasma, n_{ea} é a densidade na posição do limitador, a é o raio menor do plasma, λ_n é a constante de decaimento de densidade, τ_P é o tempo de confinamento de partículas, e τ_S é o tempo médio levado por uma partícula na região da sombra do limitador.

$$\frac{\bar{T}_e}{T_{ea}} \approx \frac{4 \cdot \gamma}{3} \cdot \frac{\tau_E}{\tau_P} \cdot (1-f)^{-1}, \quad (2.12)$$

onde \bar{T}_e é a temperatura média no centro do plasma, T_{ea} é a temperatura na posição do limitador, γ é o fator de emissão secundária de elétrons pelo limitador, f é a razão entre a potência radiada e a potência ôhmica do plasma, λ_H é a constante de decaimento radial do fluxo de energia, e τ_E é o tempo de confinamento de energia.

Para que se possa estimar as razões nas eqs. (2.11) e (2.12), é preciso que se estime o valor de todas as grandezas envolvidas.

Para o cálculo do tempo de confinamento de partícula, será utilizada a fórmula aproximada que foi empregada para calcular o tempo de confinamento de partícula do tokamak TBR-1, da USP[Silv89], porque este tokamak apresenta valores de grandezas compatíveis com o do tokamak NOVA-UNICAMP:

$$\tau_P = \frac{N}{\phi_P + \phi_{\perp}}, \quad (2.13)$$

onde N é o número total de partículas do plasma, e ϕ_P e ϕ_{\perp} são os fluxos totais de partículas, paralelo e perpendicular em relação ao limitador, respectivamente,

$$N \approx \bar{n}_e \cdot R \cdot \pi^2 \cdot a^2, \quad (2.14)$$

$$\phi_P \approx n_{ea} \cdot \pi \cdot \lambda_n \cdot (\lambda_n + 1) \cdot \left[\frac{k \cdot T_{ea}}{m_i} \right]^{1/2} \cdot \left(1 - \exp \left[\frac{(a - a_l)}{\lambda_n} \right] \right), \quad (2.15)$$

$$\phi_{\perp} \approx \frac{4 \cdot \pi^2 \cdot n_{ea} \cdot R \cdot a_l \cdot D_{\perp}(a)}{\lambda_n} \cdot \exp \left[\frac{(a - a_l)}{\lambda_n} \right], \quad (2.16)$$

onde a_l é o comprimento radial do limitador.

Para os parâmetros da nossa máquina, encontramos $\tau_p \approx 1,5$ ms, mostrando boa aproximação em relação ao valor obtido via espectroscopia que acreditamos ser o mais correto.

Já para o cálculo do tempo de confinamento de energia, foram utilizadas a lei de escala do Alcator, e a lei de escala do Alcator modificada:

Alcator:

$$\tau_E^A \approx 6,0 \times 10^{-21} \cdot \bar{n}_e \cdot a^2. \quad (2.17)$$

Alcator Modificada:

$$\tau_E^{AM} \approx 5,0 \times 10^{-21} \cdot \bar{n}_e \cdot q(a)^{1/2} \cdot a^2. \quad (2.18)$$

Calculando para os parâmetros da nossa máquina, obtivemos $\tau_E^A \approx 0,5$ ms, e $\tau_E^{AM} \approx 1,0$ ms.

Já o fluxo perpendicular é dado por,

$$D_{\perp}(a) = \lambda_n^2 \cdot \frac{\tau_i - \tau_S}{\tau_i \cdot \tau_S}, \quad (2.19)$$

onde τ_i é o tempo médio que uma partícula leva para ser ionizada ao entrar na região da sombra do limitador.

Fazendo, $\tau_i \gg \tau_S$, obtemos que $\lambda_n \approx 6,7$ mm. E calculando τ_S , obtemos $\tau_S \approx 60,6$ μ s. Com $a = 6,0$ cm, substituindo na eq. (2.11), obtemos:

$$\frac{\bar{n}_e}{n_{ea}} \approx 5,5 .$$

Para medidas de espalhamento Thomson e Langmuir realizadas em dias próximos, obtivemos que $n_{ea} \approx 3,3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ e $\bar{n}_e \approx 2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, levando

ao valor experimental: $\left. \frac{\bar{n}}{n_{ea}} \right|_{Exp} \approx 7,6 .$

Agora, fazendo $\gamma \approx 2,9$, o que equivale a não emissão secundária de elétrons pelo limitador, e como f é muito pequeno frente a outras perdas, e

utilizando $\tau_E^A \approx 0,5 \text{ ms}$, e $\tau_E^{AM} \approx 1,0 \text{ ms}$, na eq. (2.12), obtemos: $\frac{\bar{T}_e}{T_{ea}} \approx 1,3$, e

$\frac{\bar{T}_e}{T_{ea}} \approx 2,6$, respectivamente.

Já para as medidas realizadas, $T_{ea} \approx 10,0 \text{ eV}$ e $\bar{T}_e \approx 40,3 \text{ eV}$, levando ao

valor experimental: $\left. \frac{\bar{T}_e}{T_{ea}} \right|_{Exp} \approx 4,3 .$

Dos resultados mostrados, é observado que os valores teóricos e experimentais para as razões entre as grandezas no centro e na borda estão na mesma ordem de grandeza. No entanto, é preciso que mais medidas sejam feitas, tanto de espalhamento Thomson quanto de Langmuir, para que se possa verificar com maior precisão se as razões obtidas de forma experimental estão de acordo com as esperadas teoricamente.

◆ Estimativa do Z_{eff} do Plasma

Uma estimativa do valor do Z_{eff} , carga iônica efetiva, para o plasma gerado pode ser feito usando a equação de resistividade de Spitzer, que é uma função da temperatura eletrônica, e que considera que o plasma é aquecido de forma ôhmica.

A resistividade de Spitzer é dada por:

$$\eta = 5,2 \times 10^{-3} \frac{Z_{\text{eff}} \cdot \ln \Lambda}{(T_e)^{3/2}} \Omega \text{ cm}, \quad (2.20)$$

onde $\ln \Lambda$ é o logaritmo de Coulomb, próximo de 10 para o nosso caso, e a temperatura eletrônica, T_e é dada em eV.

Assumindo que para o plasma pode-se escrever:

$$V_L = R_P \cdot I_P, \quad (2.21)$$

onde V_L é o valor da voltagem de enlace, R_P é a resistência média do plasma, e I_P é o valor da corrente de plasma, podemos escrever:

$$\eta \frac{l}{A} = R_P = \frac{V_L}{I_P}, \quad (2.22)$$

onde l é o comprimento da coluna de plasma, e A é a área transversal do plasma.

Das eqs. (2.20) e (2.22), para um valor de Z_{eff} constante, podemos escrever:

$$T_e = C_{Sp} \left(\frac{I_P}{V_L} \right)^{2/3}, \quad (2.23)$$

onde C_{Sp} é uma constante que depende das características da máquina, e que chamaremos de constante de Spitzer.

Assim, para uma dada descarga de plasma, tendo-se os valores de corrente de plasma, voltagem de enlace, e valores experimentais da temperatura eletrônica, podemos calcular o valor da constante de Spitzer e, então, estimar o valor do Z_{eff} . No Capítulo 6, utilizaremos os valores medidos de temperatura eletrônica, voltagem de enlace e corrente de plasma para obter uma estimativa da carga iônica efetiva do plasma.

Capítulo 3

TEORIA DO ESPALHAMENTO DE LUZ

Nos trabalhos da tese, o espalhamento Thomson foi utilizado para a medida da temperatura eletrônica do plasma, enquanto que o espalhamento Rayleigh foi utilizado para fazer a calibração ótica no espalhamento Thomson, permitindo também a medida da densidade eletrônica. Neste capítulo, serão mostradas em certo detalhe as teorias dos espalhamentos Thomson e Rayleigh. Informações adicionais também podem ser encontrados em [Shef75].

Inicialmente, serão mostradas as equações básicas para o espalhamento Thomson devido a uma única carga carregada. Em seguida, serão desenvolvidas as equações de espalhamento Thomson para as várias partículas que compõem o plasma. Depois, serão descritas as equações para o espalhamento Rayleigh, onde será mostrada a constante de calibração ótica comum aos espalhamentos Thomson e Rayleigh. Finalmente, serão mostradas estimativas da influência da luz do plasma no experimento, e da razão entre as potências espalhada e incidente no espalhamento Thomson.

3.1 - Espalhamento Thomson

Para facilitar o entendimento, inicialmente, trataremos do espalhamento por uma única partícula carregada. Depois, serão desenvolvidas as equações de espalhamento para as várias partículas contidas no volume espalhador do plasma.

Quando uma partícula carregada com velocidade não relativística é atingida por uma onda eletromagnética \vec{E}_{i0} , ela é acelerada, emitindo radiação espalhada \vec{E}_s , Fig. 3.1.

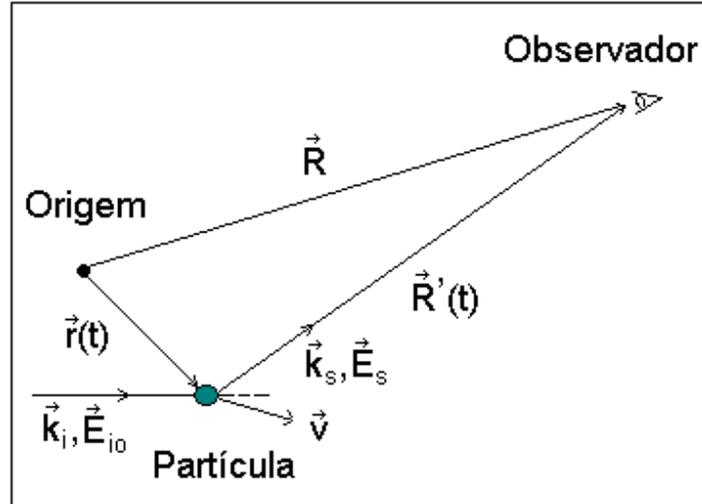


Fig. 3.1: Esquema básico de espalhamento para uma partícula carregada.

Devido a velocidade finita da luz, esta radiação, medida no tempo t , na posição do observador R , foi gerada no tempo retardado t' , e é descrita por [Jack83] :

$$\vec{E}_s(\vec{R}', t') = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \cdot c \cdot R} [\hat{s} \times (\hat{s} \times \dot{\vec{\beta}})]_{\text{ret}} \quad (3.2.1)$$

$$\vec{B}_s(\vec{R}', t') = \hat{s} \times \vec{E}_s(\vec{R}', t')$$

onde : v , q e r são velocidade, carga e posição da partícula, respectivamente, c é a velocidade da luz, ϵ_0 é a permissividade elétrica,

$$\beta = \frac{v(t')}{c}, \quad (3.2.2)$$

$$t' = t - \frac{R'}{c} \cong t - \frac{R}{c} + \frac{\hat{s} \cdot \vec{r}}{c} .$$

Para uma partícula com baixa velocidade, $v / c \ll 1$, pode-se desprezar a contribuição da força de Lorentz devido ao campo magnético incidente, \vec{B}_{i0} , e a equação de movimento é então dada por :

$$m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt'} = q \cdot \vec{E}_{io} \cdot \cos[\vec{k}_i \cdot \vec{r}(t') - \omega_i \cdot t'] \quad (3.2.3)$$

onde : $\frac{d\vec{v}}{dt'}$: é a aceleração da carga

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

$$\vec{r}(t') = \vec{r}(0) + \vec{v} \cdot t'$$

Ou ainda, substituindo a equação (3.2.3) na equação (3.2.1) temos

$$\vec{E}_s(\vec{R}, t) = \frac{q^2 \cdot E_{io}}{4\pi\epsilon_o \cdot c^2 \cdot m \cdot R} \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{i0})] \cdot \cos[k_s \cdot R - \omega_s \cdot t - (\vec{k}_s - \vec{k}_i) \cdot \vec{r}(0)], \quad (3.2.4)$$

com \hat{E}_{i0} , na direção de \vec{E}_{io} .

Por sua vez, a potência espalhada por unidade de ângulo sólido em função do módulo do campo elétrico é dada por [Jack83]:

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = R^2 \cdot \epsilon_o \cdot c \cdot E_s^2 \quad (3.2.5)$$

Com (3.2.4) em (3.2.5) e como o valor médio do termo oscilatório é 1/2, encontramos :

$$\frac{d\overline{P}_s(R)}{d\Omega} = \frac{\epsilon_o \cdot c \cdot E_{io}^2 \cdot r_q^2}{2} \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{i0})]^2 \quad (3.2.6)$$

onde $r_q = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_o \cdot m \cdot c^2}$ é o raio clássico do elétron, para $q = e$, $m = m_e$.

Vemos, então, que a maior contribuição será devido aos elétrons, já que a potência espalhada pelos íons, devido a dependência da massa, pode ser negligenciada.

O termo entre colchetes de (3.2.6) se reduz a, $[\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{i0})]^2 = 1 - \sin^2(\theta) \cdot \cos^2(\phi_0)$, com \hat{e}_i , θ e ϕ_0 , de acordo com a Fig. 3.2, onde θ é o ângulo formado entre as direções dos feixe incidente e espalhado, plano XZ, e ϕ_0 é o ângulo formado entre este plano e a direção do campo elétrico

incidente, que está no plano YZ. Nos experimentos, ambos os ângulos eram de 90° , resultando em um valor máximo de espalhamento.

Neste ponto é interessante notar que $(\hat{s} \times \hat{E}_{i0})$ é um versor perpendicular ao plano formado por \hat{s} e \hat{E}_{i0} . Assim, o versor $[\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{i0})]$ está no plano de \hat{E}_{i0} . Ou seja, \vec{E}_s está no plano de \vec{E}_{i0} .

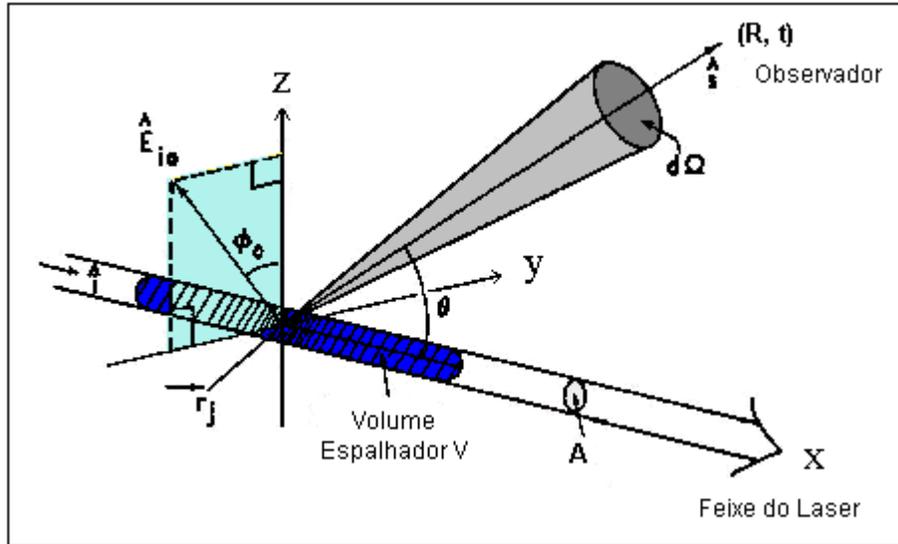


Fig. 3.2 : Esquema de espalhamento para uma onda incidente polarizada.

Podemos reescrever a potência espalhada por unidade de ângulo sólido, para uma única carga, também como:

$$\frac{d\bar{P}(R)}{d\Omega} = \frac{P_i}{A} \cdot \frac{d\sigma_T}{d\Omega}, \quad (3.2.7)$$

sendo $P_i = \left(\frac{\epsilon_0 \cdot c \cdot E_{i0}^2}{2} \right) \cdot A$ a potência do feixe incidente no volume espalhador,

A : secção transversal do feixe incidente,

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = r_e^2 \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{i0})]^2 = r_e^2 \cdot [1 - \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \phi_0] : \text{secção de choque}$$

diferencial Thomson.

No entanto, o espalhamento Thomson observado é o resultado da contribuição de todos os elétrons contidos no volume espalhador do plasma.

De forma semelhante ao espalhamento por uma única carga, eq. (3.2.5), a potência espalhada por unidade de ângulo sólido no ponto de observação será proporcional ao produto escalar do campo elétrico espalhado total, que neste caso é dado pela soma vetorial de todos os N campos elétricos espalhados por cada um dos elétrons:

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \epsilon_o \cdot c \cdot R^2 \cdot \left(\sum_{j=1}^N \vec{E}_{js} \cdot \sum_{l=1}^N \vec{E}_{ls} \right)$$

ou

(3.2.8)

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{\epsilon_o \cdot c \cdot R^2}{2} \cdot N \cdot E_s^2 + \epsilon_o \cdot c \cdot R^2 \cdot N \cdot (N-1) \cdot \left(\overline{\vec{E}_{js} \cdot \vec{E}_{ls}} \right)_{j \neq l},$$

onde j e l são os índices de soma dos somatórios, e s indica “espalhado”, e na equação inferior foram separados os termos nos quais $j=l$ e $j \neq l$, e N é o número total de elétrons contidos no volume espalhador. Repare a semelhança entre o primeiro termo do lado direito da igualdade e a eq. (3.2.5).

O espalhamento pode ser considerado como “coerente” ou “incoerente”, e para cada caso existe uma função de distribuição de velocidade eletrônica adequada. No que se segue, será evidenciado a diferença entre eles.

O espalhamento incoerente é representado pelo primeiro termo da eq. (3.2.8), representando o espalhamento obtido por N elétrons distribuídos aleatoriamente. Este espalhamento acontece quando o parâmetro de Salpeter é muito menor que um. Este parâmetro é definido como [Shef75]:

$$\alpha = \frac{1}{k_i \cdot \lambda_D} \approx \frac{\lambda_i}{4 \cdot \pi \cdot \lambda_D \cdot \text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right)},$$
(3.2.9)

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

ϵ : constante dielétrica

θ : ângulo de observação

K : constante de Boltzmann

T : temperatura em Kelvin

k_i : número de onda da radiação incidente

e, n : carga e densidade eletrônica, respectivamente

Assim, para $\alpha \ll 1$, a onda eletromagnética consegue distinguir as partículas numa escala de comprimento em que elas parecem estar livres uma das outras[Shef75].

Por outro lado, quando α é próximo ou maior que um, os efeitos de correlação devem ser levados em conta, devido ao efeito coletivo das partículas no plasma. Ou seja, o segundo termo do lado direito de (3.2.8), que representa o espalhamento coerente, só contribuirá quando a posição dos elétrons estiverem correlacionadas. Sendo esta correlação devido à interação dos elétrons com os íons e com outros elétrons, devido a força coulombiana entre eles.

Também podemos reescrever a equação (3.2.8) da seguinte forma [Shef75],

$$P_s(R)d\Omega = \varepsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot d\Omega \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \left| \vec{E}_s^T \right|^2 \quad (3.2.10)$$

onde o limite $T \rightarrow \infty$ corresponde a tempos maiores que o tempo de coerência das flutuações no plasma[Born65].

A potência espalhada em termos da frequência pode ser escrita através da definição do campo elétrico espalhado em termos da transformada de Fourier da equação (3.2.10), resultando em:

$$P_s(R, \omega_s) d\Omega d\omega_s = \varepsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot d\Omega \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi \cdot T} \int_{\omega_s - \frac{\Delta\omega_s}{2}}^{\omega_s + \frac{\Delta\omega_s}{2}} d\omega_s \cdot \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \cdot \vec{E}_s^T(t') \cdot e^{-i\omega_s t'} \right|^2 \quad (3.2.11)$$

O campo elétrico total (\vec{E}_s^T) pode ser obtido da equação (3.2.1), somando as contribuições de todo o volume espalhador :

$$\vec{E}_s^T(\vec{R}, t') = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 \cdot c^2 \cdot R} \int_{\text{volume}} d\vec{r} \int d\vec{v} F_e(\vec{r}, \vec{v}, t') \left[\hat{s} \times (\hat{s} \times \dot{\vec{\beta}}) \right]_{\text{ret}}, \quad (3.2.12)$$

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

que pode ser relacionada com a densidade em termos da transformada espacial e temporal de Fourier:

$$n_e(\vec{r}, t) = \int d\vec{v} \cdot F_e = \int \frac{d\vec{k}}{(2 \cdot \pi)^3} \int \frac{d\omega}{2 \cdot \pi} \cdot n_e(\vec{k}, \omega) \cdot e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} , \quad (3.2.13)$$

e como $\cos(a) = \frac{1}{2}(e^{-ia} + e^{ia})$, inserindo (3.2.13) em (3.2.12) e depois de agrupados os termos das exponenciais, a equação (3.2.11), fica :

$$P_s(R, \omega_s) d\Omega d\omega_s = \frac{\epsilon_o \cdot c \cdot d\Omega}{2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{d\omega_s}{\pi \cdot T} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dt \frac{e^2}{4\pi\epsilon_o m \cdot c^2} E_{i0} \cdot \left[\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{i0}) \right] \int_v d\vec{r} \int \frac{d\vec{k}}{(2 \cdot \pi)^3} \times \right. \\ \left. \int \frac{d\omega}{2 \cdot \pi} n_e(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i[t(\omega - (\omega_s - \omega_i)) - (\vec{k} - (\frac{\omega_s \hat{s}}{c} - \vec{k}_i)) \cdot \vec{r} - \frac{\omega_s R}{c}]} \cdot e^{i[(\omega - (\omega_s - \omega_i))t - (\vec{k} - (\frac{\omega_s \hat{s}}{c} + \vec{k}_i)) \cdot \vec{r} - \frac{\omega_s R}{c}]} \right|^2 \quad (3.2.14)$$

Que pode ser reescrita como:

$$P_s(R, \omega_s) d\Omega d\omega_s = \frac{P_i \cdot r_e^2 \cdot L}{2 \cdot \pi} \cdot d\Omega \cdot d\omega_s \cdot \left| \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{i0}) \right|^2 \cdot n_{e0} \cdot S(\vec{k}, \omega) , \quad (3.2.15)$$

onde $S(\vec{k}, \omega) = \lim_{T, V \rightarrow \infty} \frac{1}{T \cdot V} \left\langle \frac{|n_e(\vec{k}, \omega)|^2}{n_{e0}} \right\rangle$ é a função de densidade espectral que

fornece o deslocamento em frequência devido à velocidade dos elétrons, 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] :

$$S(k, \omega) = \frac{2 \cdot \pi}{k} \cdot \left| 1 - \frac{G_e}{\epsilon} \right|^2 \cdot f_{e0}(\omega/k) + \frac{2 \cdot \pi \cdot Z}{k} \cdot \left| \frac{G_e}{\epsilon} \right|^2 \cdot f_{oi}(\omega/k) \quad (3.2.16)$$

Onde f_{oe} e f_{oi} são funções de distribuição de velocidade normalizadas dos elétrons e dos íons respectivamente. Para funções de distribuição tipo maxwelliana, temos :

$$f_{eo} = \frac{e^{-(x_e)^2}}{\sqrt{\pi} \cdot a} \quad f_{io} = \frac{e^{-(x_i)^2}}{\sqrt{\pi} \cdot b} \quad (3.2.17)$$

onde:

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

e as expressões de G_e , G_i e ε na equação (3.2.16), são :

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

$$G_i = \alpha^2 \cdot \frac{Z \cdot T_e}{T_i} \cdot \left[1 - 2 \cdot x_i \cdot e^{-x_i^2} \cdot \int_0^{x_i} e^{p^2} dp - i \cdot \pi^{\frac{1}{2}} \cdot x_i \cdot e^{-x_i^2} \right] \quad (3.2.18)$$

$$\varepsilon = 1 + G_e + G_i$$

onde G_e e G_i são as contribuições eletrônicas e iônicas, respectivamente, ao valor da constante dielétrica do plasma.

Para $\alpha \ll 1$, como G_e e G_i são proporcionais a α^2 , a expressão (3.2.16) se reduz ao espalhamento incoerente :

$$S(\vec{k}, \omega) \Big|_{\alpha \rightarrow 0} \Rightarrow \frac{2 \cdot \pi}{k} \cdot f_{eo}(\omega/k) \quad (3.2.19)$$

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

O valor de α no caso do tokamak NOVA-UNICAMP, segundo a equação (3.2.9), onde utilizamos um laser de rubi com comprimento de onda igual a 6943 \AA , tendo uma temperatura eletrônica da ordem de 100 eV, uma densidade eletrônica da ordem de 10^{13} cm^{-3} e fazendo-se o espalhamento à 90° , é de

aproximadamente 0.003. Dessa forma, o espalhamento predominante no nosso caso é o espalhamento incoerente, devido à distribuição aleatória dos elétrons no plasma[Shef75].

Para plasmas de alta temperatura, devido à alta velocidade dos elétrons, a contribuição da força de Lorentz devido ao campo magnético incidente, \vec{B}_{i0} , não pode ser desprezado e a equação de movimento (3.2.3), levando-se em conta o primeiro termo em $\vec{\beta}$, torna-se:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt'} = e \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \cdot [\vec{E}_i + \vec{\beta} \times \vec{B}_{i0}] \cdot \cos[\vec{k}_i \bullet \vec{r}(t') - w_i \cdot t']$$

ou ainda, (3.2.20)

$$\dot{\vec{\beta}} = \frac{1}{c} \frac{d\vec{v}}{dt'} = \frac{e}{mc} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \cdot [\vec{E}_i + \vec{\beta} \times \vec{B}_{i0}] \cdot \cos[\vec{k}_i \bullet \vec{r}(t') - w_i \cdot t']$$

Utilizando este termo na equação (3.2.1), vemos que o termo adicional em (3.2.20) contribui para uma radiação espalhada em um plano diferente do plano de polarização da onda incidente.

Para visualizar essa contribuição do \vec{B}_{i0} consideremos uma onda incidente plano polarizada no plano P_1 e um polarizador \hat{O} selecionando a polarização do campo espalhado. O plano do polarizador, P_2 , é colocado perpendicularmente ao vetor \vec{K}_s fazendo um ângulo χ com a linha de interseção do plano de espalhamento que engloba \vec{K}_i e \vec{K}_s .

O plano de espalhamento, P_3 , faz um ângulo φ_0 com o campo elétrico incidente, mostrado na Fig. 3.3.

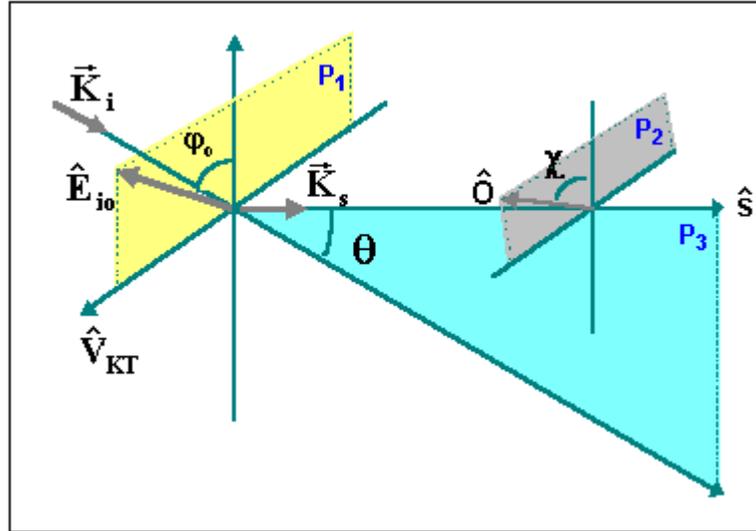


Fig. 3.3: Geometria de espalhamento quando a velocidade da partícula é considerada relativística.

Note que nesta figura, \hat{V}_{KT} é a componente da velocidade da partícula perpendicular ao plano de espalhamento.

Finalmente, 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 uma nova função de densidade espectral levando em conta \bar{B}_{i_0} [Shef75],

$$Q(\vec{k}, \omega) = \left(1 + \frac{2 \cdot \omega}{\omega_i}\right) (\hat{e}_i \cdot \hat{O})^2 \cdot S(\vec{k}, \omega) \quad (3.2.21)$$

Para comparação com os resultados experimentais, é mais conveniente trabalharmos em termos do comprimento de onda. Assim, com $S(\vec{k}, \omega)$ em (3.2.15) substituído por $Q(\vec{k}, \omega)$ em (3.2.21) e fazendo as devidas mudanças de variáveis [Shef75],

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

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

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

$$\frac{1}{k} \cong \frac{\lambda_i}{4 \cdot \pi \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{2 \cdot \lambda_i}\right); \quad (3.2.22)$$

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

a potência espalhada por unidade de ângulo sólido no intervalo de comprimento de onda $\lambda_s \rightarrow \lambda_s + d\lambda_s$ torna-se [Bern96-2]:

$$\frac{d^2P(R, \lambda_s)}{d\lambda_s d\Omega} = \frac{P_i \cdot r_e^2 \cdot c \cdot n_e \cdot l}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_s - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i}\right). \quad (3.2.23)$$

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

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

O primeiro termo entre as chaves da equação acima 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. Repare que os termos a e b em (3.2.23) estão

relacionados com características, respectivamente, dos elétrons e dos íons na equação (3.2.17).

Agora, 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.

Desta forma a intensidade do sinal na saída do espectrômetro em função do comprimento de onda pode ser calculada [Bern96-2] :

$$I_s(\lambda_m) = \frac{1}{B_e} \int_{\lambda_m - \frac{B_e}{2}}^{\lambda_m + \frac{B_e}{2}} I_e(\lambda') d\lambda' , \quad (3.2.24)$$

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 :

$$S(\lambda_m) = \frac{C}{B_e} \int_{\lambda_m - \frac{B_s}{2}}^{\lambda_m + \frac{B_s}{2}} \int_{\lambda_m - \frac{B_e}{2}}^{\lambda_m + \frac{B_e}{2}} I_e(\lambda') d\lambda' d\lambda , \quad (3.2.25)$$

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

Considerando que $I_s(\lambda)$ seja constante na região $\lambda_m - \frac{B_s}{2} < \lambda_m < \lambda_m + \frac{B_s}{2}$, a equação (3.2.25) se reduz :

$$S(\lambda) = C \cdot I_s(\lambda) \cdot B_s , \quad (3.2.26)$$

onde:

I_S : Intensidade do sinal na saída do espectrômetro

B_S : Largura da fenda de saída do espectrômetro

$C = \eta \cdot G \cdot \tau_r$: constante ótica

Como nas medidas para a determinação do perfil Thomson, é evitada a região central do espectro devido a forte influência do "stray-light", o sinal medido por um detetor colocado na N-ésima faixa do comprimento de onda a ser medido, com comprimento de onda médio λ_N , é dado por (3.2.26), onde a intensidade I é dada por (3.2.23), desprezando a perturbação da distribuição devido a presença dos íons, resultando em:

$$S_N(\lambda_N) = R_N \cdot B_S \cdot \frac{P_i \cdot r_e^2 \cdot c \cdot n_e \cdot L_s \cdot \Omega \cdot \eta \cdot G \cdot \tau_r}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i} \right) \cdot \frac{1}{a} \cdot \left| 1 - \frac{G_e}{\epsilon} \right|^2 \cdot \exp \left(- \left(\frac{c^2 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)^2}{4 \cdot a^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_N - \lambda_i)}{\lambda_i} \right)} \right) \right) \quad (3.2.27)$$

onde:

G_e : Parte eletrônica da função dielétrica longitudinal

$\lambda_N = \lambda_i + \Delta\lambda$: Comprimento de onda observado

$\lambda_i = \lambda_R = 6943 \text{ \AA}$: Comprimento de onda incidente

S_N : Sinal medido na N-ésima faixa de comprimento de onda

R_N : Calibração para a N-ésima faixa de comprimento de onda

k : Constante de Boltzman

T_e : Temperatura eletrônica, m_e : Massa do elétron

θ : Ângulo de observação

c : Velocidade da luz

n_e : Densidade eletrônica

r_e : Raio clássico do elétron

$$a = \left(\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} : \text{Velocidade térmica do elétron}$$

3.2 - O Espalhamento Rayleigh

O espalhamento Rayleigh, Fig.3.4, diferentemente do espalhamento por cargas livres, tem sua origem no espalhamento por cargas ligadas, como ocorre com os elétrons na molécula de nitrogênio.

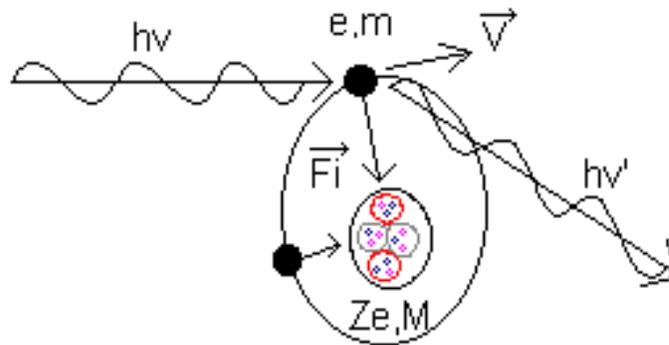


Fig.3.4 : Esquema simplificado do espalhamento Rayleigh, onde h é a constante de Planck, ν e ν' são, respectivamente, as frequências incidente e espalhada, \vec{F}_i a força interna, M a massa do núcleo da molécula e Ze a carga total do núcleo.

De forma semelhante à equação para o sinal de espalhamento Thomson, o sinal Rayleigh integrado no ângulo sólido de observação Ω , é dado por[Jack83]:

$$S_{\text{Ray}} = P_i \cdot \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right)_{\Omega} \cdot n_R \cdot L_s \cdot \Omega \cdot \eta \cdot G \cdot \tau_r \quad (3.3.1)$$

onde:

- S_{Ray} : Sinal Rayleigh
 P_i : Potência incidente
 n_R : Densidade de moléculas do gás
 L_S : Comprimento da região espalhadora
 Ω : Ângulo sólido de observação
 η : Eficiência quântica da fotomultiplicadora
 G : Ganho da fotomultiplicadora
 τ_r : Transmissão do espectrômetro
 $\frac{d\sigma_R}{d\Omega}$: Seção de choque diferencial Rayleigh

De todas as grandezas envolvidas no cálculo do sinal espalhado, a seção de choque diferencial Rayleigh é bem maior já que, neste caso, o elétron está ligado à molécula, diferentemente do espalhamento Thomson, onde ele era considerado livre.

Dessa forma, para frequências muito pequenas comparadas com a frequência de ligação ($w \ll w_0$), temos:

$$\frac{d\sigma(w, \vec{\varepsilon}')}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \cdot m \cdot c^2} \right)^2 \cdot \left(\frac{w}{w_0} \right)^4, \quad (3.3.16)$$

que é a fórmula básica, que necessitamos, para a seção de choque de espalhamento Rayleigh.

Observe que na equação (3.3.16) o primeiro fator é justamente a seção de choque de espalhamento Thomson para a partícula livre, equação (3.2.6).

Portanto a seção de choque diferencial de Espalhamento Rayleigh é igual a seção de choque diferencial de Espalhamento Thomson, multiplicado por um fator

$$\left(\frac{W}{W_0}\right)^4.$$

Podemos, da equação (3.3.1), escrever:

$$C = L_s \cdot \Omega \cdot \eta \cdot G \cdot \tau_r = \frac{S_{\text{Ray}}}{P_i \cdot n_R \cdot \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega}\right)_\Omega} \quad (3.3.17)$$

Da equação (3.2.27), vemos que este mesmo produto de fatores, que depende basicamente da ótica de coleção, aparece na fórmula para o sinal Thomson espalhado, permitindo, dessa forma, a sua substituição.

Assim, substituindo (3.3.17) em (3.2.27), obtemos finalmente :

$$S_N(\lambda_N) = N \cdot R_N \cdot B_s \cdot \frac{c \cdot n_e}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \frac{S_{\text{Ray}}}{n_R} \cdot \frac{d\sigma_T/d\Omega}{d\sigma_R/d\Omega} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i}\right) \cdot \frac{1}{a} \cdot \left|1 - \frac{G_e}{\varepsilon}\right|^2 \cdot \exp\left[-\left(\frac{c^2 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)^2}{4 \cdot a^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_N - \lambda_i)}{\lambda_i}\right)}\right)\right] \quad (3.3.18)$$

onde:

$\frac{d\sigma_T}{d\Omega}$ e $\frac{d\sigma_R}{d\Omega}$ são as seções de choque diferencial Thomson e Rayleigh, respectivamente, e N é a constante de normalização entre as potências incidentes Rayleigh e Thomson.

Dessa forma, quando da realização do espalhamento Thomson, não mais nos preocuparemos com as características óticas do sistema, tais como: ganho e eficiência quântica da fotomultiplicadora, ângulo sólido de observação e transmissão do espectrômetro.

A razão $S_{\text{Ray}}/n_{\text{R}}$ é obtida da curva de calibração, calculada experimentalmente.

Já a razão entre as seções de choque de espalhamento Thomson e Rayleigh é tabelada para alguns gases, como pode ser visto na Tabela 3.1.

Desta forma, vemos que o cálculo do sinal Thomson dependerá tão somente de fatores já bem determinados, facilitando sobremaneira os trabalhos.

Gás	$\sigma_{\text{T}}/\sigma_{\text{R}}$
Ar	427
N₂	380
H₂	1769
CH₄	177
O₂	462
Xe	70
O₂	462

Tabela 3.1: Razão entre as seções de choque Thomson e Rayleigh

Por isso, utilizamos o espalhamento Rayleigh na calibração ótica para a medida de densidade no espalhamento Thomson, utilizando a mesma ótica, mudando-se somente o núcleo espalhador: nitrogênio no espalhamento Rayleigh e plasma no espalhamento Thomson.

Através da equação (3.3.18), podemos notar que a densidade aparece na amplitude do sinal, enquanto que a temperatura, relacionada com o parâmetro a , ver equação (3.2.27), aparece tanto na amplitude quanto na parte exponencial.

Dessa forma, fazendo o ajuste correspondente ao sinal experimental Thomson, somos capazes de calcular a densidade e a temperatura eletrônicas do plasma. Por outro lado, quando se está interessado somente na medida da temperatura, não é preciso se preocupar com a intensidade do sinal, mas somente com a sua largura, não sendo preciso executar o espalhamento Rayleigh.

3.3 – Considerações sobre a Radiação Contínua do Plasma e entre as Potências Incidente e Espalhada

Podemos calcular teoricamente a razão entre as potências devido ao espalhamento Thomson (P_{TS}), e devido ao “Bremstrahlung” (P_B), para termos uma primeira idéia sobre a influência delas no sinal total.

Para a radiação de “Bremstrahlung” a emissividade, definida como a potência por unidade de volume, por unidade de ângulo sólido e por frequência, é dada por[Grie70]:

$$\varepsilon_B = 2,31 \times 10^{-47} \left(\frac{n_e n_i Z^2}{\sqrt{1,16 \times 10^4 T_e}} \right) [26,41 + \ln(1,16 \times 10^4 T_e / w)],$$

$$[W / sr . cm^3 . (rad / s)] \quad (3.4.1)$$

onde n_e e n_i são, respectivamente, a densidade eletrônica e iônica, Z é a carga efetiva iônica, T_e , é a temperatura eletrônica em eV, e w a frequência.

Pode ser mostrado que o volume efetivo para a radiação contínua emitida no mesmo ângulo sólido de observação do espalhamento Thomson é dado por[Grie70]:

$$V_{\text{eff}} = D . L . d, \quad (3.4.2)$$

onde d é o diâmetro de focalização do laser de rubi no plasma, D é o diâmetro do plasma e L é o comprimento espalhador definido pela ótica de coleção.

Dessa forma, a potência espalhada por unidade de ângulo sólido e por unidade de frequência, para a radiação contínua, torna-se:

$$\frac{P_B}{d\Omega dw} = \varepsilon_B \cdot V_{\text{eff}} = \varepsilon_B \cdot D \cdot L \cdot d \quad (3.4.3)$$

Já para a potência devido ao espalhamento Thomson, podemos utilizar a eq. (3.2.27). Para simplificar os cálculos, estaremos calculando para um comprimento de onda espalhado igual ao comprimento de onda incidente, ou seja, no comprimento de onda do rubi.

Na eq. (3.2.27), já levamos em conta a constante ótica envolvida, sensibilidade da fotomultiplicadora em relação ao comprimento de onda, transmissão do espectrômetro e eficiência quântica da fotomultiplicadora. O mesmo vale para a radiação contínua. Assim, esquecendo destas no momento, já que só estamos interessados na potência espalhada que chega ao espectrômetro, obtemos:

$$\frac{P_{TS}}{d\Omega d\lambda} = \frac{P_i \cdot r_o^2 \cdot n_e \cdot L}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \frac{c}{a} ,$$

ou ainda,

(3.4.4)

$$\frac{P_{TS}}{d\Omega dw} = \frac{P_i \cdot r_o^2 \cdot \lambda_i \cdot n_e \cdot L}{2 \cdot 2\pi \cdot \sqrt{\pi} \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \frac{1}{a}$$

Então, dividindo a eq. (3.4.4) pela eq. (3.4.3), e simplificando os cálculos, obtemos:

$$\frac{P_{TS}}{P_B} = \frac{2,71 \times 10^{20} P_i \cdot \lambda_i}{n_e \cdot d \cdot D \cdot \text{sin}(\theta/2) \cdot [26,41 + \ln(1,16 \times 10^4 T_e / w)]} , \quad (3.4.5)$$

onde foi assumido $Z=1$, plasma de Hidrogênio, $n_e = n_i$, n_e (cm^{-3}), d (cm) e D (cm) e P_i (MW) e T_e em eV, e w em (rad / s).

Para a nossa máquina, n_e é da ordem $1.0 \times 10^{13} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$, T_e é da ordem 50 eV, e D da ordem de 12,0 cm.

Como utilizamos um laser de energia 3J e, como pode ser observado na Fig. 5.2, do Capítulo 5, a largura a meia altura no pulso do laser é da ordem de 40 ns, temos que P_i é da ordem de 75MW.

Assim, para $\lambda_i = 6943 \times 10^{-8} \text{ cm}$, $d \sim 0.1 \text{ cm}$, e para espalhamento a 90 graus, obtemos:

$$\frac{P_{TS}}{P_B} \approx 4,02 \times 10^4 \quad . \quad (3.4.6)$$

Portanto, notamos que, para os parâmetros do nosso plasma, a influência da radiação contínua não deve atrapalhar os resultados de forma significativa.

O espalhamento Thomson é conhecido como de difícil execução devido ao sinal espalhado ser muito pequeno. Da equação (3.2.27), vemos que o sinal de espalhamento Thomson é diretamente proporcional a potência incidente, e que está normalizado em relação à potência incidente Rayleigh, através da constante N na equação (3.3.18).

A razão entre a potência espalhada e a potência incidente para o Espalhamento Thomson pode ser calculada através da seguinte equação [Shef75]:

$$\frac{P_s}{P_i} = 7,95 \times 10^{-26} \cdot n_e \cdot L \cdot d\Omega \quad (3.4.7)$$

No caso do tokamak NOVA-UNICAMP, esta razão, para uma densidade eletrônica, n_e , da ordem de 10^{13} cm^{-3} , tendo um comprimento da região espalhadora, L, de aproximadamente 2,0 cm, um ângulo sólido de observação de aproximadamente 0,01 sr, e fazendo-se o espalhamento à 90° , é da ordem de 10^{-14} . Ou seja, devemos ter uma potência incidente muito grande para que possamos captar o sinal de espalhamento Thomson. Devido a isso também, o

sinal espalhado é quase que da ordem dos ruídos inerentes à própria medida do sinal em si, dificultando muito as medidas.

Uma maneira de se obter um sinal espalhado maior é através do aumento da potência incidente, que pode ser feita através do uso de um sistema de laser mais potente, ou através de sistemas de multipassagem que permitam um melhor aproveitamento do sistema de laser disponível. A primeira destas opções é, na maioria das vezes, inviável financeiramente. Eis, então, o porque do desenvolvimento de sistemas de multipassagem , que serão descritos no capítulo seguinte.

Capítulo 4

TÉCNICAS DE MULTIPASSAGEM

O sistema de multipassagem[Kant95, Bern96-2, Mont99] permite a passagem de idas e vindas do feixe do laser numa determinada região através da reflexão entre dois espelhos esféricos. Em cada passagem o feixe é focalizado no centro da região, aumentando desta forma a quantidade de fótons por unidade de volume, ou seja, a potência incide em um intervalo de tempo menor que a resposta do detector.

Neste trabalho, foi instalado entre duas janelas, superior e inferior, do vaso do tokamak o sistema de multipassagem, utilizando dois Espelhos Côncavos Concêntricos, ECC, como pode ser visto esquematicamente na Fig. 4.1.

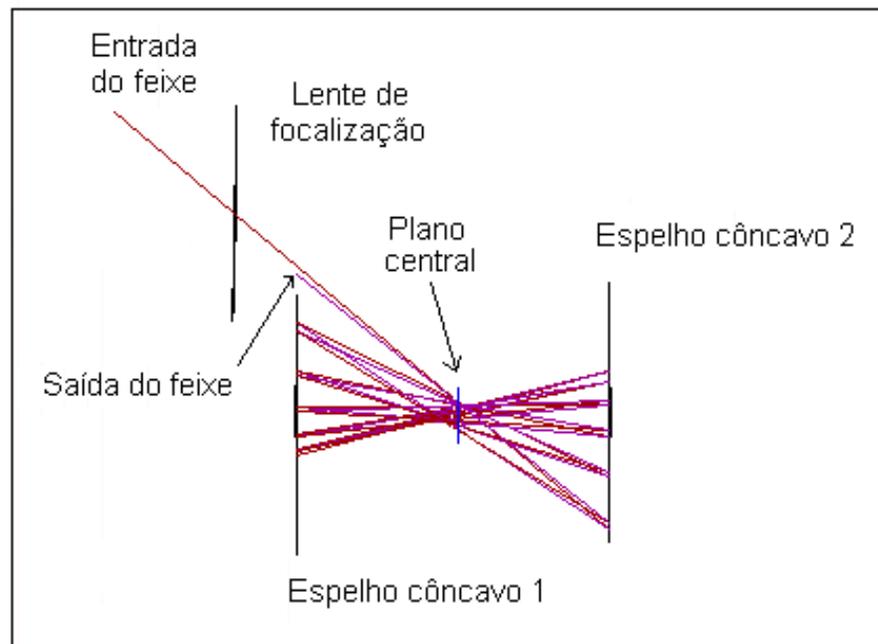


Fig. 4.1: Sistema de Espelhos Côncavos Concêntricos e lente de focalização do feixe do laser de rubi.

O Sistema ECC é composto de dois espelhos côncavos levemente descentralizados na posição vertical, de modo que possa permitir a entrada do primeiro feixe incidente. Cada espelho apresenta uma distância focal de 12,5 cm e um diâmetro de 6,0 cm, e a lente para a focalização do feixe do laser de rubi tem um diâmetro de 4,5 cm e uma distância focal de 37,0 cm.

Na Fig. 4.2, vemos que neste sistema o eixo central sempre passa pelo centro do Espelho Côncavo 2, linha pontilhada horizontal denotada à direita.

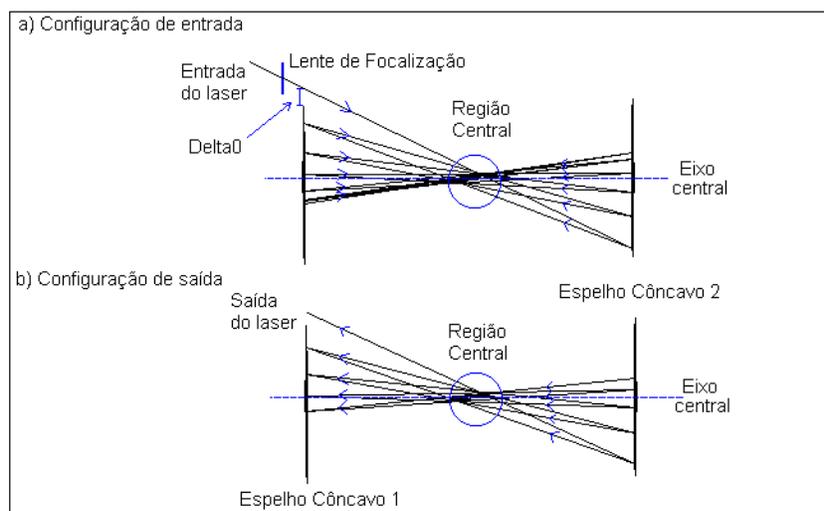


Fig. 4.2: Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, mostrando: a) Configuração de entrada; b) Configuração de saída.

Pode ser visto na Fig. 4.2 que este sistema apresenta uma configuração de entrada e uma de saída e que, além disso, praticamente não existe diferença entre elas no que diz respeito ao número de passagens, sendo, portanto, o número total de passagens o dobro daquele conseguido na configuração de entrada.

Repare que na configuração de entrada os feixes se deslocam inicialmente das extremidades dos espelhos em direção ao centro da cavidade, ocorrendo o contrário na configuração de saída.

Um parâmetro muito importante para este sistema é a distância entre a entrada do feixe e a extremidade superior do Espelho Côncavo 1, definido como distância $\Delta 0$.

Utilizando um programa ótico de simulação[Kant95] foi feita a variação do parâmetro Δ_0 , que consistiu na mudança da posição do Espelho Côncavo 1 em relação ao feixe de entrada, mostrado na Fig. 4.2, mantendo os demais parâmetros fixos, com o objetivo de estudar como varia o número de passagens. O resultado pode ser visto na Fig. 4.3:

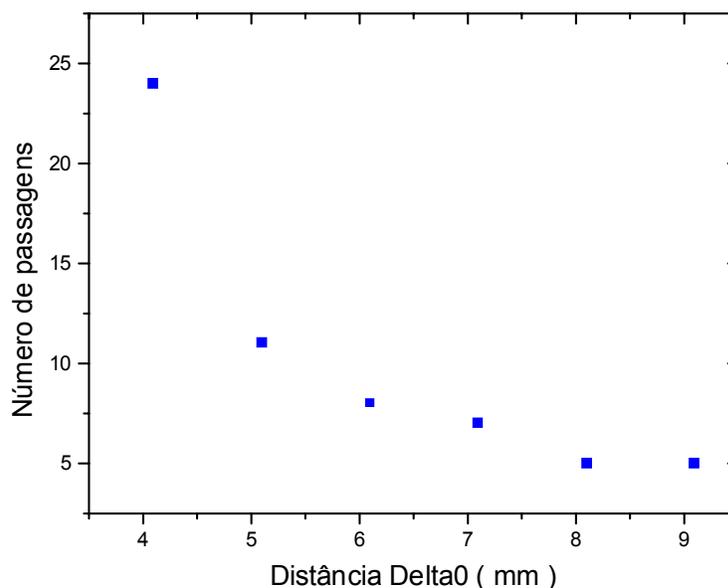


Fig. 4.3: Variação do número de passagens em função da distância Δ_0

Da Fig. 4.3, vemos que o número total de passagens, que inicialmente era de 24, cai rapidamente com o aumento da distância Δ_0 , que inicialmente era de aproximadamente 4 mm.

4.1 – Estudo da Estabilidade do Sistema de Multipassagem

Inerentemente à própria configuração ótica do conjunto é comum surgir um problema de pequeno deslocamento do ponto focal no sistema de multipassagem.

Apesar de pequeno, devido ao elevado número de passagens utilizado, 10, foi suficiente para fazer com que o foco se deslocasse para próximo das janelas, fazendo com que ocorresse a formação de pequenos pontos de ruptura superficiais nos vidros das flanges.

O problema foi corrigido variando-se ligeiramente a distância entre os espelhos esféricos que inicialmente era de aproximadamente 50 cm, duas vezes o raio de curvatura dos espelhos. Para tanto, um estudo teórico foi feito (vide Apêndice B) com o objetivo de entender melhor o assunto e verificar qual deveria ser o deslocamento longitudinal, Δ , a ser utilizado, e obtivemos, de acordo com a eq. (B.15), do Apêndice B:

$$\Delta = 2R_c \left(\frac{w_0}{w} \right)^2, \quad (4.1)$$

onde R_c é o raio de curvatura dos espelhos, w_0 é a metade do diâmetro do feixe na posição da cintura focal, e w é a metade do diâmetro do feixe na posição dos espelhos.

Como o laser de rubi apresenta uma divergência de aproximadamente 2,5 mRad, fornecida pelo fabricante, e a distância focal da lente de focalização é de 37,0 cm, o valor obtido para o diâmetro do feixe do laser na região central, eq. (4.2),

$$2w_0 \approx \alpha \cdot F, \quad (4.2)$$

é de aproximadamente 0,93 mm. Já o valor para o diâmetro do feixe do laser na posição dos espelhos foi medido experimentalmente, e é igual a aproximadamente 7,0 mm.

Como os espelhos utilizados tem um raio de curvatura de 25,0 cm, e substituindo os valores das grandezas na eq. (4.1), obtivemos um deslocamento longitudinal de aproximadamente $\Delta = 8,7$ mm.

Este valor é próximo do valor experimental, $\Delta_{Exp} = 6,6 \pm 0,7$ mm.

Capítulo 5

APARATO EXPERIMENTAL

O esquema básico de todo o arranjo experimental necessário à realização das medidas pode ser dividido em cinco partes: 1) conjunto laser, 2) sistema ótico de multipassagem, 3) sistema de coleta de luz e espectrômetro, 4) detectores e amplificadores, e 5) aquisição de dados, como pode ser visto na Fig. 5.1.

Na Fig. 5.1, o feixe do laser de rubi na forma de pulso gigante, utilizando “Q-switch”, é focalizado no centro do plasma via lente de focalização, e é utilizado um fotodiodo para monitoração da variação da energia do laser de rubi durante os trabalhos. E como o laser é pulsado, utilizamos um laser de He-Ne contínuo para o alinhamento da lente de focalização e do sistema de multipassagem.

O sistema de multipassagem de Espelhos Côncavos Concêntricos (ECC) está instalado em torno de duas janelas, superior e inferior, do vaso do tokamak, e nas condições geométricas impostas pelos acessos, obtivemos como número total de 10 passagens em uma tomada de dados.

Todo o arranjo para a coleta dos sinais espalhados, que compreende as lentes coletora e de casamento, juntamente com o espectrômetro SPEX, foi montado, de forma a permitir maior captura de luz espalhada e eliminar a luz espúria proveniente tanto da região interna como externa do vaso do tokamak.

Já os detectores simples RCA 7265 e multicanal XP 1752 que foram utilizados podem ser vistos acoplados ao espectrômetro. As saídas do detector multicanal estão ligadas aos amplificadores de realimentação de corrente que, além de proporcionarem ganho, também funcionam com dispositivo casador de impedância entre a saída do detector (alta impedância) e a entrada dos módulos ADC LeCroy 2249A (baixa impedância).

Também é mostrado na figura o esquema do sistema de aquisição de dados CAMAC, e módulos LeCroy 2249A utilizados no espalhamento Thomson, juntamente com osciloscópios, e computador para a aquisição dos dados.

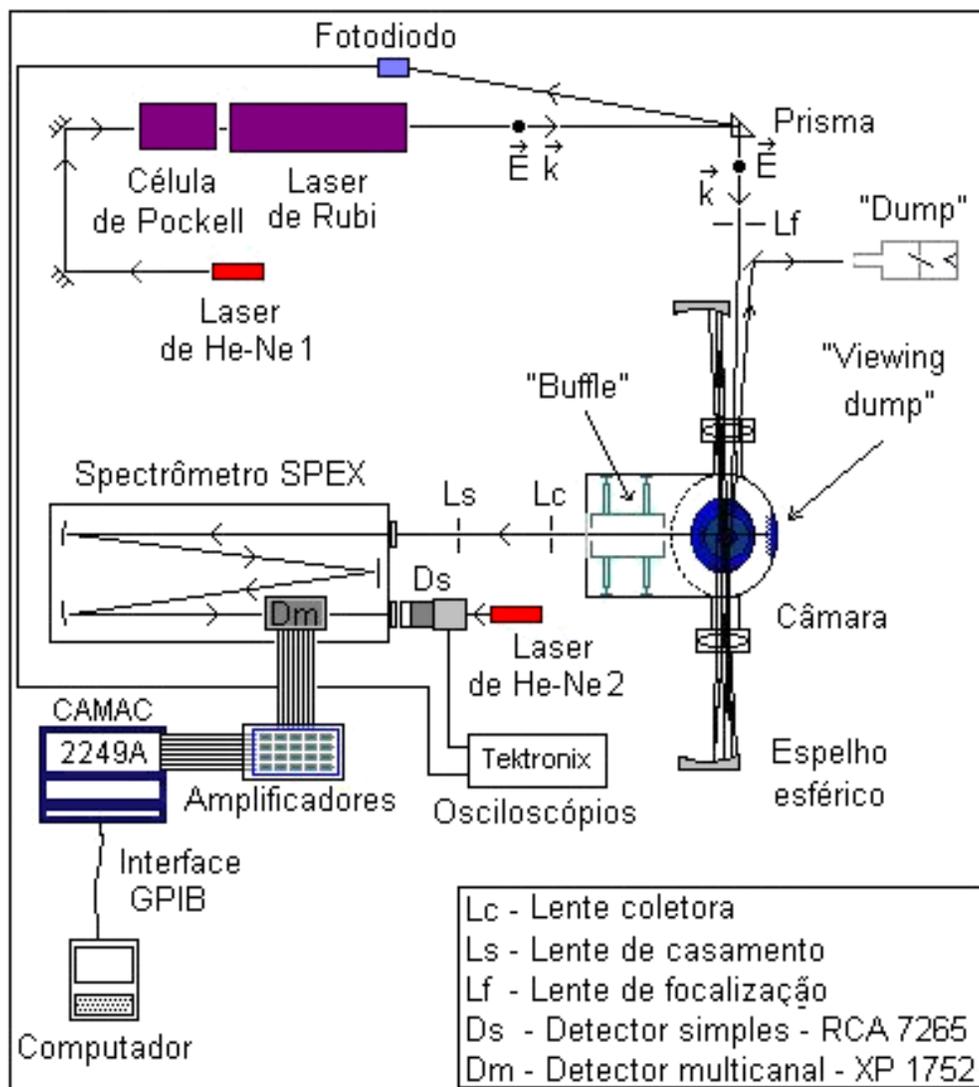


Fig. 5.1: Montagem feita para a execução dos espalhamentos Thomson e Rayleigh.

Notamos que o conjunto laser e a ótica coletora, juntamente com o espectrômetro, não estão no mesmo plano, como parece indicar a Fig. 5.1, mas sim, em planos perpendiculares.

No que se segue serão descritos de forma resumida as características principais de cada um dos componentes do arranjo experimental.

5.1 – Conjunto Laser

Iniciando pelo conjunto laser visto na Fig. 5.1, temos que devido a pequena seção de choque de espalhamento, a potência incidente no espalhamento Thomson deve ser alta. Além disso, é preciso que a frequência característica do laser a ser utilizada não entre em ressonância com as frequências dos elétrons e íons do plasma.

O laser de rubi é o laser geralmente utilizado para o Espalhamento Thomson porque satisfaz estas duas condições. Ele tem uma frequência maior que a frequência do plasma, permitindo a transmissão da radiação incidente, e também, apresenta alta potência.

Diferentemente do laser de He-Ne, utilizado no alinhamento dos sistemas e testes de bancada, o laser de rubi não é contínuo, mas sim pulsado, apresentando uma potência de saída da ordem de megawatts, e a uma largura do pulso a meia altura da ordem de 40 ns. Na Fig. 5.2, é mostrado um pulso típico do laser de rubi obtido com o fotodiodo (SGD - 040A).

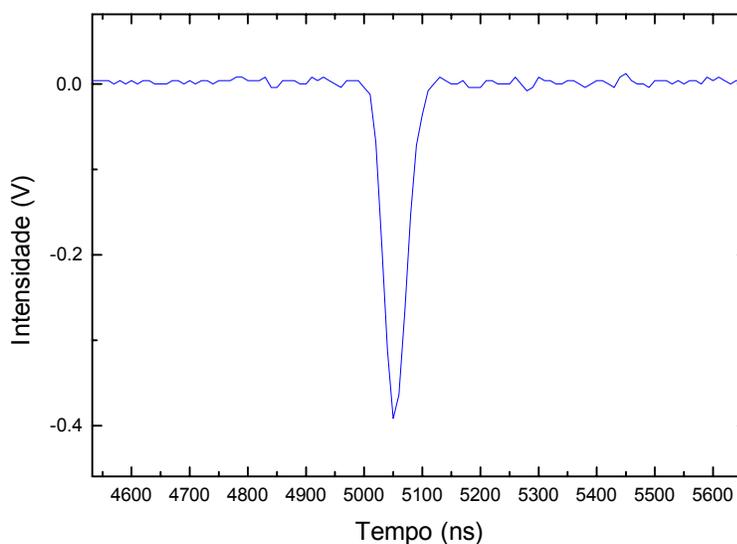


Fig. 5.2 : Pulso típico do laser de rubi

Portanto, é preciso que certos cuidados sejam tomados na operação do laser. Durante o alinhamento, que geralmente é feito com o laser de He-Ne, é preciso que as reflexões sejam localizadas para garantir que elas não estejam

atingindo algum equipamento ou mesmo passando por locais onde as pessoas transitam. Também, é aconselhável que se trabalhe sempre com as luzes do laboratório acesas, de forma a diminuir o contraste, no caso de uma reflexão, mesmo pequena, atingir a retina.

Na Fig. 5.3, pode ser visto o laser de rubi (nº 1), o laser de He-Ne 1 (nº 2), e a caixa do fotodiodo (nº 3).



Fig. 5.3: Foto mostrando o laser de rubi (nº 1), o laser de He-Ne 1 (nº 2), e a caixa do fotodiodo (nº 3).

A alta potência é conseguida através do acoplamento da célula de Pockel à cabeça do laser. A célula de Pockel é um sistema que controla o disparo do laser através da rotação da polarização da luz deste. Enquanto a inversão de população não for a desejada, a luz dentro do laser é barrada ao passar pelo polaróide dentro da célula de Pockel. Mas quando a inversão de população atinge o máximo, é

aplicada uma alta tensão no cristal da célula de Pockel fazendo com que ela gire a polarização da luz em 90° . Dessa forma, a luz passa pelo polaróide e o sistema dispara um pulso gigante, sendo a duração do pulso devida ao tempo de aplicação da tensão na célula de Pockel.

No que diz respeito ao laser em si, também certos cuidados devem ser levados em conta. É preciso que haja uma limpeza freqüente das superfícies óticas do laser, porque grãos de poeira absorvem grandes quantidades de energia podendo danificar as superfícies. Devido ao aquecimento, todo o sistema é refrigerado com água bidestilada que deve ser trocada periodicamente. Além disso, quando operado em potências da ordem de 10^7 a 10^8 W, podem aparecer bolhas internas na estrutura do rubi, que com o tempo podem provocar a quebra do bastão [Kunz68].

Utilizando o medidor de energia OPHIR NOVA (OPHIR OPTRONICS) foi feita a medida da variação da energia do pulso laser em função da tensão aplicada à lâmpada helicoidal (“flash lamp”) que envolve o bastão de rubi, onde foi mantida a tensão na célula de Pockel constante em torno de 9,75 kV, como pode ser visto na Fig. 5.4:

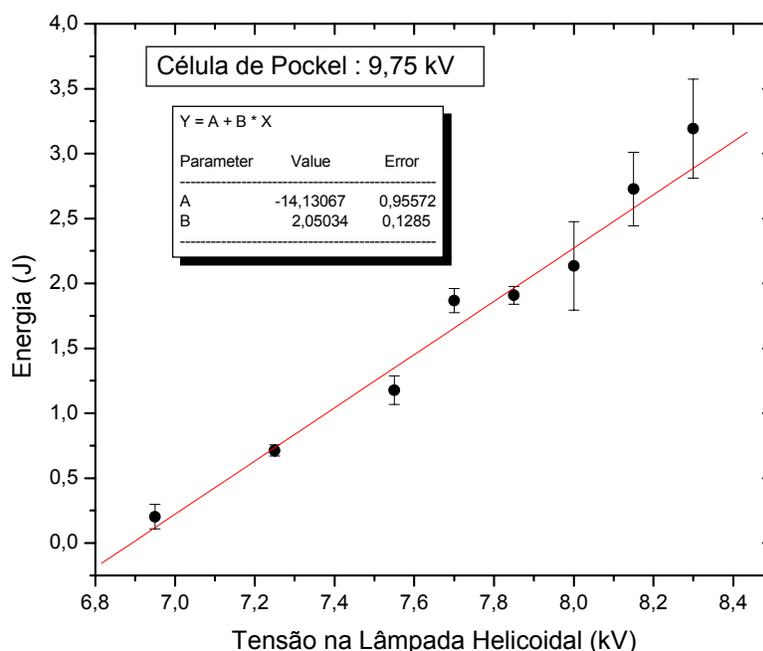


Fig. 5.4: Variação da energia do pulso do laser de rubi em função da tensão aplicada à lâmpada helicoidal, para tensão constante na célula de Pockel.

Como pode ser observado nesta Figura, a energia dos pulsos para o intervalo normal de operação nos experimentos, de 8,0 a 8,3 kV, está em torno de 2 a 3 Joules.

A seguir listamos as características básicas do laser de rubi (HOLOBEAM - modelo 624) utilizado nos espalhamento Thomson e Rayleigh:

- comprimento do bastão : 15 cm
- diâmetro do bastão : 1 cm
- alimentação da lâmpada de xenônio: no máximo 10 kV
- célula de Pockel : no máximo 10 kV
- energia máxima do pulso : 3 J
- duração mínima do pulso : mínimo de 40 ns
- cristal da célula de Pockel : KD^*P (KD_2PO_4)

Devido às pequenas variações da intensidade e à largura do pulso do laser, durante sua operação é preciso que o mesmo seja monitorado a cada disparo. Para isso, utilizamos um fotodiodo (SGD - 040A) para registrar os pulsos através da reflexão da luz do laser de rubi no prisma. Devido ao fato de ter esta reflexão uma intensidade alta, foi também necessário colocar atenuadores (vidros escuros) na frente do fotodiodo. Também, para difundir esta luz refletida, antes que seja captada pelo fotodiodo, foi utilizado um papel semitransparente atrás do vidro escuro. Esta difusão é importante porque faz com que o fotodiodo capte um sinal mais homogêneo.

O sinal óptico captado pelo fotodiodo é convertido em sinal elétrico e a saída é ligada a um dos canais do osciloscópio. A montagem física e elétrica do monitor com fotodiodo está na Fig. 5.5 e o sinal típico é o da Fig. 5.2.

O diâmetro do feixe do laser de rubi é da ordem de 1 cm na saída do laser, e aumenta muito pouco com a distância, uma vez que ele apresenta uma divergência menor que 2,5 mrad, fornecida pelo fabricante. Quando o laser está corretamente alinhado, a distribuição de energia do feixe é Gaussiana. Mas, devido a desalinhamentos que acabam ocorrendo durante a montagem do

sistema, o laser de rubi nem sempre apresenta esta distribuição, criando pontos mais intensos em algumas regiões do feixe. Dessa forma, a observação constante do feixe do laser, através de sua absorção por papéis especiais, tal como o papel de polaróide, ajuda na verificação do alinhamento e monitoramento do laser de rubi.

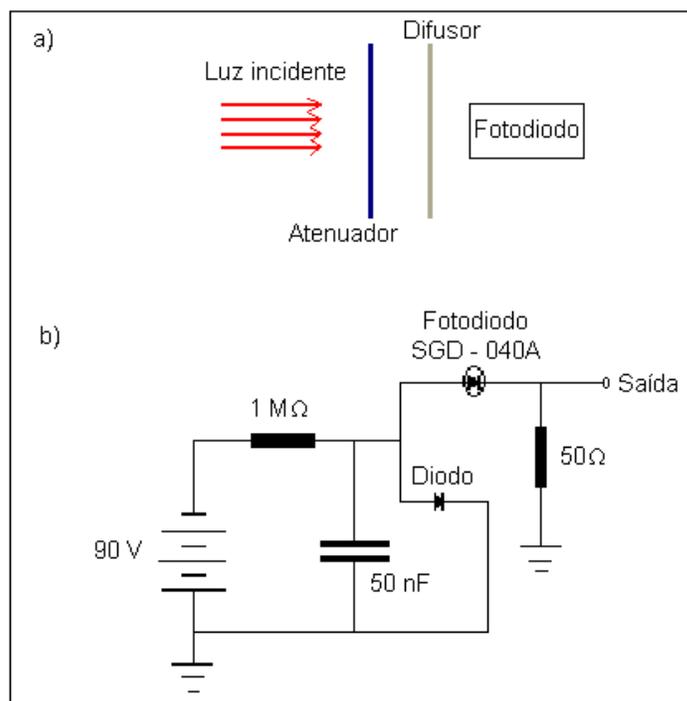


Fig. 5.5: Esquema do monitor do laser: a) Esquema físico; b) Esquema elétrico.

Devido ao fato de o volume espalhador de fótons, que atuam no processo de espalhamento, estarem contidos somente numa pequena região por onde passa o feixe do laser, faz-se necessário um alinhamento bem preciso tanto das óticas de injeção e saída, como da ótica coletora.

Para fazer o alinhamento da ótica de injeção e saída foi utilizado o laser de He-Ne 1,5 mW, cujo feixe passa pelo centro do bastão do laser de rubi. Desta forma, o caminho que será seguido pelo laser de rubi é igual ao seguido pelo Laser de He-Ne 1. Como o comprimento de onda do laser de rubi, 6943 Å, é próximo do comprimento do laser de He-Ne, 6328 Å, também utilizamos o Laser de He-Ne 1 para alinhar o sistema de multipassagem.

5.2 - Sistema Ótico de Multipassagem

Foi instalada a ótica de multipassagem entre duas janelas, superior e inferior, do vaso do tokamak, mostrado na Fig. 5.1. Para diminuir as perdas de potência por reflexão, as janelas foram colocadas em ângulo de “Brewster”. Uma outra opção mais eficiente, porém mais onerosa, seria a utilização de janelas com filmes anti-refletores especiais para o espalhamento Thomson.

O Sistema de Espelhos Côncavos Concêntricos(ECC), mostrado na Fig. 5.6, é composto de dois espelhos esféricos e da lente para a focalização do feixe do laser de rubi. Os espelhos são colocados 50 cm a parte um do outro, apresentando uma distância focal de 12,5 cm e tendo diâmetros de 6,0 cm, e a lente tem diâmetro de 4,5 cm e foco de 37,0 cm.

Como o laser de rubi tem uma alta potência, tanto os espelhos esféricos quanto a lente de focalização são especiais, possuindo um filme anti-refletor para o comprimento de onda característica do laser.

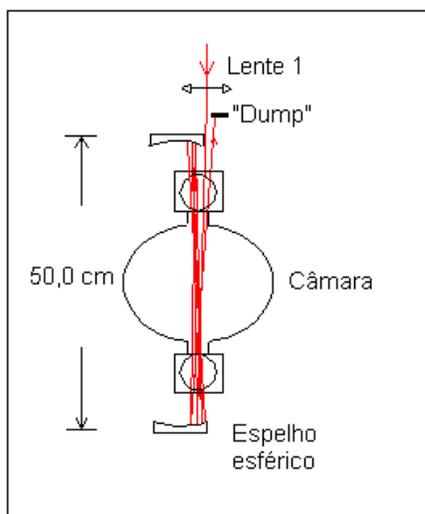


Fig. 5.6: Esquema do Sistema ECC e lente de focalização (Lente 1) do feixe do laser de rubi.

Na Fig. 5.7, podem ser vistos alguns detalhes da montagem da ótica para o sistema de multipassagem onde é mostrado o prisma (n° 1), a lente de focalização do feixe do laser de rubi (n° 2), o espelho esférico superior (n° 3), e o espelho plano para a saída do feixe (n° 4).

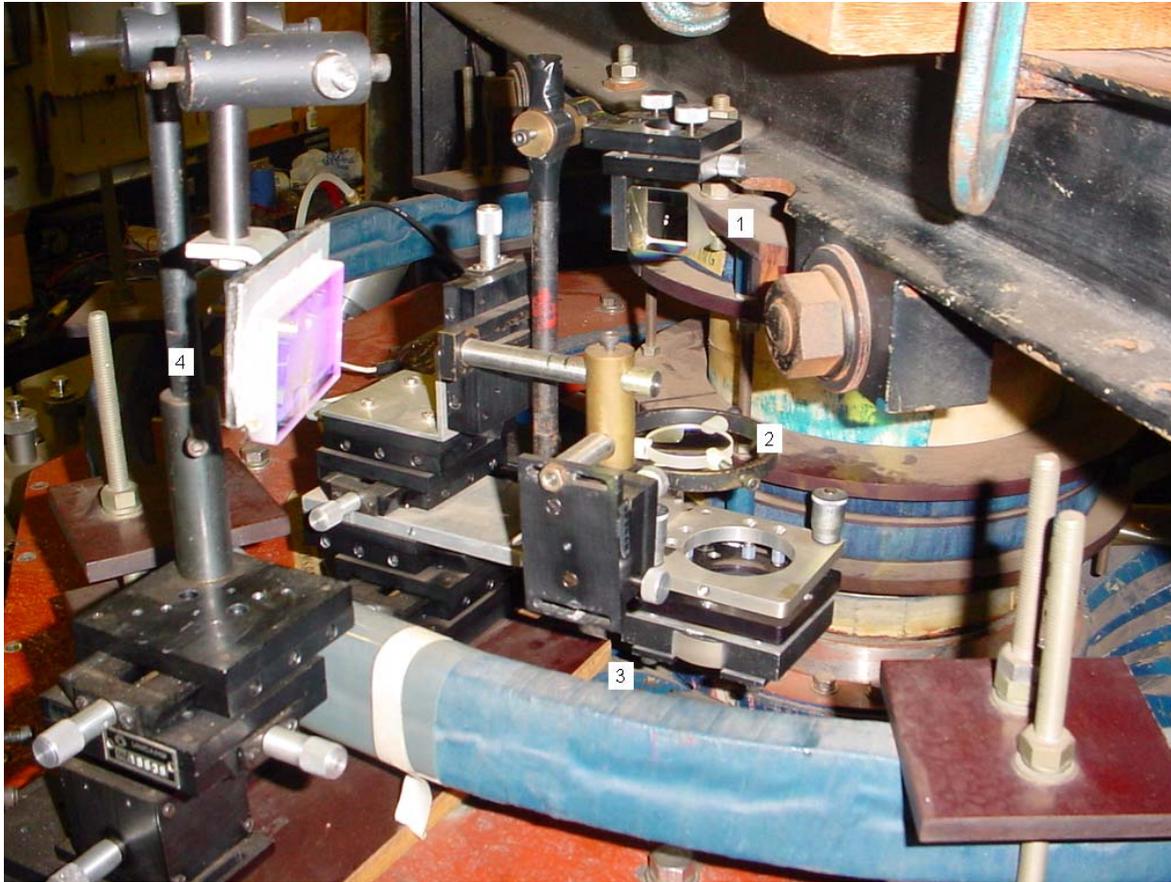


Fig. 5.7: Foto mostrando o prisma (nº 1), a lente de focalização do feixe do laser de rubi (nº 2), o espelho esférico superior (nº 3), e o espelho plano para a saída do feixe (nº 4).

Cada um dos espelhos esféricos, o espelho plano, a lente de focalização, e o prisma, estão montados em suportes óticos independentes, Optron, que permitem variações na posição horizontal, vertical, e também pequenas variações angulares, o que facilita os ajustes necessários no sistema.

Na Fig. 5.7, o feixe do laser de rubi passa logo abaixo do espelho plano (nº 4), atinge o prisma (nº 1), que serve para redirecionar o feixe que vem na horizontal para a vertical, e cuja reflexão da primeira face é enviada ao fotodiodo para monitorar a variação de intensidade do pulso entre disparos.

Então o feixe é focalizado no centro da câmara via lente de focalização

(nº 2) passando próximo do espelho esférico superior (nº 3). Depois de várias idas e vindas pelo centro da câmara, o feixe seguindo um caminho muito parecido com o da entrada atinge o espelho plano (nº 4), que o enviará para uma caixa de amortecimento de luz (“Dump”), não mostrada na Fig. 5.7.

Um bom amortecimento do feixe de saída do laser implicará em maior segurança e diminuição da luz espúria (“stray-light”).

O “Dump” foi projetado de tal forma que o feixe, uma vez dentro da caixa, tanto a luz refletida quanto a que atravessa o vidro escuro (em ângulo de “Brewster”) acaba confinada e dissipada quase que totalmente dentro do dispositivo, gerando o mínimo possível de luz espúria, Fig. 5.8.

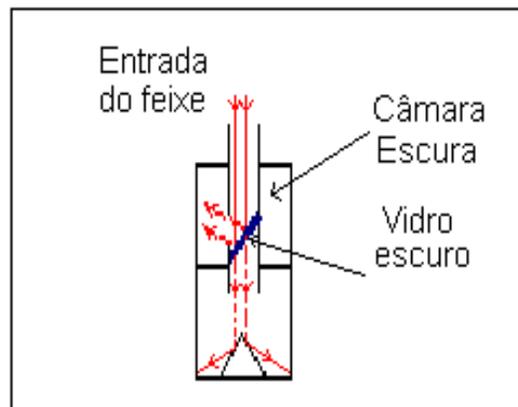


Fig. 5.8: “Dump” utilizado na realização do Espalhamento Rayleigh de passagem única.

Conforme mencionamos antes, devido à alta potência do laser de rubi, é preciso um cuidado especial de limpeza de todas as superfícies óticas que serão atravessadas pelo laser. Até mesmo pequenas partículas de poeira nas superfícies podem causar não só danos as superfícies óticas, mas também danos internos permanentes. Por isso, durante os experimentos, antes da operação com o laser de rubi, todas as superfícies óticas são limpas utilizando um jato forte de nitrogênio puro comprimido.

Foi realizada uma medida da perda percentual por passagem do feixe do laser utilizando dois fotodiodos, um para o monitoramento da variação do pulso do laser a cada disparo para permitir que fosse feita a normalização, e outro na

saída do feixe do laser, ambos com a mesma especificação (SGD - 040A) e esquema elétrico.

Uma vez que o sistema é ajustado para um número de passagens, 12 por exemplo, pode-se ir diminuindo progressivamente o número de passagens do feixe do laser através da variação da inclinação do espelho esférico superior mantendo-se fixo o espelho esférico inferior. No entanto, devido as características específicas da montagem utilizada, o número de passagem do feixe mais baixa que consegue sair do sistema é 4.

Variando-se o número de passagens e medindo-se o sinal na saída do feixe do laser com o fotodiodo foi obtida a curva mostrada na Fig. 5.9:

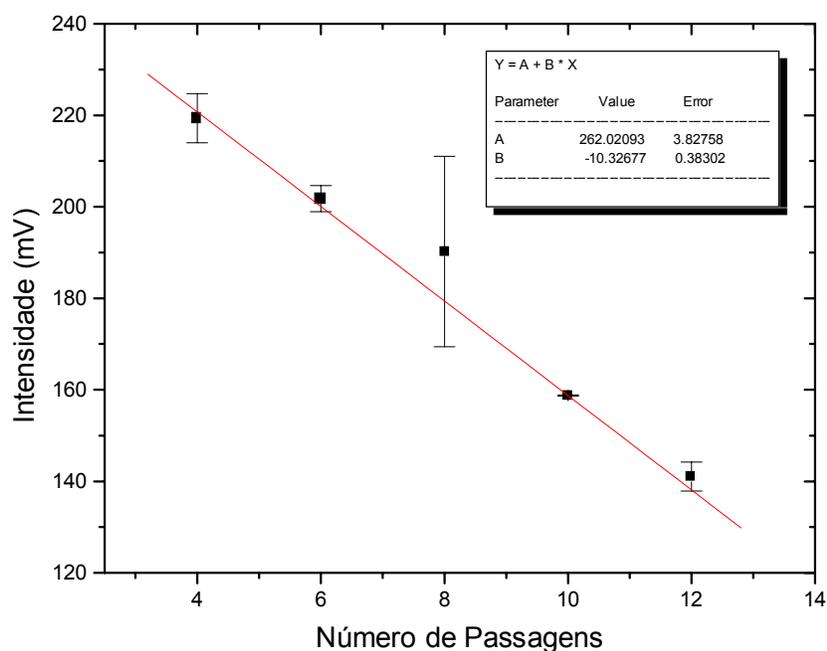


Fig. 5.9: Variação da intensidade na saída do feixe do laser de rubi em função do número de passagens.

Apesar dos cuidados tomados para evitar perdas de potência devido as superfícies óticas, da medida realizada foi possível verificar que o sistema ainda apresenta uma perda percentual de aproximadamente 4% a cada passagem do feixe laser.

5.3 - Ótica Coletora e Espectrômetro

A ótica coletora dos sinais espalhados, mostrado na Fig. 5.1, é composta do espectrômetro SPEX e de duas lentes plano-convexas: a lente coletora e a lente de casamento. A lente de coletora tem como foco o centro da câmara, e a lente de casamento tem como foco o centro da fenda de entrada do espectrômetro, Fig. 5.10. Para o alinhamento das lentes em relação ao espectrômetro é utilizado o laser de He-Ne 2, Fig. 5.1.

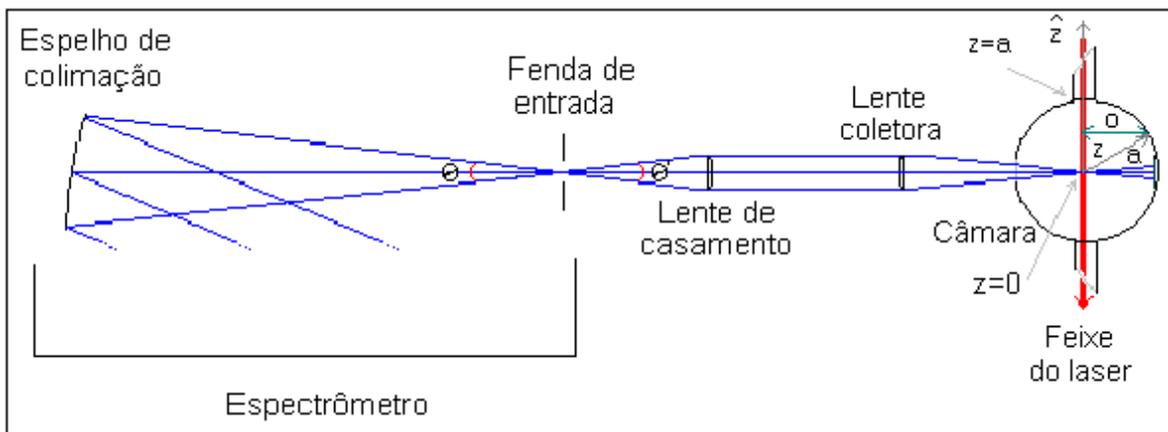


Fig. 5.10: Esquema para coleta de luz espalhada, mostrando o espectrômetro, a lente de casamento, e a lente coletora.

Um fato importante a ressaltar, é que para uma dada abertura da fenda de entrada do espectrômetro tem-se uma “imagem” desta abertura no centro do plasma e que dependerá do aumento dado pelas lentes de casamento e coletora. Por exemplo, no caso de a magnificação ser igual a um, então a abertura da imagem da fenda no plasma vai ser igual a abertura da fenda de entrada.

Assim, no plasma, o volume que estará contribuindo para o espalhamento de fótons (volume espalhador) será dado aproximadamente pelo produto da altura da imagem da fenda vezes a seção do feixe do laser na região central do plasma [Shef75].

Com o objetivo de verificar a eficiência da ótica utilizada, é preciso definir uma grandeza muito importante conhecida como luminosidade, “gathering power”, ou “etendue”, E .

De acordo com a Fig. 5.11, a luminosidade é definida para um certo feixe ótico como[Grie70]:

$$dE = dA \cdot d\Omega, \quad (5.1)$$

onde,

dA : seção de corte diferencial do feixe

$d\Omega$: ângulo sólido diferencial do feixe

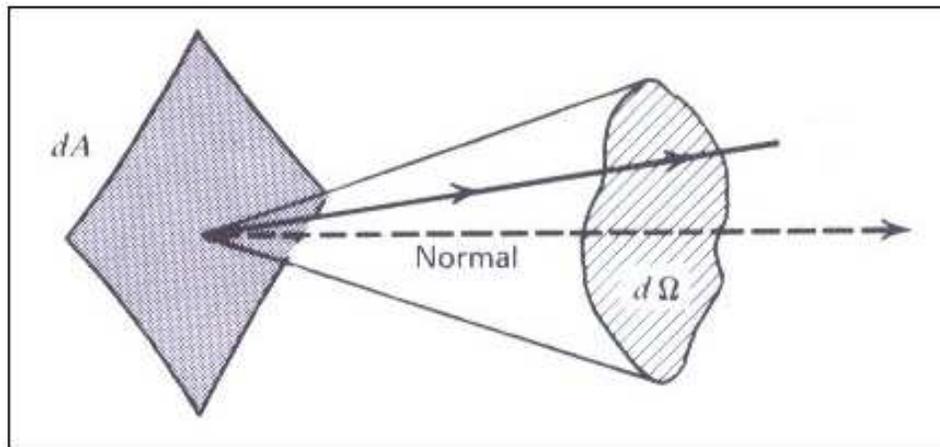


Fig. 5.11: Esquema mostrando o elemento diferencial de área, dA , perpendicular a um determinado raio do feixe, raio *Normal*, e elemento diferencial de ângulo sólido, $d\Omega$, compreendido por todos os raios que passam pelo elemento diferencial de área do raio *Normal*.

Para um determinado sistema ótico, composto por vários componentes óticos como lentes, espelhos, etc., para que a transmissão dos fótons em todo o sistema seja conservada, a luminosidade tem que ser mantida constante ao longo dos componentes óticos do sistema para que a energia carregada pelo feixe também seja conservada[Jame69,Rybi79].

Então, para o feixe espalhado pelo plasma que atravessa o sistema ótico da Fig. 5.10 em direção ao espectrômetro, para que todos os fótons sejam

captados e cheguem a fenda de saída do espectrômetro, é necessário que a luminosidade inicial seja mantida constante ao longo de todo o sistema ótico, desde o plasma até o espectrômetro.

No volume espalhador do plasma, a luminosidade inicial será dada pelo produto da área do feixe do laser “visto” pela lente coletora vezes o ângulo sólido de observação definido pela lente coletora, de acordo com a eq. (5.1).

Por outro lado ao se trabalhar com o espectrômetro é desejável que os fótons captados na fenda de entrada ocupem toda a região dos espelhos e grade de difração. Para que isto ocorra, a lente de casamento tem que ser escolhida de forma que o ângulo sólido definido por esta lente na fenda de entrada seja suficiente para enviar fótons em toda a área do espelho de colimação do espectrômetro.

Uma vez definida a lente de casamento adequada, a luminosidade na posição da fenda de entrada do espectrômetro será dada pela área da fenda de entrada vezes o ângulo sólido definido pelo espelho de colimação do espectrômetro.

Assim, para que se use toda a “capacidade” do espectrômetro e para que a luminosidade seja constante ao longo do sistema, é preciso que:

$$E_i = w_{fl} \cdot h_{if} \cdot \Delta\Omega = w_f \cdot h_f \cdot \frac{A_E}{f_e^2}, \quad (5.2)$$

onde:

A_E : área do espelho de colimação.

f_e : distância focal do espectrômetro.

h_f : altura da fenda de entrada do espectrômetro.

w_f : largura da fenda de entrada do espectrômetro.

w_{fl} : largura do feixe do laser no centro do plasma.

h_{if} : altura da imagem da fenda no centro do plasma.

$\Delta\Omega$: ângulo sólido subtendido pela lente de coleção.

$\frac{A_E}{f_e^2}$: ângulo sólido definido pelo espelho de colimação do espectrômetro.

Na Fig. 5.12, podemos ver a lente coletora (nº 1), a lente de casamento (nº 2), e o espectrômetro SPEX (nº 3). A lente coletora tem uma distância focal de 43,0 cm e diâmetro de 4,9 cm. Já a lente de casamento utilizada no início dos trabalhos de tese tem uma distância focal de 15,0 cm e um diâmetro de 4,5 cm.

Durante o decorrer dos trabalhos, pensamos em utilizar uma nova lente de casamento, com o objetivo de aumentar a eficiência da ótica coletora. Das lentes disponíveis no laboratório, a que se mostrou mais adequada, tem diâmetro igual a 4,0 cm, e distância focal igual a 28,0 cm.



Fig. 5.12: Foto mostrando a lente de coletora (nº 1), a lente de casamento (nº 2), e o espectrômetro SPEX (nº 3).

Fazendo simulações com o “software” ZEMAX(Focus Software), com a ajuda do Dr. Luiz Ângelo Berni, LAP-INPE, utilizando o mesmo espectrômetro, abertura de fendas, e volume de espalhamento, chegamos ao resultado de que, para a ótica antiga, o número de fótons coletados era de aproximadamente 7,7 x

10^4 fótons, enquanto que para a nova ótica coletora este é de aproximadamente $1,4 \times 10^5$ fótons.

O espectrômetro SPEX é composto por uma rede de difração plana e dois espelhos côncavos, um para colimação e outro para focalização, Fig. 5.13. O espectrômetro apresenta duas saídas que podem ser selecionadas através de um espelho giratório. Na saída principal está instalada a fotomultiplicadora RCA 7265 utilizada para detecção com canal simples. Na segunda saída, está instalado o detector multicanal XP1752.

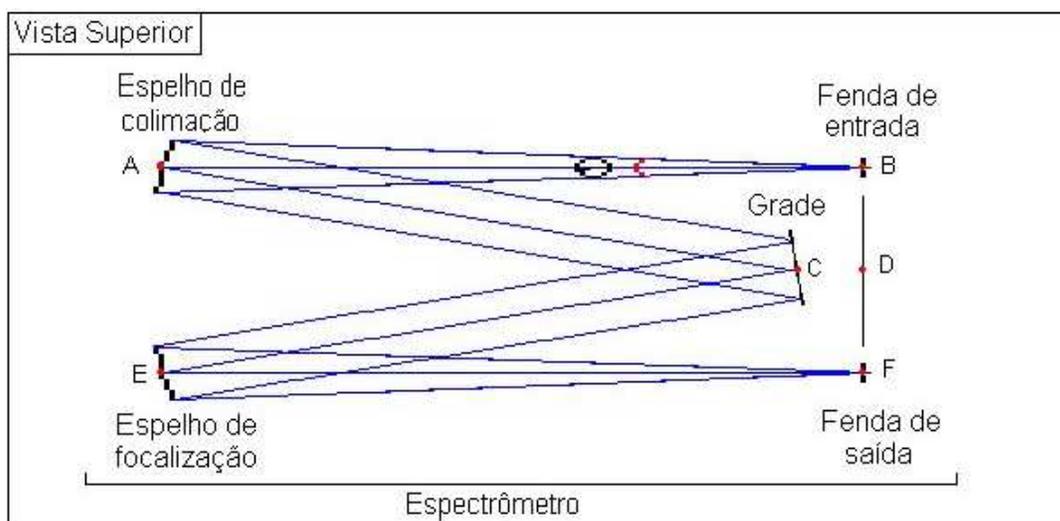


Fig. 5.13: Vista superior do espectrômetro SPEX.

A abertura da fenda de saída principal geralmente é a mesma da fenda de entrada, cerca de 2,0 mm de largura por 2,0 cm de altura.

Já a abertura da fenda da segunda saída do espectrômetro é de aproximadamente 2 cm x 2 cm, e foi ajustada através de uma máscara para se adequar ao tamanho da matriz 8 x 8 do detector multicanal XP1752, para permitir a obtenção simultânea de todos os oito canais espectrais do detector.

Foi realizada uma medida do alargamento instrumental do espectrômetro SPEX para obtenção da dispersão linear recíproca. Para isso, foi utilizado o detector simples RCA 7265, um laser de He-Ne e um motor de roda dentada, "chopper". Para uma abertura de fenda de aproximadamente 200 μm , o resultado

mostrou que o aparelho apresenta uma dispersão linear recíproca da ordem de 11 Å / mm, mostrado na Fig. 5.14.

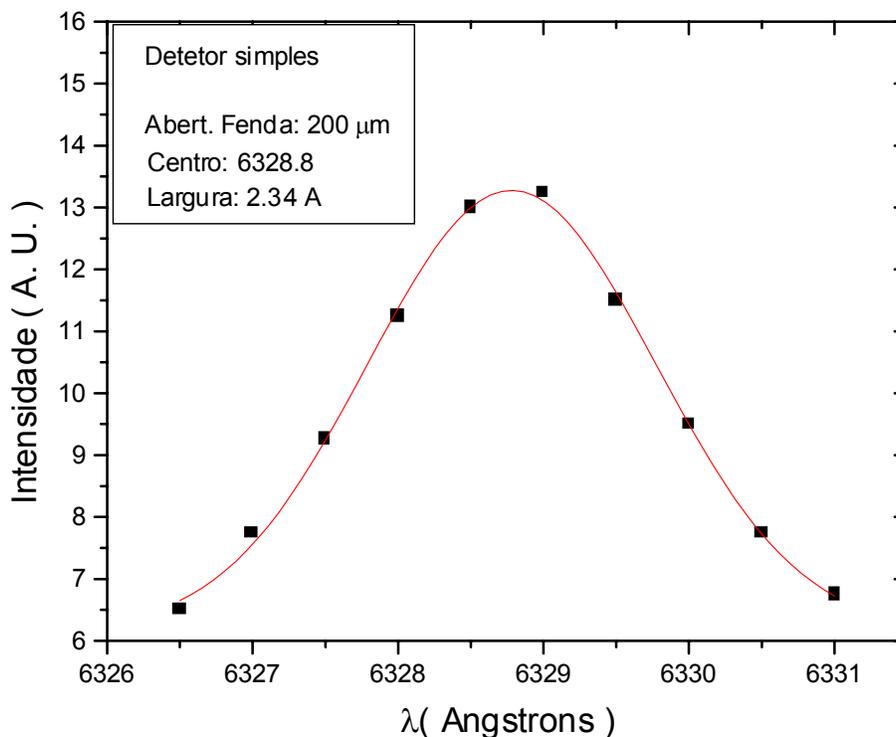


Fig. 5.14: Medida do alargamento instrumental do espectrômetro SPEX, utilizando o detetor simples RCA 7265 .

As características básicas do espectrômetro SPEX estão listadas na Tabela 5.1:

Dimensões da rede	10 x 10 cm
Distância focal	75 cm
Número de ranhuras na rede	1200 / mm
Comprimento de onda de brilho	5000 Å
Dispersão linear recíproca	11 Å / mm

Tabela 5.1 – Características básicas do espectrômetro SPEX.

5.3.1 – “Buffle” e Amortecedor Ótico (“Viewing Dump”)

Como foi mostrado no Capítulo 3, a potência Thomson espalhada é muito pequena em comparação com a potência incidente. Isto faz com que a principal luz espúria tenha o mesmo comprimento de onda do laser de rubi, dificultando a realização do diagnóstico. Embora a luz espalhada seja detectada distante do comprimento de onda do laser de rubi, devido à sua alta intensidade, a “cauda” da distribuição ainda afeta em muito as medidas do espalhamento.

Assim, para diminuir o nível da luz espúria, foram instalados dois dispositivos na direção frontal à ótica coletora do sinal espalhado: um “viewing dump” e um “buffle”.

O “buffle” tem como finalidade fazer com que haja uma diminuição da luz espúria na direção de propagação do sinal espalhado, delimitando o ângulo sólido de observação[Shef75], e foi instalado ao longo do “pescoço” da janela lateral que é utilizada para coletar a luz espalhada, Figs. 5.15 e 5.1. Este “buffle” já tinha sido utilizado anteriormente em nossa máquina para a realização do espalhamento Thomson e, apesar de ser feito de latão, não foram detectados nas medidas de vácuo nenhum aumento na quantidade de impurezas.

Ao serem atravessadas pelo feixe do laser de rubi as janelas em ângulos de “Brewster” refletem feixes indesejáveis dentro do vaso do tokamak. Feixes que por acaso venham a bater na parede interna do tokamak, na direção de linha de visão da lente coletora, podem ser refletidos e têm grandes chances de serem coletados e acabarem dentro do espectrômetro como sinal espúrio. O “viewing dump” que foi acoplado à parede interna do vaso do tokamak, bem atrás da sombra do limitador, então age amortecendo estes feixes, evitando reflexões no vaso, Fig. 5.16 e 5.1.

O “viewing dump” foi construído totalmente com alumínio anodizado que, embora não seja um material ideal para estar dentro do vaso do tokamak, tem a vantagem de ser preto, ajudando na absorção da luz espúria. Observações a respeito das condições do vácuo antes e depois de sua instalação foram feitas e não foi possível identificar nenhuma diferença.

Depois da instalação destes dois dispositivos o nível do ruído ótico melhorou muito, caindo em aproximadamente três vezes de intensidade.

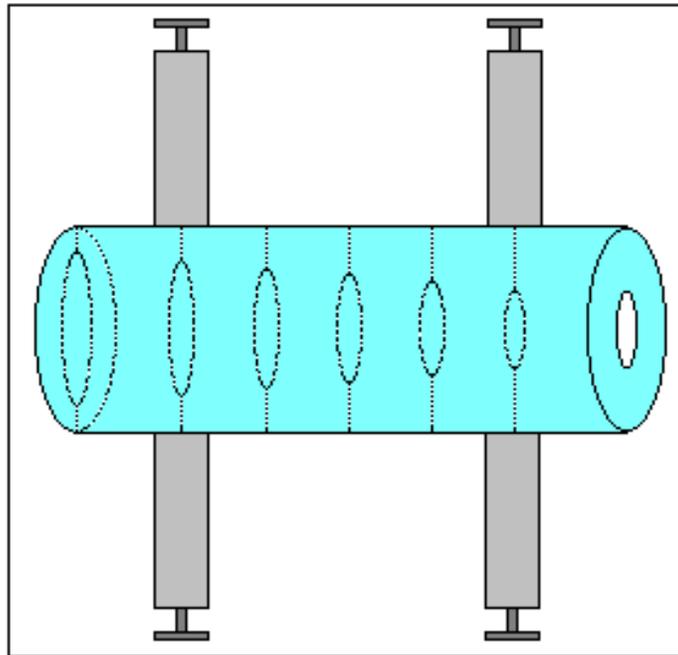


Fig. 5.15: Esquema do “baffle” utilizado na ótica de coleção do sinal espalhado.

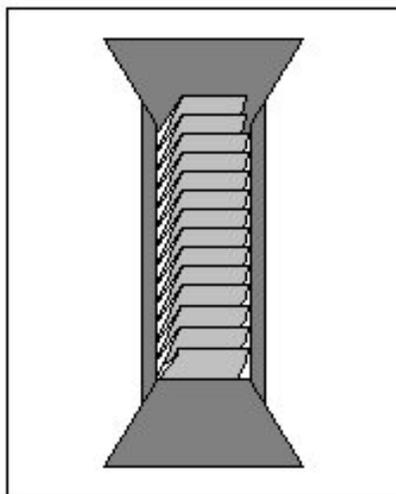


Fig. 5.16: Esquema do “viewing dump” utilizado na ótica coletora do sinal espalhado.

5.4 - Detectores e Amplificadores

Prosseguindo com a descrição da Fig. 5.1, nesta seção serão mostrados de forma resumida as características básicas dos dois detectores utilizados na realização dos espalhamentos Thomson e Rayleigh: o detector simples, fotomultiplicadora RCA 7265, e o detector multicanal Philips XP 1752, que é uma matriz 8 x 8 de fotomultiplicadoras independentes.

Além disso, devido ao baixo sinal apresentado nas saídas do detector multicanal em comparação com o detector simples, foram utilizados amplificadores para resolver o problema, notando que não é tarefa tão simples encontrar amplificadores que tenham resposta bem melhores que o pulso do laser e que recebam sinais em alta impedância e saídas em baixa impedância. Assim, também serão apresentadas de forma resumida, nesta tese, as principais características dos amplificadores utilizados, AD 8001.

No que se segue falaremos inicialmente do detector simples, em seguida do detector multicanal e, por fim, sobre os amplificadores.

5.4.1 – Fotomultiplicadora RCA 7265

A fotomultiplicadora RCA 7265 foi utilizada por mostrar boa sensibilidade na região do vermelho e infra-vermelho dentro da faixa de comprimento de onda em que estávamos trabalhando, de 6700 Å a 7200 Å.

Para esta fotomultiplicadora, a eficiência quântica (η) para o comprimento de onda do rubi está em torno de 1,7% a 7000 Å. A eficiência quântica de uma fotomultiplicadora em função do comprimento de onda é definida como a média dos fotoelétrons gerados no fotocatodo, por fóton incidente, e geralmente é expressa em porcentagem. Já a sensibilidade radiante (S) é definida como a corrente emitida pelo fotocatodo por “watt” de radiação incidente de um determinado comprimento de onda. Ela está diretamente relacionada com a eficiência quântica, e é escrita como[Phot96]:

$$S = \lambda \cdot \eta / 1,24 \text{ (mA / W)}, \quad (5.4)$$

onde λ em nm.

Para o comprimento de onda do rubi, a sensibilidade desta fotomultiplicadora está em torno de 9,6 mA / W. Na Fig. 5.17 é mostrado o esquema elétrico da fotomultiplicadora RCA 7265.

Uma outra quantidade importante é o ganho da fotomultiplicadora. Este é definido como o coeficiente angular da curva Corrente no anodo x Corrente no fotocatodo. Ele varia diretamente com o número de dinodos apresentados pela fotomultiplicadora. A fotomultiplicadora RCA 7265 apresenta 14 dinodos e um ganho de aproximadamente 2×10^6 a 1800 V, tensão utilizada nas medidas .

O tempo de resposta da fotomultiplicadora é em torno de 3.5 ns.

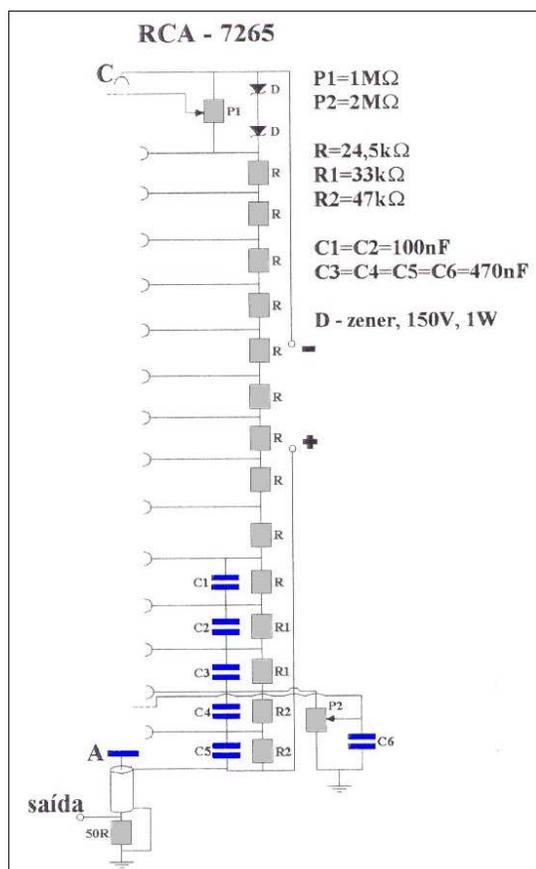


Fig. 5.17: Esquema elétrico da fotomultiplicadora RCA 7265.

Como pode ser visto da equação (3.3.18), o sinal de espalhamento Thomson varia de acordo com o comprimento de onda a ser medido. Dessa forma, quando o experimento é realizado, é feita uma varredura em comprimento de onda, com o objetivo de se levantar o perfil de espalhamento.

O processo de medida com o espectrômetro é o seguinte: inicialmente este é ajustado em um determinado comprimento de onda e o laser de rubi é disparado durante a descarga do tokamak. O sinal espalhado é então capturado pela ótica coletora e enviado ao espectrômetro que depois de dispersado será detectado pela fotomultiplicadora. Esta por sua vez irá transformar o sinal ótico em elétrico, amplificando-o em sua saída. O sinal amplificado é levado via cabo coaxial até o osciloscópio seja efetuada. Então, o processo é repetido em torno de três ou quatro vezes para o comprimento de onda selecionado, para que se obtenha o erro inerente à medida.

Depois de obtido o primeiro ponto da curva, é feita a variação do comprimento de onda no espectrômetro, e todo o processo se repete para a obtenção de cada um dos novos pontos do perfil de espalhamento em função do comprimento de onda, Fig. 5.18.

Através da largura do perfil de espalhamento é obtida, de forma direta, o valor da temperatura eletrônica para uma única posição espacial do plasma e uma posição temporal da descarga do tokamak.

Assim, do que foi exposto, fica claro que para a medida da temperatura precisamos de vários disparos do laser de rubi e descargas do tokamak NOVA-UNICAMP, aumentando a chance de maiores erros nas medidas devido as possíveis variações do plasma durante as medidas.

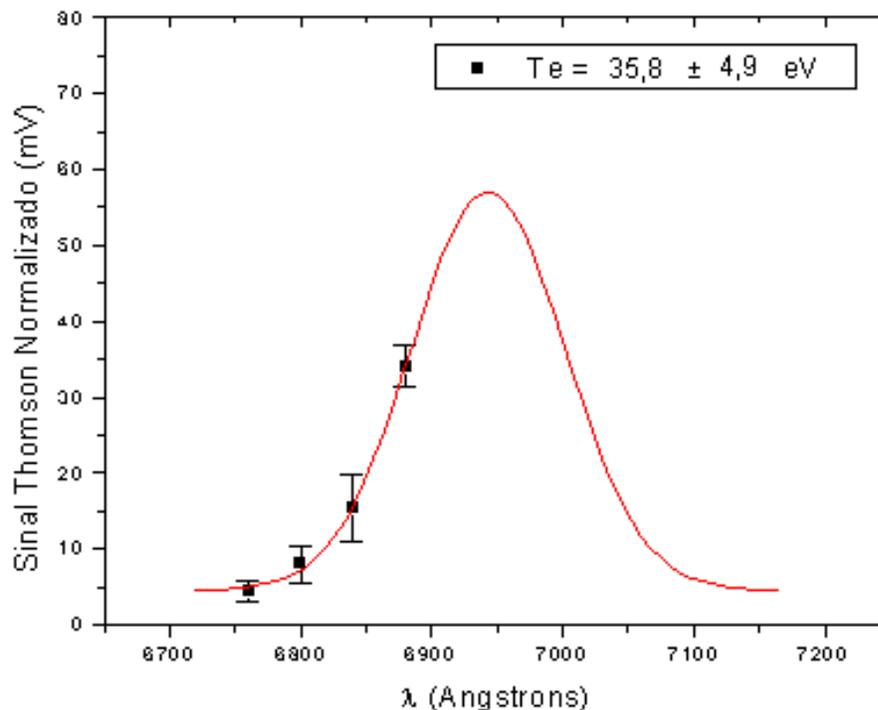


Fig. 5.18: Exemplo de perfil de espalhamento Thomson.

5.4.2 – Detector Multicanal XP 1752

O espalhamento Thomson é realizado geralmente com fotomultiplicadora devido ao alto ganho da mesma, e também por fotodiodos tipo avalanche, mas todos apresentando poucos canais. Além disso, o uso de um conjunto de fotodiodos fica restrito aos tipos de filtros existentes, o que delimita a faixa de determinação da temperatura.

Poderia se pensar em usar o CCD (“Charge Coupled Device”) para este fim, porém o ganho deste ainda não é alto o suficiente e o intervalo de comprimento de onda que este pode detectar é muito pequeno para os espectrômetros existentes.

Para a realização do espalhamento Thomson multicanal, foi então utilizada a fotomultiplicadora multicanal da Philips (XP1752)[Bout87, Erik87], mostrada na Fig. 5.19. Este detector foi escolhido para a realização do espalhamento Thomson multicanal por apresentar um ganho próximo ao de uma fotomultiplicadora simples, por permitir uma varredura em comprimento de onda adequada para vários valores de temperatura eletrônicas típicas do tokamak, e por possibilitar a detecção multiespacial. Num único disparo do laser dentro de uma descarga do plasma é possível levantar o perfil de espalhamento Thomson.



Fig. 5.19: Detector multicanal Philips XP 1752, a matriz de sensores 8 x 8 está distribuída no centro do cilindro.

As características principais do detector multicanal XP 1752 são:

- ◆ Número de dinodos: 10
- ◆ 8 x 8 fotomultiplicadoras
- ◆ Ganho: 1×10^6 a 1150 V
- ◆ Tempo de resposta: 5.0 ns
- ◆ Dimensão Unitária: 2.54 x 2.54 mm
- ◆ Eficiência Quântica: ~ 2.1 % a 7000 Å

Portanto, além de representar economia de tempo e poupar em muito os disparos do laser de rubi e as descargas da máquina, o detector multicanal permite obtermos e analisarmos os resultados do espalhamento Thomson mais rapidamente e, até mesmo, do comportamento do plasma produzido.

Note-se que o detector multicanal foi fornecido sem nenhum tipo de conector, carcaça (“housing”), ou suporte, e os mesmos foram inteiramente projetados e confeccionados durante os trabalhos de tese em conjunto com o Dr. Luiz Ângelo Berni, do Laboratório Associado de Plasmas – INPE. Na Fig. 5.20, são mostrados alguns detalhes da montagem mecânica do detector multicanal XP 1752 (nº 1). Suportes feitos com material isolante para alta voltagem foram utilizados (nº 2 e nº 3) ao redor do detector para evitar que arcos elétricos ocorressem entre a parte interna da montagem com alta tensão e a parte externa aterrada.

Uma vez que o detector multicanal é acoplado aos suportes isolantes (nº 4), o divisor de alta tensão VD107 (nº 5) é colocado ao redor deste. Então um adaptador para as saídas externas do detector multicanal (nº 6) é encaixado nos pinos de saída. Na parte superior da montagem é acoplado uma placa (nº 7) para a colocação dos pentes de resistores e conectores para os sinais de saída, mostrados na Fig. 5.21, que serão ligados via condutores paralelos ao adaptador.

Na parte inferior da montagem é instalado um adaptador metálico (nº 8) adequado para o acoplamento do detector a uma base móvel no espectrômetro SPEX. Também foi feito um envólucro metálico (nº 9) para a blindagem de todo o sistema.

Na Fig. 5.21, podem ser vistos detalhes da montagem elétrica do detector XP 1752. São mostrados: o pente de saída dos sinais (nº 1), o pente de resistores para medida do sinais (nº 2), os fios de ligação dos dois pentes ao adaptador de saída do detector, a entrada de alta tensão (nº 4), e a caixa com cinco amplificadores AD 8001 (nº 5) montada inicialmente para a medida somente da temperatura e densidade eletrônicas da posição central do plasma.

Já na Fig. 5.22, podem ser vistos detalhes da montagem da caixa com os

20 amplificadores AD 8001: placa com encaixe serial (nº 1) para um amplificador independente, parte interna do conjunto (nº 2) mostrando os amplificadores acoplados aos encaixes seriais, e parte externa do conjunto (nº 3) mostrando as 20 saídas independentes.

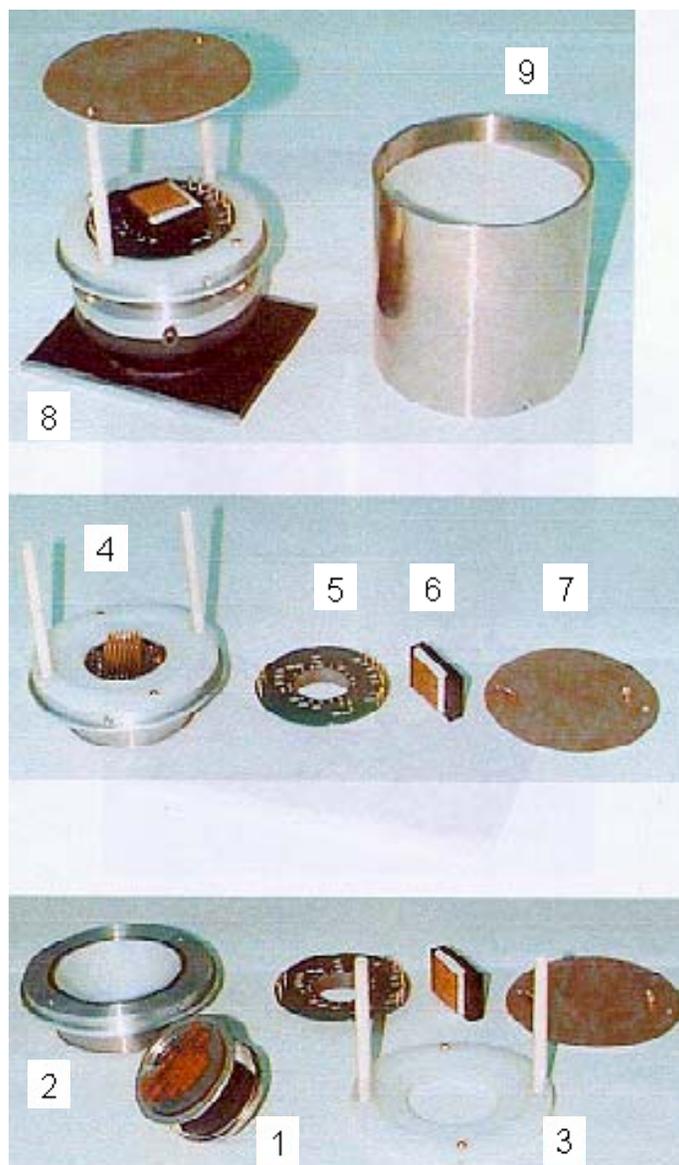


Fig. 5.20: Detalhes da montagem do detector multicanal XP 1752.

O adaptador metálico mostrado na Fig. 5.20 e, que é acoplado a base móvel no espectrômetro SPEX, permite a variação do detector na direção r , de acordo com a Fig. 5.23.

Na Fig. 5.24 é mostrado o esquema da matriz do detector multicanal XP 1752, mostrando os cinco canais utilizados para a medida da temperatura e densidade eletrônica da posição central do plasma, que corresponde a posição espacial (r) igual a 4. Foram utilizados os canais espectrais (λ) 4, 5, 6, 7 e 8.

A disposição dos canais na matriz da Fig. 5.24 está de acordo com a posição do detector multicanal XP 1752 acoplado na parte superior do espectrômetro SPEX mostrado na Fig. 5.23.

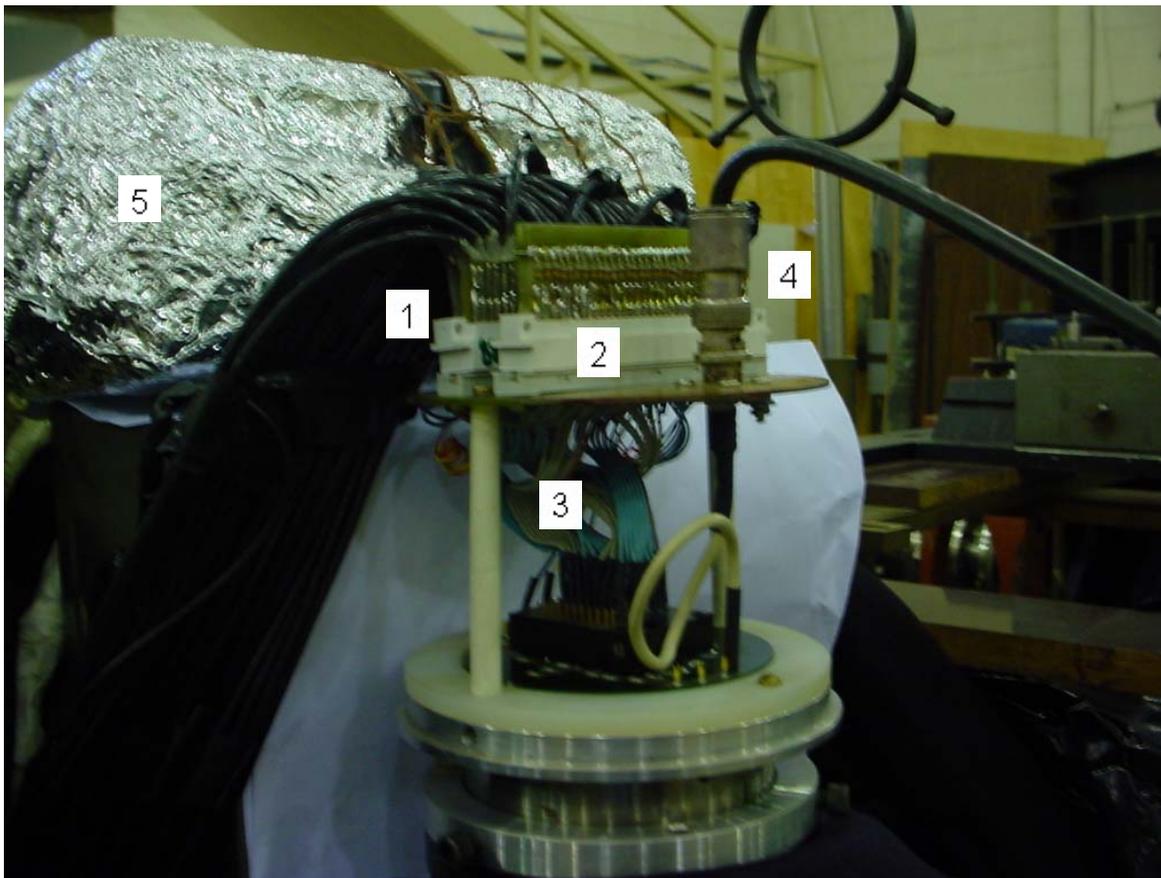


Fig. 5.21: Detalhes da montagem elétrica do detector XP 1752 e amplificadores, mostrando: o pente de saída dos sinais (nº 1), o pente de resistores para medida do sinais (nº 2), os fios de ligação dos dois pentes ao adaptador de saída do detector, a entrada de alta tensão (nº 4), e a caixa com cinco amplificadores AD 8001 (nº 5).

Devido aos ruídos elétricos externos que aparecem principalmente quando o tokamak é operado, e devido a caixa para os amplificadores ser de plástico, foi necessário que esta fosse blindada para diminuir o nível de ruídos elétricos. Para isso foram utilizadas folhas de papel alumínio.

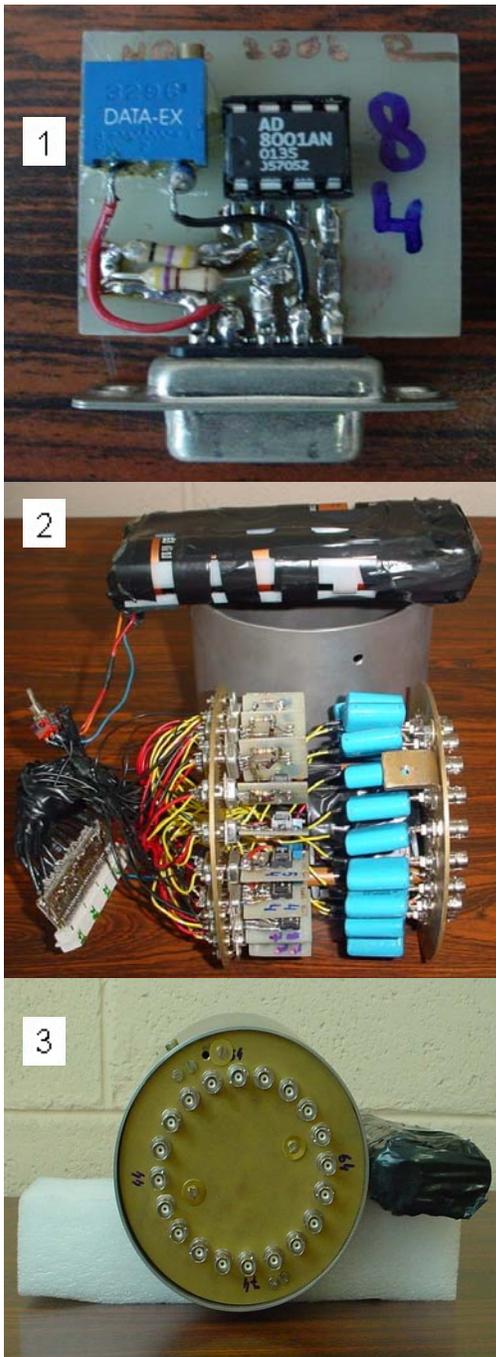


Fig. 5.22: Detalhes da montagem do conjunto com 20 amplificadores, mostrando: placa com encaixe serial (n^o 1) para um amplificador independente, parte interna do conjunto (n^o 2), mostrando os amplificadores acoplados aos encaixes seriais, e parte externa do conjunto (n^o 3) mostrando as 20 saídas independentes.

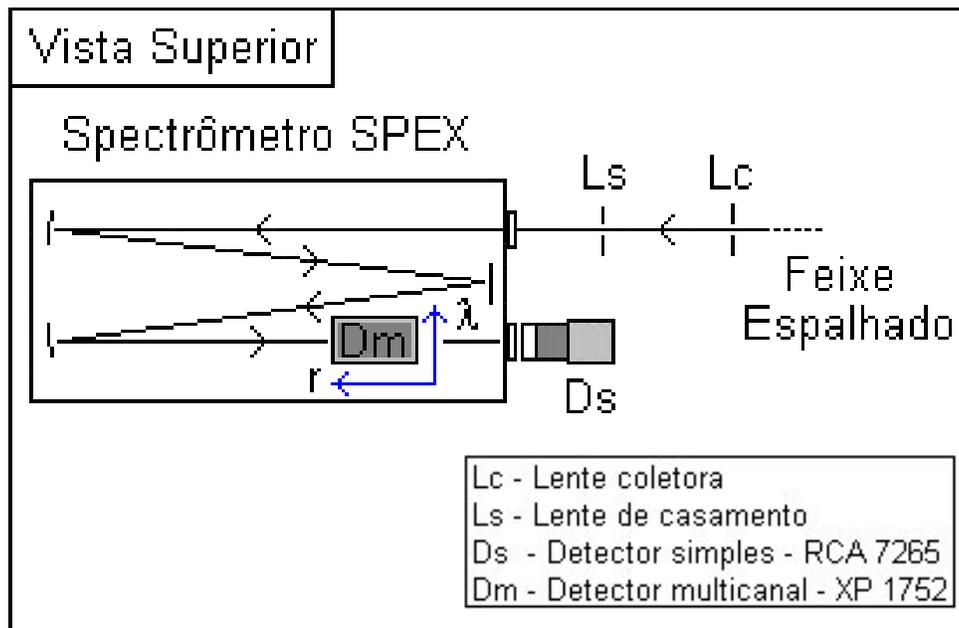


Fig. 5.23: Esquema mostrando o espectrômetro SPEX e os detectores simples e multicanal.

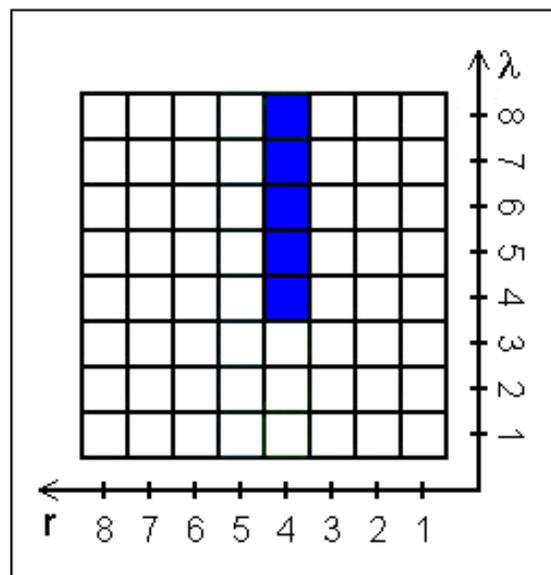


Fig. 5.24: Esquema da matriz do detector multicanal XP 1752, mostrando os canais utilizados para a medida da temperatura e densidade eletrônica da posição central do plasma.

◆ Medida da Resolução Espectral dos Canais

No detector multicanal XP1752 cada canal tem uma dimensão de aproximadamente 2.5 mm x 2.5 mm, e como estamos utilizando um espectrômetro que apresenta uma dispersão linear recíproca da ordem de 11 Å / mm, cada canal apresenta uma resolução espectral da ordem de 27 Å, de acordo com medidas experimentais realizadas.

Para a realização das medidas foi utilizado um laser de He-Ne, e um “chopper”. A abertura da fenda de entrada foi de aproximadamente 100 μm. Foi feita uma varredura em comprimento de onda, que equivale a iluminar cada canal com o feixe do laser de He-Ne, e obtivemos o resultado mostrado na Fig. 5.25.

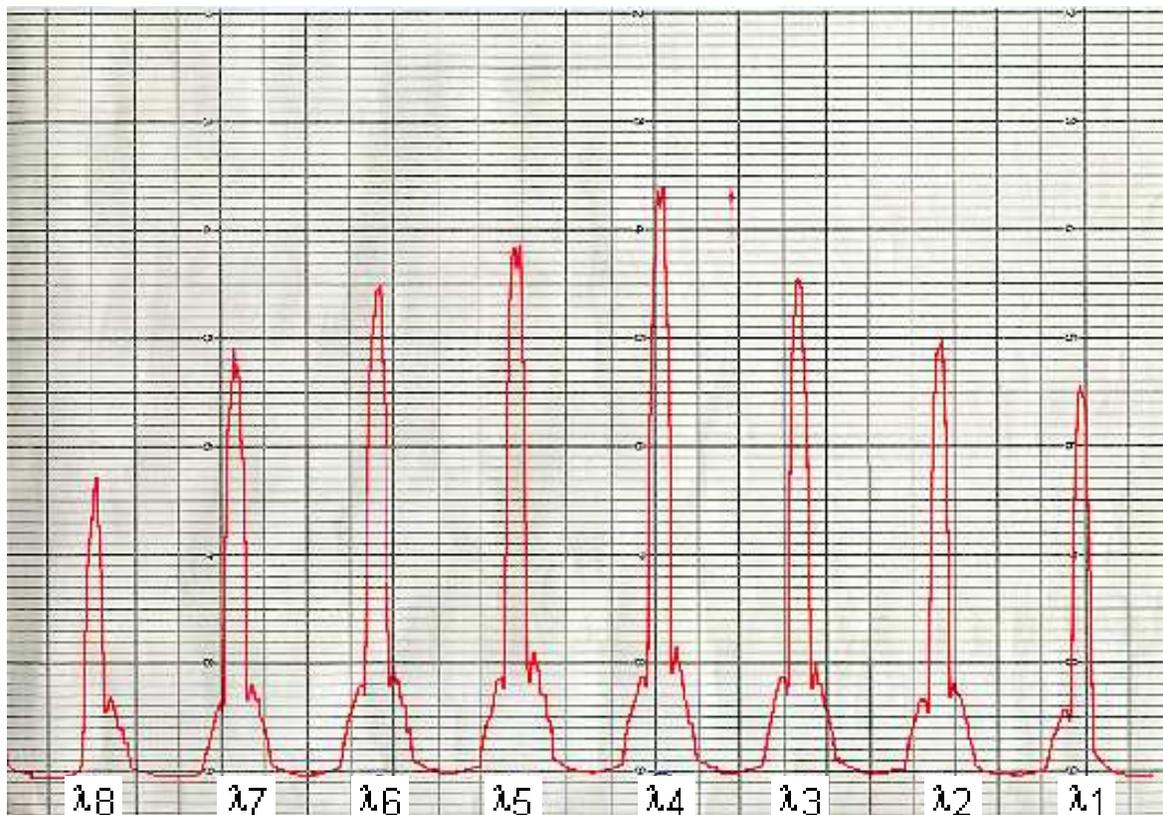


Fig. 5.25: Curvas medidas para a obtenção da resolução espectral e intensidade relativa para os oito canais espectrais acoplados, λ , do detector multicanal (XP 1752).

Para obtenção da Fig. 5.25, em cada canal espectral acoplado de λ_1 a λ_8 foram colocados em paralelo todos os oito canais na direção r em um único sinal distinto de λ correspondente, isto é, $r_1, r_2, r_3, \dots, r_8$ estão conectados em paralelo para cada $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_8$, como podem ser observados na Fig. 5.26.

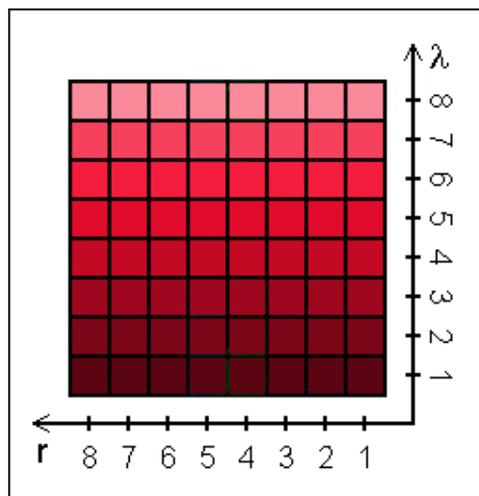


Fig. 5.26: Esquema da matriz do detector multicanal XP 1752, mostrando os oito canais espectrais acoplados, λ , em diferentes cores.

◆ Medida da Influência de um Canal em outro Adjacente, “Crosstalk” .

Uma medida sempre importante quando se trabalha com um detector multicanal é o da influência de um canal em outro adjacente, denominado “crosstalk”. Na Fig. 5.25, pode-se ver a influência que a captação de um sinal por um canal espectral acoplado causa nos canais adjacentes. Repare que nestas figuras o lado esquerdo da base do sinal referente ao canal acoplado 1 é reto, o mesmo acontecendo com a base do lado direito do canal acoplado 8.

Assim, de acordo com a Fig. 5.27, podemos definir o “crosstalk” entre canais adjacentes como sendo dado pela razão entre as áreas hachuradas 1 e 2. No caso, a razão A_1 / A_2 é o “crosstalk” no canal $\lambda=4$ devido ao canal $\lambda=5$, por exemplo. O cálculo do “crosstalk” no canal $\lambda=4$ devido ao canal $\lambda=5$ foi calculado e ficou em torno de 13,6 %.

Também foi feita uma outra medida utilizando um laser de He-Ne e um “chopper”, cujo resultado é mostrado na Fig. 5.28. O comprimento de onda do laser de He-Ne foi colocado no centro do canal espectral acoplado $\lambda=4$. Como a abertura de fenda utilizada era de apenas 100 μm , e uma vez que a dispersão linear recíproca do espectrômetro SPEX utilizado é da ordem de 11 Angstroms / mm, era de se esperar um sinal somente no canal acoplado $\lambda=4$ mas, devido ao “crosstalk”, foram observados também sinais nos canais acoplados $\lambda = 3$ e $\lambda = 5$

Neste caso, o cálculo foi feito através da razão entre as tensões obtidas pelos canais. O valor calculado para esta medida ficou em torno de 13.1 %, bem próximo daquele calculado utilizando os dados da Fig. 5.27.

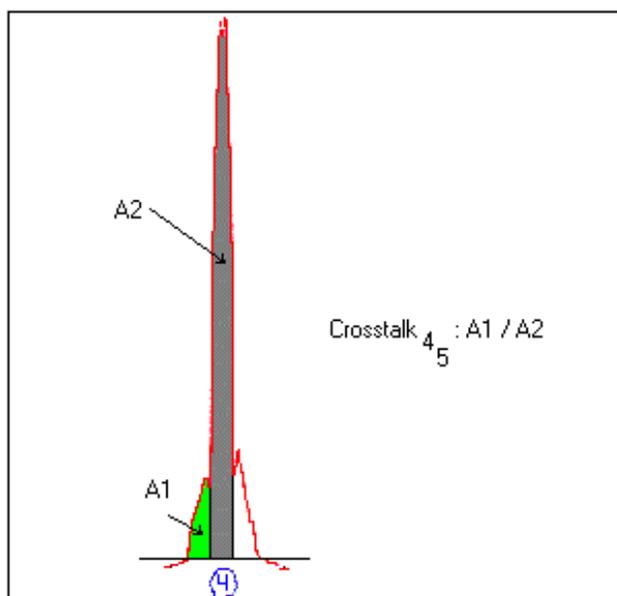


Fig. 5.27: “Crosstalk” no canal $\lambda=4$, devido ao canal $\lambda=5$.

Apesar de não terem sido realizadas medidas do “crosstalk” entre os canais independentes do detector multicanal, medidas fornecidas no manual do detector [Phil94] mostram que este está em torno de no máximo 6% para este tipo de detector. Considerando que no nosso caso são acoplados em paralelo 8 canais, podemos ver que o valor obtido está abaixo do máximo indicado pelo fornecedor.

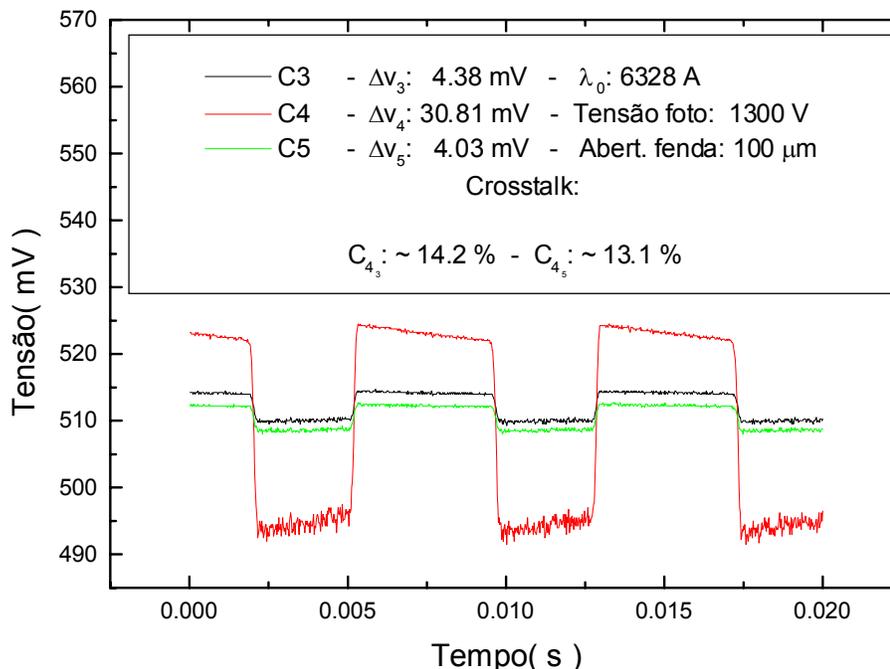


Fig. 5.28: “Crosstalk” nos canais $\lambda=3$ e $\lambda=5$, devido ao canal $\lambda=4$.

◆ Faixa de Valores de Temperatura Eletrônica Possíveis de Serem Medidos

Uma vez que precisamos de pelo menos três pontos para fazer o ajuste da curva experimental à teórica [Alon02], e como cada canal representa uma varredura de 27 Å, precisamos de uma largura espectral da ordem de 81 Å para obter um valor de temperatura mínima. Isso corresponde a uma temperatura eletrônica em torno de 1 eV para os parâmetros do nosso plasma. Como pode ser observado na Fig. 5.29, isto implica que quanto menor a temperatura eletrônica, mais estreito é o seu espectro gaussiano.

Além disso, como o maior nível de luz espúria nos experimentos sempre está em torno do comprimento de onda do laser de rubi, 6943 Å, ao se diminuir a temperatura a área coberta devido à luz espúria na área do sinal Thomson se torna cada vez maior, dificultando as medidas da temperatura eletrônica. Por outro lado, para temperaturas da ordem de 600 eV, com alargamento de aproximadamente 800 Å, a variação da intensidade nos canais espectrais do detector multicanal seria muito pequena, dificultando as medidas. No entanto, a

rede de difração do espectrômetro poderia ser mudada, tornando possível a medidas de maiores valores de temperatura.

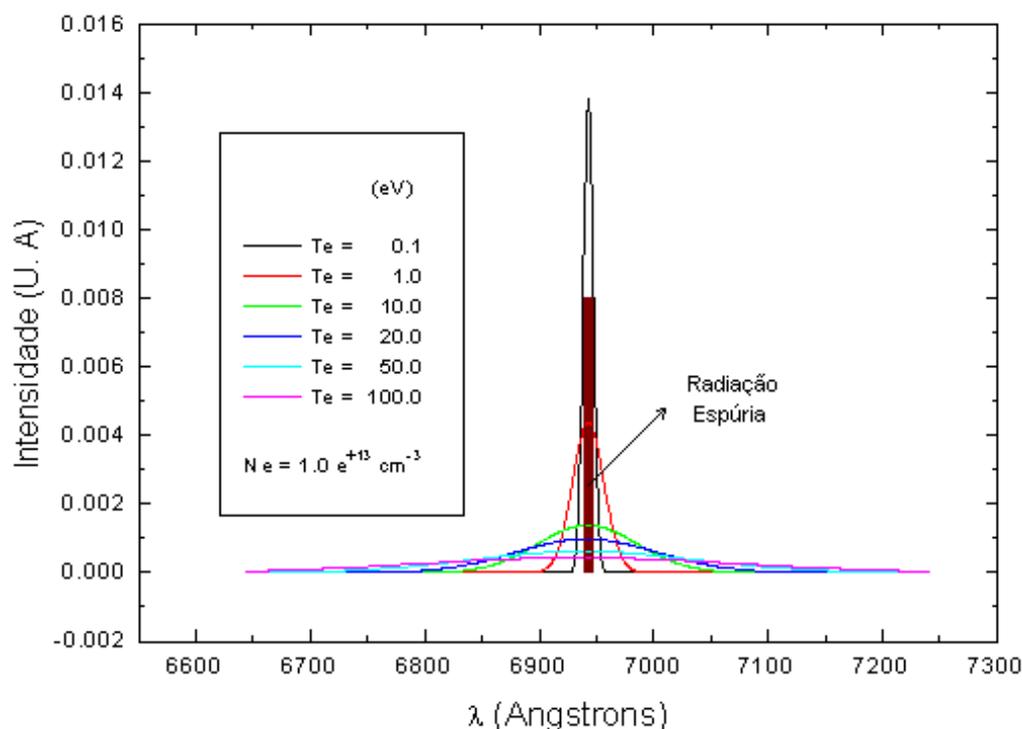


Fig. 5.29: Perfis gaussianos do espalhamento Thomson para diferentes valores de temperatura eletrônica.

5.4.3 – Amplificadores

Depois de feitas as montagens mecânica e elétrica do detector multicanal foram realizados alguns testes para a obtenção do sinal de espalhamento Thomson. No entanto, devido ao baixo sinal apresentado nas saídas do detector, houve a necessidade de amplificação dos sinais. Por isso, amplificadores operacionais foram utilizados.

Dá-se o nome de amplificador operacional ao conjunto de transistores que são conectados juntos, geralmente em três estágios consecutivos diferentes, ou mais, capazes de realizar algumas operações específicas.

De forma semelhante, se parte do sinal de saída é retornado à entrada do amplificador operacional, “feedback”, o amplificador apresentará também uma

melhora na resposta em frequência e uma diminuição no ganho efetivo[Brop85], Fig. 5.30, haja vista que este é composto por transistores amplificadores. O diagrama em bloco simplificado de um amplificador operacional pode ser visto na Fig. 5.31.

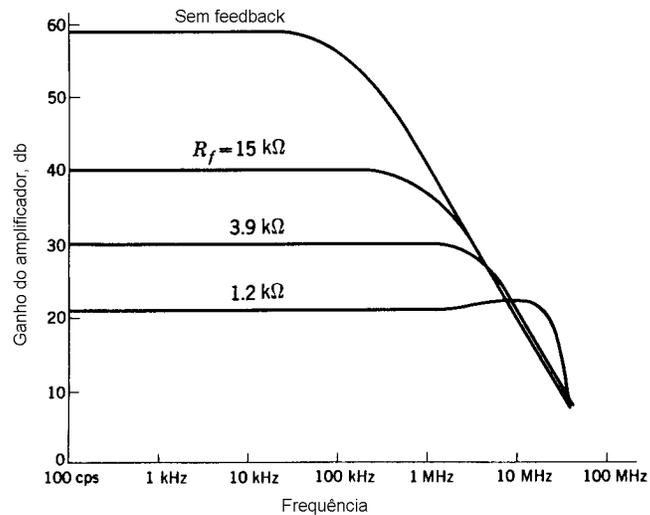


Fig. 5.30: Efeito do processo de “feedback” aumentando a resposta em frequência, mas diminuindo o ganho efetivo do amplificador de dois estágios composto por CI’s 2N930.

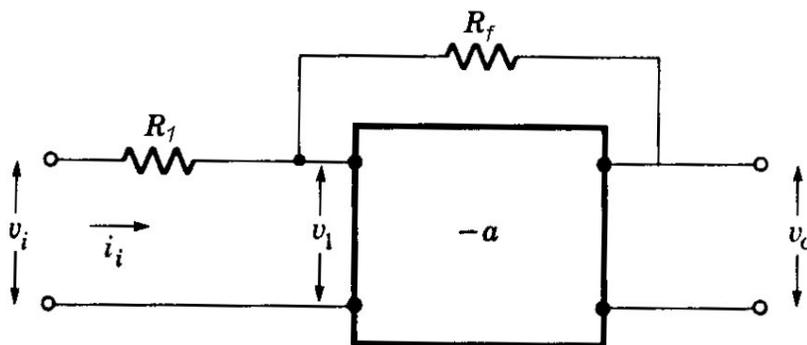


Fig. 5.31: Diagrama em bloco simplificado de um amplificador operacional com “feedback”.

Tais amplificadores operacionais, também conhecidos como “buffers”, exibem uma alta impedância de entrada e uma baixa impedância na saída,

funcionando muito bem como um dispositivo “casador” de impedância, ou seja, que faz o acoplamento entre dispositivos que apresentam grande variação de impedância.

O amplificador operacional utilizado, AD8001 - “Analog Devices”, sendo um amplificador “feedback” de corrente, além de agir como “casador” de impedância, também apresenta uma ótima resposta em frequência, com uma largura de banda (“bandwidth”) em torno de 800 MHz, e permite um ganho variável através da utilização de resistores específicos, Fig. 5.32.

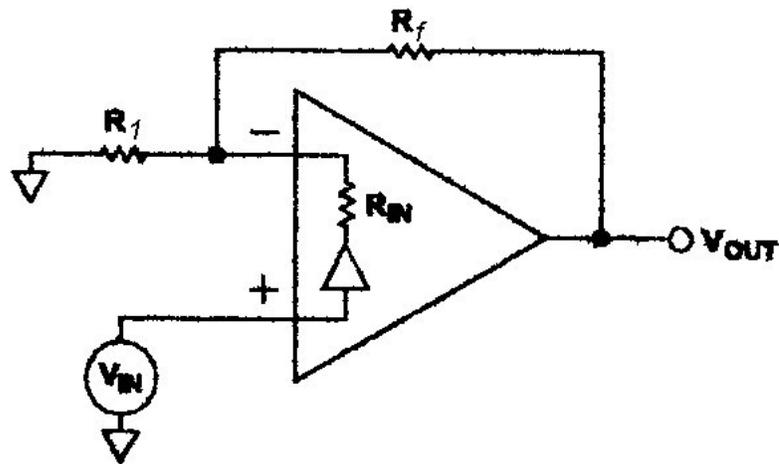


Fig. 5.32: Diagrama em bloco do amplificador “feedback” de corrente, AD8001.

Na Fig. 5.32, R_{IN} é a impedância interna que liga as entradas, e para o CI AD8001, R_{IN} é em torno de 50Ω .

Para estes CI's, devido à conexão entre ganho e resposta em frequência, a fórmula para o ganho total, G_T , é dada por[Anal02]:

$$G_T = \frac{V_o}{V_i} = G \cdot \frac{T_Z(f)}{T_Z(f) + G \cdot R_{IN} + R_1}, \quad (5.4)$$

$$G = 1 + \frac{R_f}{R_1}. \quad (5.5)$$

onde, G é o ganho da malha externa, e $T_z(f)$ é a transimpedância característica do amplificador, definida como a razão entre a variação da voltagem na saída pela variação da corrente na entrada, e que é uma função da frequência do sinal aplicado à entrada do amplificador, e que para este CI específico pode ser vista na Fig. 5.33:

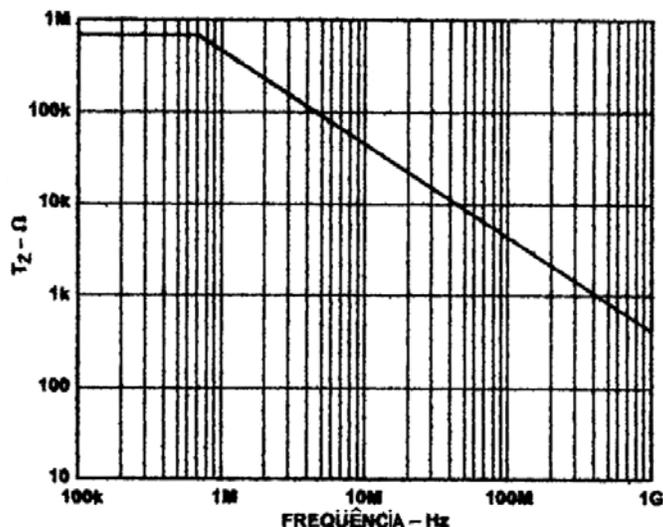


Fig. 5.33: Curva da transimpedance x frequência para o CI AD8001.

Como o laser de rubi apresenta uma largura a meia altura em torno de 40 ns, mostrado na Fig. 5.2, a frequência de trabalho de 250 MHz, aproximadamente dez vezes a frequência do laser, isto resulta em $T_z \approx 2.5 \text{ K}\Omega$. Para $R_f = 260 \Omega$ e $R_1 = 47 \Omega$, obtendo portanto $G \approx 6.53$ e $G_T \approx 5.29$, sendo este o ganho devido a malha externa.

No entanto, somente sendo utilizado como “buffer” o dispositivo já se nota um “ganho” em sinal. Na realidade, ele somente evita que o sinal diminua ao percorrer o cabo que leva o sinal da saída do amplificador ao módulo de aquisição.

Por exemplo, quando utilizamos o “buffer” LH0033 – “National”, que possui ganho unitário, e que foi utilizado somente como dispositivo “casador” de impedância, apesar de o ganho ser “unitário”, obtivemos uma amplificação do sinal em aproximadamente 5.67 vezes, mostrado na Fig. 5.34.

Isto ocorre porque amplificadores “buffers” com realimentação de corrente têm a capacidade de manter o sinal aplicado à entrada, em sua saída, mesmo que esta apresente uma grande capacitância, evitando que o sinal vá decrescendo a medida que este percorra um longo cabo coaxial, geralmente utilizado entre o detetor multicanal e o módulo de aquisição.

Assim, o ganho efetivo total para o amplificador AD8001 que foi utilizado nas medidas, e que age tanto como “casador” de impedância quanto como amplificador, é de aproximadamente 30: $G_{\text{eff}} \approx 5,67 \times G_T \approx 30$. O valor experimental obtido foi de $G_{\text{eff}}(\text{exp}) \approx 25$, mostrado na Fig. 5.35. Note que na Fig. 5.35 o sinal normal foi normalizado em relação ao amplificado para melhor visualização do tempo de resposta dos sinais.

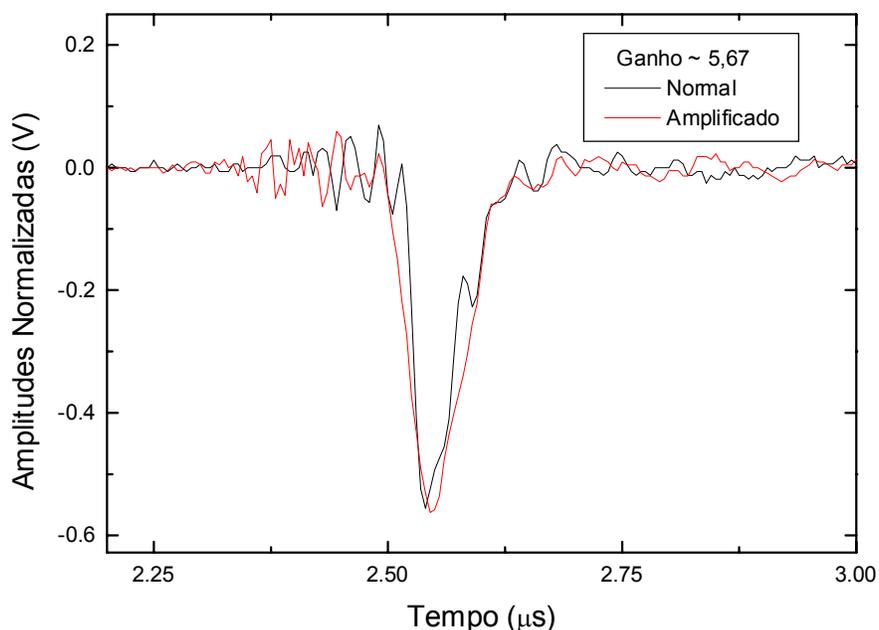


Fig. 5.34: Comparação entre os sinais normalizados e amplificados com ganho de aproximadamente 5,67 vezes obtido com o “buffer” LH0033.

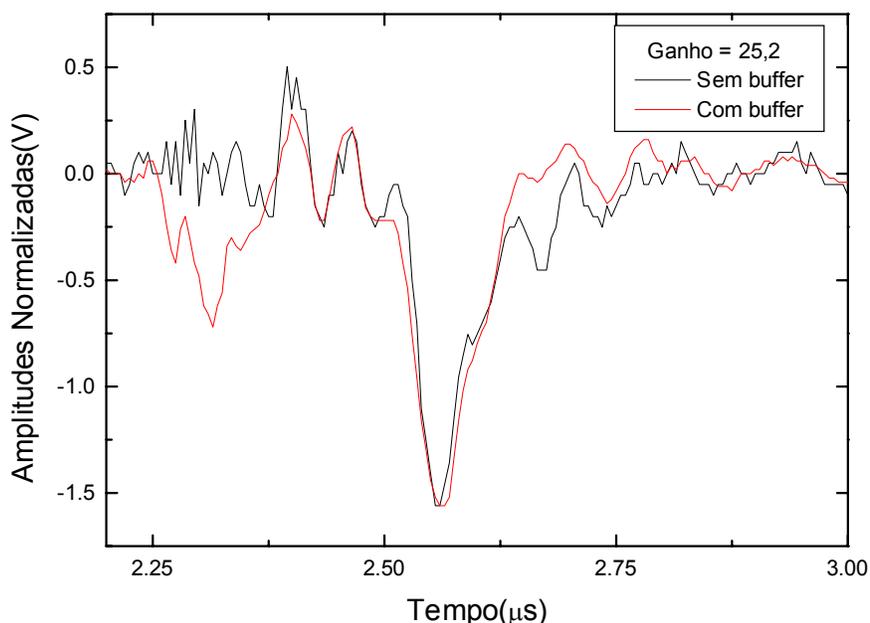


Fig. 5.35: Comparação entre os sinais sem “buffer” normalizado e com “buffer” com ganho de aproximadamente 25,2 vezes obtido com o “buffer” AD8001.

5.5 – Aquisição de Dados

Uma vez amplificados os sinais oriundos do detector multicanal, os mesmos são enviados ao sistema de aquisição de dados multicanal CAMAC, utilizando interface GPIB. Após o armazenamento dos sinais nos módulos CAMAC estes são transferidos para um computador dedicado que mostrará os resultados obtidos após cada descarga.

Foram postos em operação quatro canais referentes aos dois módulos Lecroy 6840, cada um com dois canais, mais quatro canais referentes ao módulo Lecroy 6810 e também outros 24 canais, referentes aos módulos Lecroy 2249A. Estes últimos são os que estão sendo utilizados no espalhamento Thomson, e serão descritos mais detalhadamente adiante.

5.5.1 – Módulos de Aquisição Integradores 2249A

O princípio de funcionamento do módulo 2249A, baseia-se na integração simultânea dos sinais colocados nas suas 12 entradas durante o tempo de acionamento do “gate”, dando para cada uma das suas saídas um valor proporcional à entrada respectiva.

O módulo integrador 2249A, possui 12 canais de entrada, e um único canal que funciona como canal de disparo para o início da integração simultânea dos sinais nos canais de entrada e que também controla a largura do “gate” (intervalo de tempo no qual será feito a integração).

Para cada um dos canais, o módulo armazena num capacitor a carga total referente ao sinal de entrada durante o intervalo do “gate”. Depois de um pequeno intervalo, o capacitor é descarregado continuamente, levando um tempo de descarregamento proporcional à carga de entrada. Este tempo é medido através do número de contagens de pulsos de um oscilador durante todo o tempo de descarga do capacitor. O valor obtido na saída equivale ao número de pulsos do oscilador, Fig. 5.36.

Como cada entrada só possui 10 “bits” para a contagem de pulsos, pode-se ter no máximo 1024 contagens, 2^{10} , que equivale a um valor máximo de entrada de 256 pC ou, 12.8 V num intervalo de 1 ns, já que as entradas são de 50Ω .

As entradas são sensíveis a sinais negativos, sendo o intervalo linear de trabalho normalmente de -2mV a -1V .

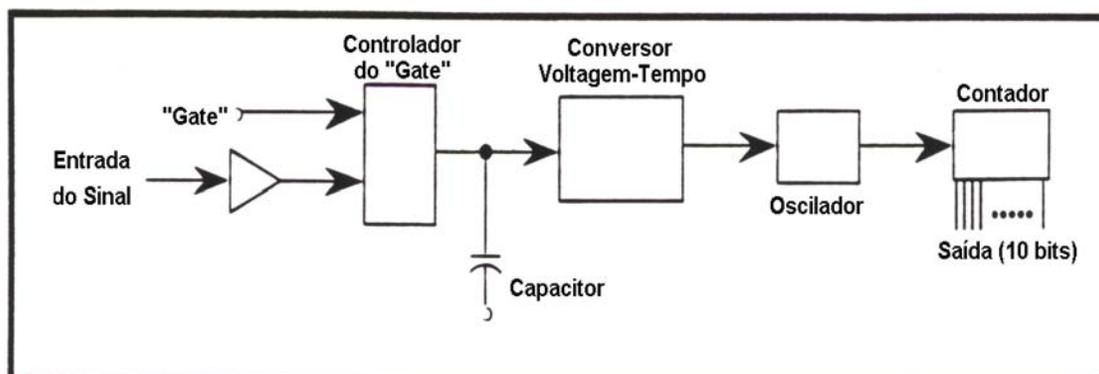


Fig. 5.36: Diagrama em bloco do módulo 2249A.

Somente um sinal de “gate” é enviado para a aquisição simultânea de todos os canais de entrada. Este sinal deve ser negativo sendo de no mínimo -600 mV. Já o intervalo de trabalho vai de aproximadamente 10 ns à 2 μ s, sendo que para intervalos maiores que 200 ns, um sinal de fundo residual, denominado “pedestal”, começa a ser significativo e resulta na contagem base de cada canal proporcional ao intervalo do “gate”, e que aparece mesmo quando não se aplica sinal algum à entrada do canal.

O número de contagens devido ao pedestal é de aproximadamente[Lecr95]:

$$P_d = 4.(1 + 0.03 t_g), \quad (5.6)$$

onde t_g é o intervalo do “gate” em nanosegundos.

Um exemplo de como é feita a integração pelo módulo 2249A de um sinal teste na entrada de um dos canais será mostrado a seguir, bem como a influência do pedestal, que deve ser levado em conta.

Para o teste, foi feita a aquisição dos sinais em paralelo, usando tanto o módulo 2249A, quanto o osciloscópio TDS 320, de forma que pudéssemos calcular os valores do pedestal e da integração do sinal em si.

Para os sinais mostrados na Fig. 5.37, o valor medido pelo módulo 2249A para este canal resultou em 616 contagens e o intervalo do “gate” é de aproximadamente 720 ns, resultando num pedestal de aproximadamente 90 contagens. Foi utilizado um intervalo de “gate” grande de forma proposital. Fazendo-se a integração somente do sinal teste via “software”, Fig. 5.38, obtemos um valor de contagem de aproximadamente 535 .

Portanto, a soma dos dois valores, devido ao pedestal e à integral resulta em um número total de contagens em torno de 625 . Assim, vemos que o valor obtido levando em conta a eq. (5.6) e obtido pelo osciloscópio, em relação ao valor obtido diretamente pelo módulo 2249A, são bem próximos.

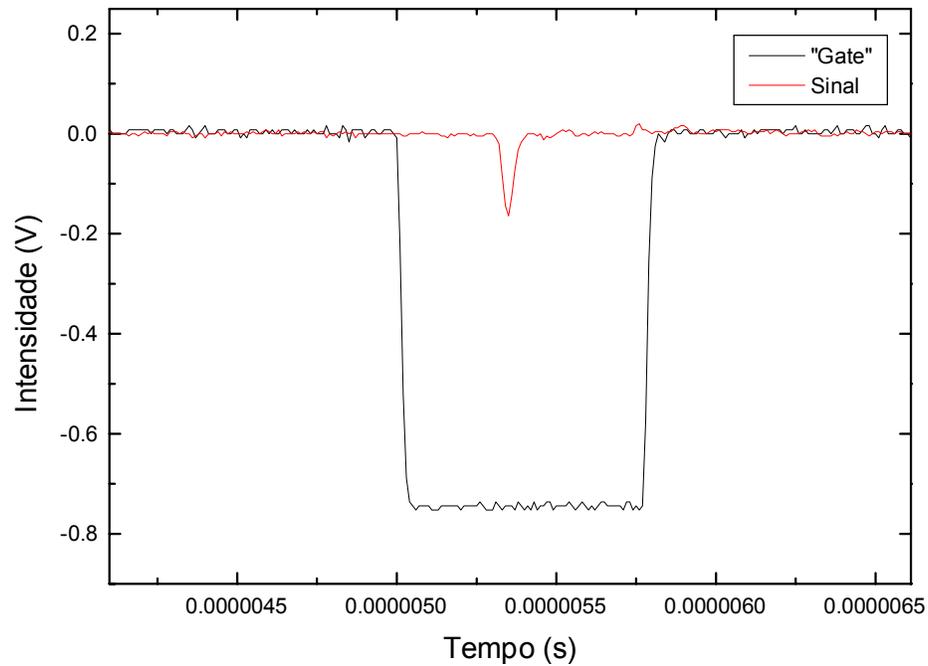


Fig. 5.37: Sinal do “gate” e sinal teste na entrada do primeiro canal do módulo 2249A.

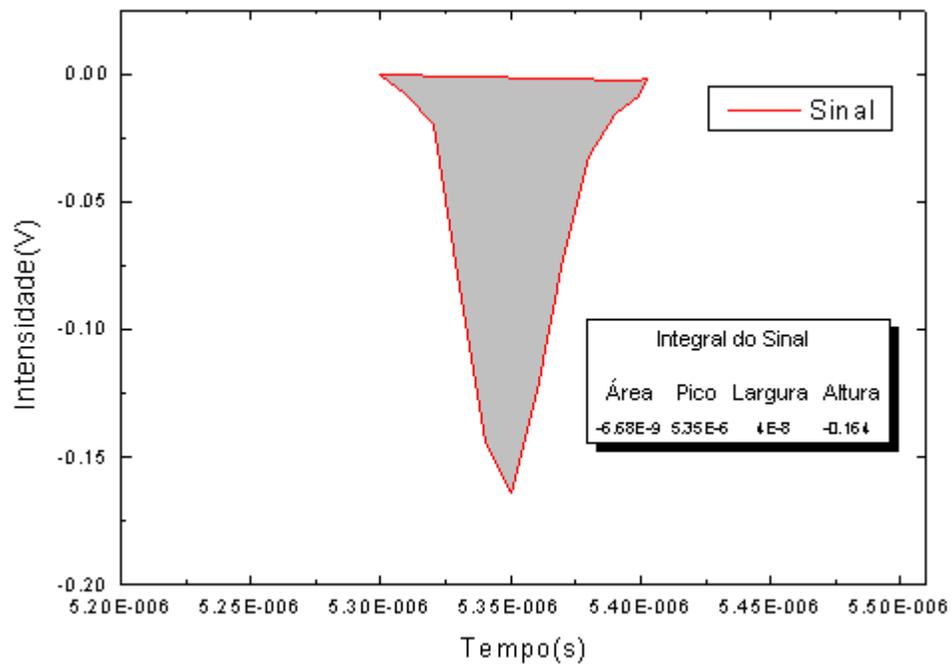


Fig. 5.38: Sinal integrado no tempo.

5.5.2 – Processamento de Sinais

Para que as medidas fossem feitas de forma correta, era preciso que os sinais amplificados provenientes da saída do detector multicanal “caíssem” dentro do “gate” que controla o tempo de aquisição dos sinais na entrada do ADC 2249A, como na Fig. 5.37. Dessa forma, fez-se necessário a verificação simultânea, utilizando osciloscópios, de que os sinais na saída do detector multicanal caíam corretamente dentro do “gate”.

Devido ao fato de que o sinal espalhado tem uma duração da ordem de algumas dezenas de nanosegundos, Fig. 5.2, o osciloscópio utilizado tinha que ser rápido o suficiente para que o sinal pudesse ser detectado. Para isso foram utilizados dois osciloscópios rápidos, o Tektronix TDS 320, com taxa de aquisição de 500 “Msamples” / s, e dois canais, e o Tektronix TDS 220, com uma taxa de aquisição maior de 1 “Msamples” / s, e também com dois canais. Assim, durante as medidas, foi possível fazer a monitoração simultânea de no máximo quatro canais distintos.

Os osciloscópios apresentam saídas para impressora e porta GPIB, o que permite a sua ligação a computadores.

Devido ao número limitado de sinais que podem ser gravados ao mesmo tempo na memória dos osciloscópios, geralmente os sinais captados via interface GPIB foram armazenados em computador para que pudessem ser tratados posteriormente. Para isso foram desenvolvidos programas para aquisição dos dados, listados no Apêndice C.

A obtenção e armazenamento dos dados no computador Pentium II, 650 MHz é feita através de uma placa controladora GPIB, STD – 8410, o mesmo tipo utilizado no sistema CAMAC.

Capítulo 6

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os resultados experimentais consistem em duas partes distintas: a primeira parte está ligada a operação do tokamak NOVA-UNICAMP, e a segunda compreende a realização dos diagnósticos de espalhamento Thomson e Rayleigh multipassagem e multiespacial.

A primeira parte consiste na operação otimizada do tokamak NOVA-UNICAMP em conjunto com outros membros do grupo buscando determinar as melhores condições de operação da máquina. Foram obtidos três modos tokamak de operação: corrente de elétrons fugitivos (“runaway”), resistivo e misto.

Já a segunda parte é basicamente subdividida em quatro fases distintas: a primeira foi o estudo e montagem de todo o aparato experimental necessário à realização dos diagnósticos de espalhamento Thomson e Rayleigh multipassagem e multiespacial; a segunda foi a realização de medidas da temperatura e da densidade eletrônicas do centro do plasma utilizando inicialmente um detector simples, a fotomultiplicadora RCA 7265; a terceira foi a montagem e caracterização do detector multicanal XP 1752; e, por último, a utilização deste detector na realização do espalhamento Thomson multiespacial, em quatro posições distintas ao longo do raio do plasma e do tempo de descarga do tokamak.

Serão portanto mostrados inicialmente as análises e resultados referentes à operação do tokamak NOVA-UNICAMP e, em seguida, serão mostradas as análises e os resultados referentes aos diagnósticos de espalhamento Thomson e Rayleigh.

6.1- Operação do Tokamak NOVA-UNICAMP

Para a operação do tokamak, geralmente é feita a monitoração de quatro diagnósticos principais: a corrente de plasma, a voltagem de enlace, a variação do

campo vertical, e o sinal do raio-X duro, como mostrado na Fig. 2.22, para uma descarga de limpeza.

Foram obtidos basicamente três modos de operação do tokamak: corrente de elétrons fugitivos (“runaway”), resistivo e misto.

No modo “runaway” as descargas se caracterizam por apresentarem baixos valores da voltagem de enlace e altos valores de raios-X[Fuji91], que aparecem na forma de picos abruptos e intermitentes ao longo de toda a descarga numa frequência entre 2kHz e 3 kHz. Este modo de operação parece estar relacionado a baixos valores de densidade eletrônica, baixo nível de impurezas, e também a uma formação mais lenta da corrente de plasma em comparação às descargas resistivas.

O estudo do modo “runaway” em tokamaks é bem antigo [Vlas73], e no nosso tokamak pelos estudos realizados [Fuji91] foram obtidos energia máxima do feixe de elétrons de 1 MeV, temperatura do feixe de 400 eV, ocupando em torno de 70% da corrente total de plasma, medida de 10 kA, como mostrada na Fig. 6.1. No nosso caso a corrente de plasma medida foi de aproximadamente 6 kA, mostrada na Fig. 6.2, mais não é possível fazer estimativas dos valores obtidos de energia máxima do feixe e também da temperatura. Na Fig. 6.2 são mostrados os sinais típicos para as descargas do tokamak NOVA-UNICAMP no modo “runaway” obtidos no início dos trabalhos da tese.

Um estudo mais recente sobre o fenômeno [Galv01] no tokamak TCABR-USP, denominado de RATS, “runaway – triggered spikes”, mostra maior semelhança com os nossos resultados, Fig. 6.3.

Devido aos altos valores de raios-X apresentados neste tipo de descarga, maiores cuidados precisam ser tomados durante a operação do tokamak, tais como a utilização continuada de dosímetros para monitoramento mensal dos níveis de radiação, e evitar caminhar por regiões do laboratório que não possuem proteções de chumbo, usado para diminuir o nível de raios-X durante a operação da máquina.

No modo resistivo, que é o mais utilizado por ser a verdadeira descarga tokamak, comparativamente os valores da voltagem de enlace aumentam

enquanto que os valores de raios-X diminuem.

Sinais típicos para as descargas do tokamak no modo resistivo obtidos no início dos trabalhos de tese podem ser vistos na Fig. 6.4.

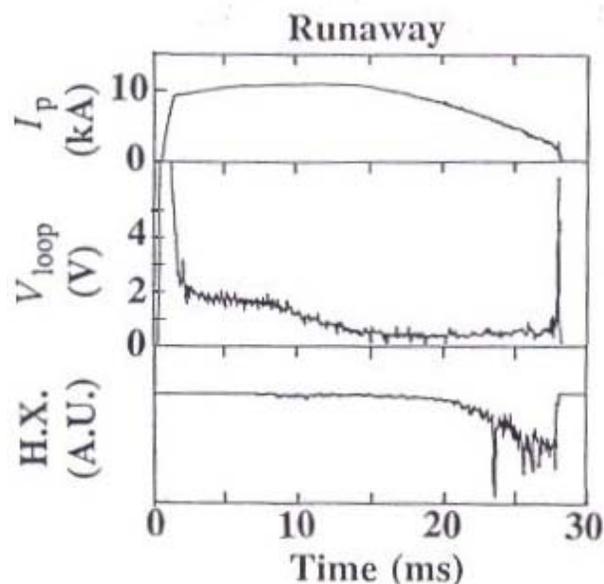


Fig. 6.1: Sinais típicos da corrente de plasma, voltagem de enlace, e raios-x duro obtidos em modo “runaway” para o tokamak NOVA-UNICAMP em 1991[Fuji91].

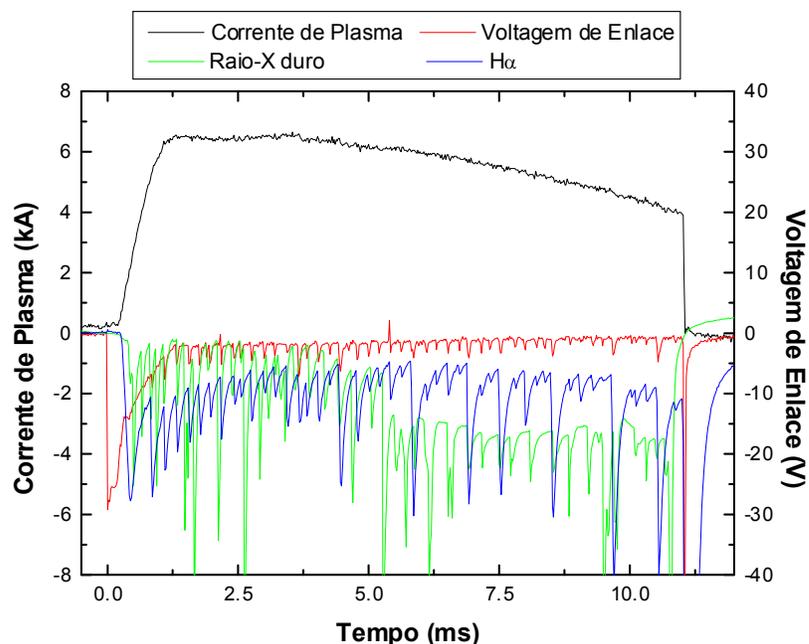


Fig. 6.2: Sinais típicos da corrente de plasma, voltagem de enlace, raios-x duro, e de $H\alpha$, obtidos em modo “runaway” para o tokamak NOVA-UNICAMP no início dos trabalhos da tese.

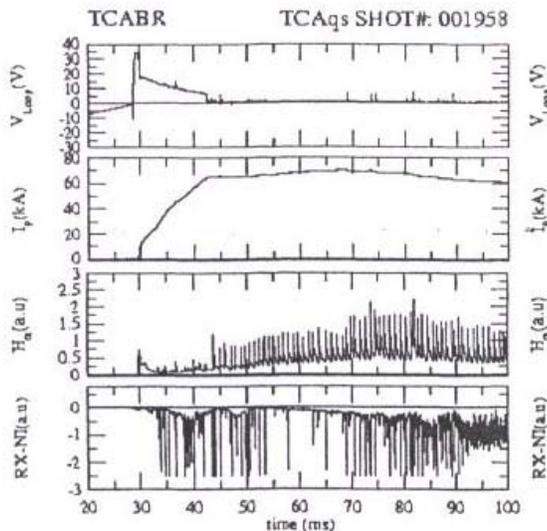


Fig. 6.3: Sinais típicos da corrente de plasma, voltagem de enlace, raios-x duro, e de H_{α} , obtidos em modo “runaway” para o tokamak TCABR-USP [Galv01].

Das Figs. 6.2 e 6.4, pode ser observado através dos sinais de voltagem de enlace e raios-X que o comportamento nas descargas resistivas é bastante diferente das descargas “runaway”, embora o valor da corrente de plasma seja aproximadamente o mesmo em ambas as descargas. Pode-se ainda notar que a emissão de H_{α} no modo resistivo é bem maior do que no modo “runaway”.

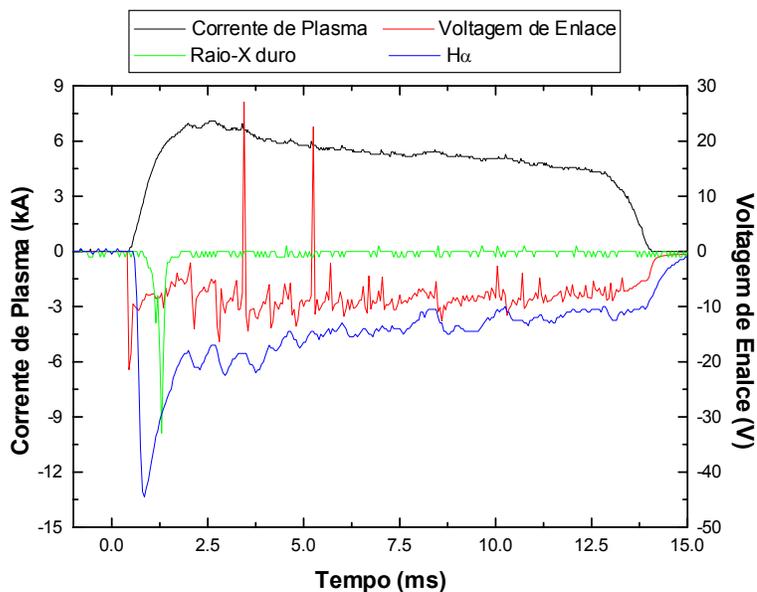


Fig. 6.4: Sinais da corrente de plasma, voltagem de enlace, raios-x duro, e de H_{α} , obtidos em modo resistivo.

Já no modo misto podemos observar a composição dos dois modos acima, como pode ser visto na Fig. 6.5.

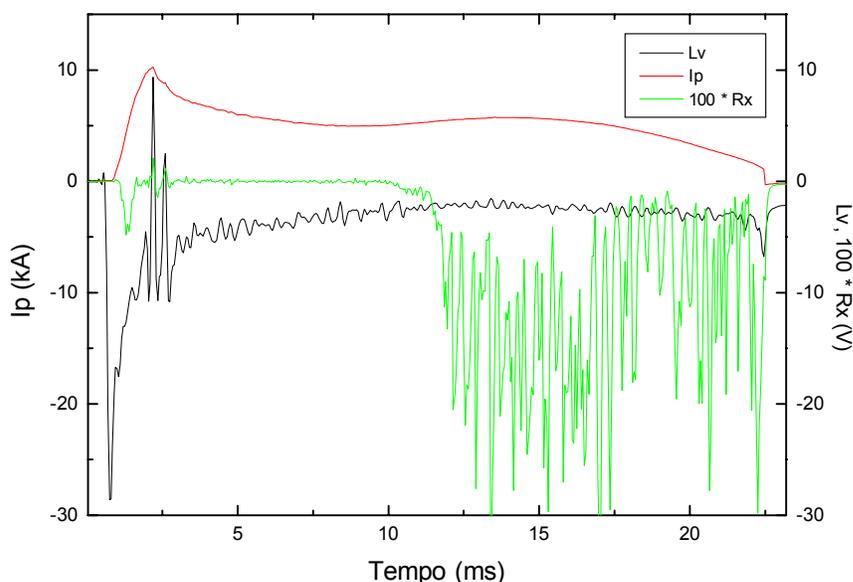


Fig. 6.5: Descarga atual do tokamak NOVA-UNICAMP, em modo misto, mostrando: L_v : tensão de enlace, I_p : corrente de plasma e R_x : raio-x duro.

Na Fig. 6.5 pode ser observado que até aproximadamente 12 milissegundos do início da corrente de plasma a descarga se comporta como resistiva, e que nos 10 milissegundos finais ela se comporta como feixe de elétrons fugitivos.

Na região resistiva a temperatura eletrônica está em torno de 60 eV e na região “runaway” esta foi calculado aproximadamente, utilizando a fórmula de Sptizer, obtendo-se um valor em torno de 172 eV, para $t \approx 17$ ms. Também, análises qualitativas realizadas por meio de espectroscopia mostram que os valores de densidade parecem diminuir.

Infelizmente, não foi possível até o momento identificar de forma certa os mecanismos que controlam os diferentes modos de operação. Por isso, demos prioridade a operação em modo resistivo e a maioria das medidas realizadas foram obtidas neste modo.

Em descargas resistivas, os melhores resultados que conseguimos até o momento foram corrente de plasma em torno de 10 KA, voltagem de enlace em torno de 6 V, temperatura eletrônica em torno de 70 eV, e densidade eletrônica em torno de $0,7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

No entanto, como será mostrado no final deste Capítulo, o aumento da corrente de plasma por si só não parece ser suficiente para o aumento da temperatura e diminuição da densidade eletrônica. Na Fig. 6.6 é mostrada uma descarga atual da máquina operando em modo resistivo.

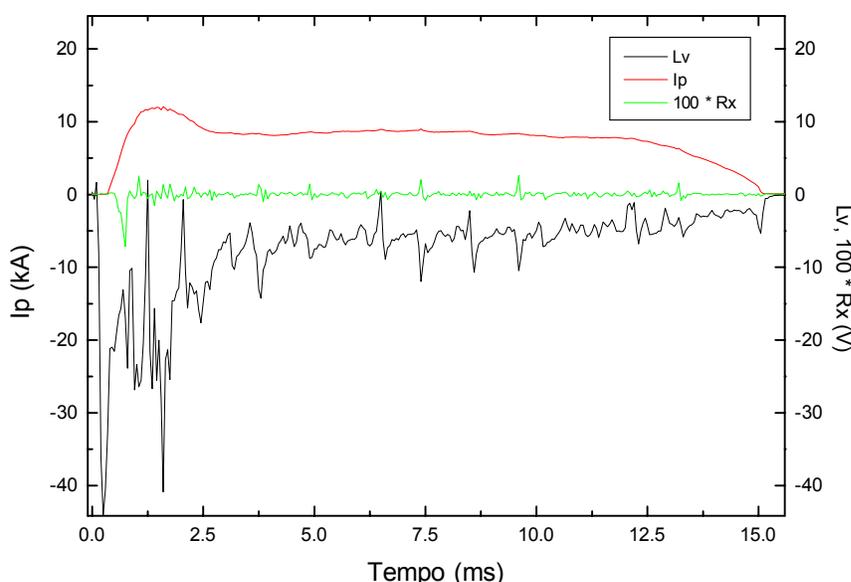


Fig. 6.6 : Descarga resistiva atual do tokamak NOVA-UNICAMP em plasma de hidrogênio.

Da Fig. 6.6, pode ser observado que o valor da voltagem de enlace ainda está muito alto, indicando talvez um alto nível de impurezas.

Apesar da máquina estar operando em melhores condições do que no início dos trabalhos de tese, em grande parte devido a melhoramentos obtidos nas condições de pressão de base do vaso, ainda é preciso que se entenda melhor como ocorre a passagem entre os diferentes modos de operação para que se possa alternar entre os tipos de descarga e, através do estudo destas, compreender melhor o plasma gerado no tokamak.

6.2 – Resultados do Diagnóstico de Espalhamento Thomson

Durante os trabalhos foram realizadas medidas de temperatura e densidade eletrônicas utilizando dois detectores diferentes: o detector simples RCA 7265, utilizado nas primeiras medidas; e por último, o detector multicanal XP 1752, que ainda não tinha sido testado em medidas de espalhamento Thomson.

Serão mostrados nesta seção os resultados mais importantes ligados aos espalhamentos Thomson e Rayleigh realizados com os dois detectores.

Inicialmente serão mostrados resultados relativos ao sistema de multipassagem do feixe do laser e a ótica de coleção de luz espalhada. Em seguida, mostraremos as medidas de temperatura e densidade eletrônicas obtidos com o detector simples para a posição central do plasma. Depois, serão mostradas as medidas de comparação entre os sinais do detector simples e multicanal, seguidas pelos resultados obtidos com os amplificadores utilizados para o aumento dos sinais na saída do detector XP 1752, e também medidas de caracterização deste.

Por fim, serão apresentadas os resultados de medidas simultâneas de temperatura e densidade eletrônicas para quatro posições diferentes ao longo do raio do plasma, e ao longo do tempo de descarga do plasma.

6.2.1 – Ganho do Sistema de Multipassagem

Utilizando o espalhamento Rayleigh e um único canal do detector multicanal, canal (λ_4, r_4) foi medida a curva de ganho do sistema de multipassagem em função do número de passagens do feixe do laser pela região central de espalhamento, Fig. 6.7. Foi utilizado somente um canal individual, centrado no comprimento de onda do laser de rubi, porque no espalhamento Rayleigh só estamos interessados na intensidade máxima do pulso, e não na sua largura. O mesmo estudo com detector simples já foi realizado anteriormente e não será discutido neste trabalho[Mont99].

Pelo gráfico da Fig. 6.7, vemos que a curva quase atinge a saturação para um ganho em torno de 6. Este valor de ganho máximo deve-se principalmente a perdas que ocorrem nas janelas de entrada e saída do laser, que apesar de estarem em ângulo de “Brewster”, ainda apresentam perdas devido aos vidros não terem tratamento anti-reflexão para o comprimento de onda do laser de rubi. Entretanto, com este ganho foi possível realizar o espalhamento Thomson com êxito.

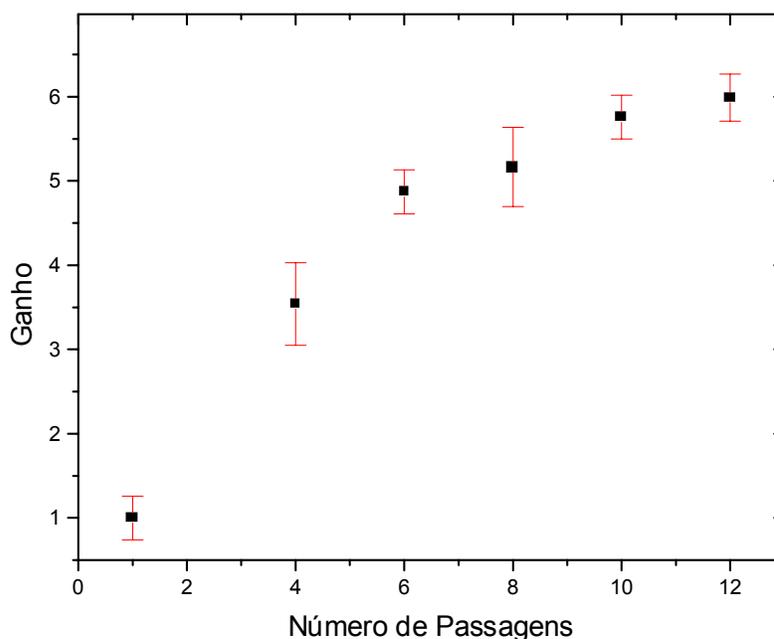


Fig. 6.7: Ganho do sistema de multipassagem em função do número de passagem.

6.2.2 – Ótica Coletora da Luz Espalhada

A idéia básica da ótica coletora é tentar captar a maior quantidade de luz espalhada levando em consideração o espectrômetro utilizado e as lentes que estão disponíveis no local.

Inicialmente, foi utilizado um conjunto ótico que denominaremos de ótica N^o 1, composto de duas lentes plano-convexas, tendo a lente coletora uma distância

focal de 43,0 cm e diâmetro de 4,9 cm, e a lente de casamento uma distância focal de 15,0 cm e um diâmetro de 4,5 cm.

Depois, foi utilizada um novo conjunto de lentes para aumentar o sinal coletado, que denominaremos de ótica N^o 2, composto de duas lentes plano-convexas, tendo diâmetros iguais a 4,0 cm, e tendo a lente coletora foco igual a 45,0 cm e a de casamento foco igual a 30,0 cm.

Simulações foram feitas com o “software” ZEMAX(Focus Software), utilizando o mesmo espectrômetro, a mesma distância entre o plasma e o espectrômetro, abertura de fendas, e volume de espalhamento. Os resultados mostraram que o número de fótons coletados pela ótica N^o 1 é de aproximadamente 7.7×10^4 fótons, Fig. 6.8, e para a ótica N^o 2 é de aproximadamente 1.4×10^5 fótons, Fig. 6.9, aumentando em dobro, aproximadamente, o número de fótons coletados. Este fato também foi verificado na prática onde os sinais tiveram um aumento considerável.

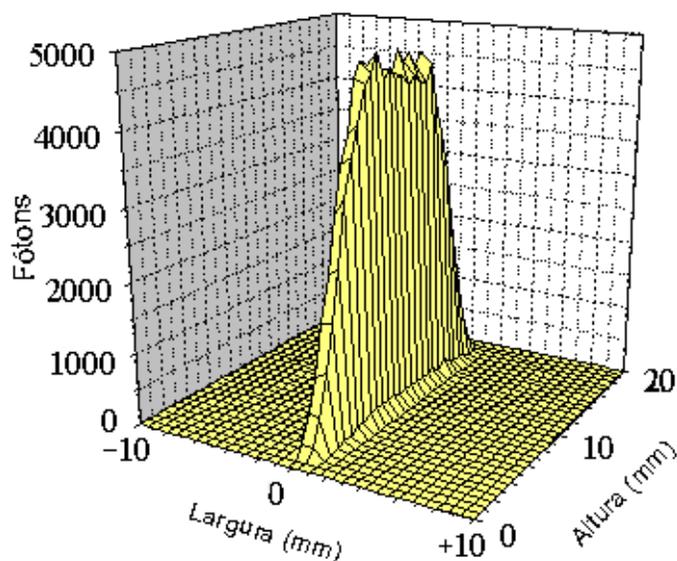


Fig. 6.8: Distribuição dos fótons coletados pela ótica N^o 1 na fenda de entrada do espectrômetro SPEX.

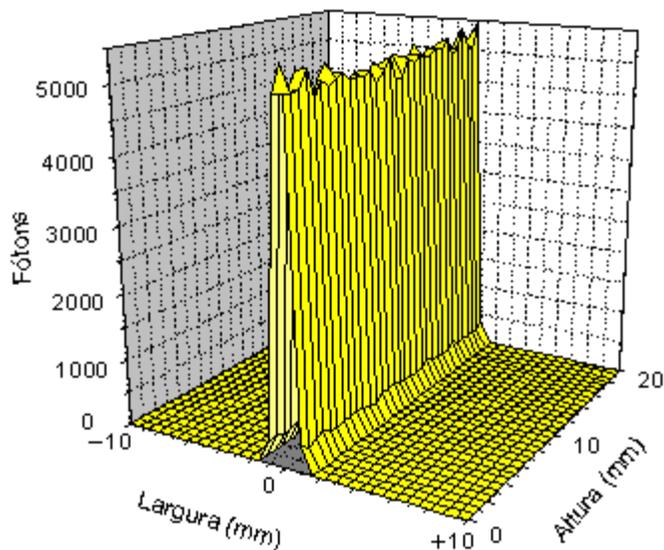


Fig. 6.9: Distribuição dos fótons coletados pela ótica Nº 2 na fenda de entrada do espectrômetro SPEX.

6.2.3 – Medidas com o Detector Simples RCA 7265

Quando são feitas as medidas dos sinais no espalhamento Thomson, sem que haja a preocupação de se fazer uma calibração das grandezas óticas envolvidas, podemos calcular diretamente a temperatura eletrônica do plasma através do levantamento do seu perfil espectral, e fazendo a medida do alargamento Gaussiano do sinal que está diretamente ligado à temperatura, eq. (3.2.27). Ou seja, quanto maior for a temperatura, maior será o alargamento, e vice-versa. Sendo assim, foram desenvolvidos dois programas para fazer o ajuste rápido das curvas teóricas de espalhamento aos dados experimentais, cujos detalhes podem ser encontrados no Apêndice C.

Já para a medida da densidade eletrônica, a calibração ótica é imprescindível uma vez que a informação da densidade está contida na amplitude do sinal Thomson espalhado, eq. (3.2.27), e onde está também a constante de calibração ótica, de acordo com a eq. (3.3.17). Neste caso, os programas fornecem valores de densidade e temperatura, como podem ser vistos nas Figs. 6.10 e 6.11.

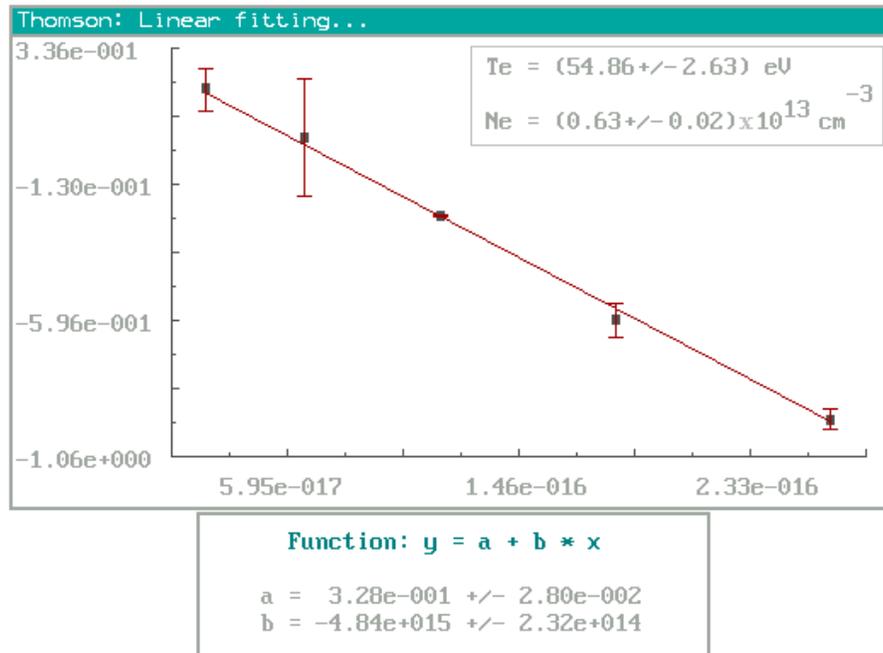


Fig. 6.10: Ajuste linear para cálculo da temperatura eletrônica, onde é mostrado o gráfico de $\ln(S_{TS}) \times (\Delta\lambda)^2$.

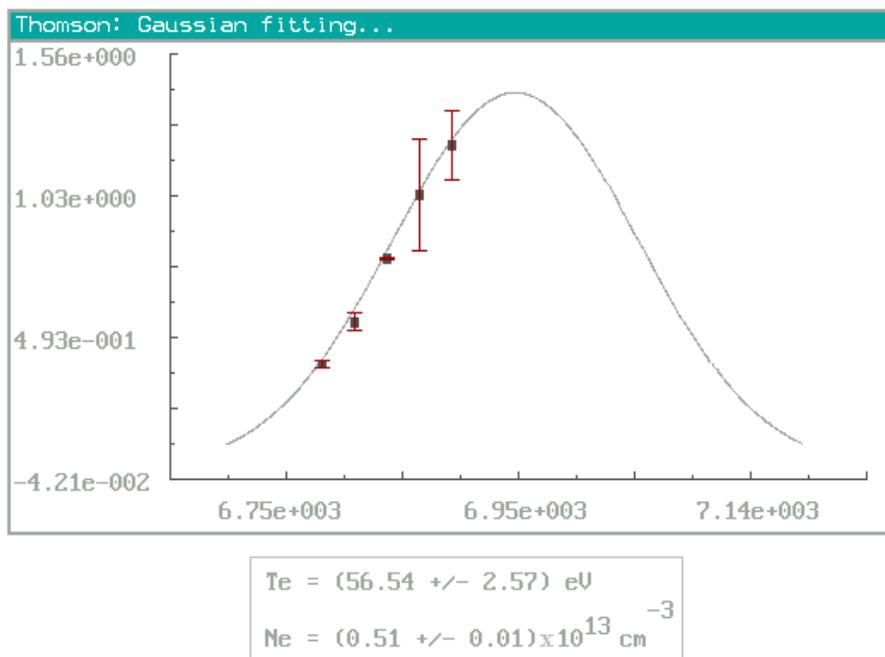


Fig. 6.11: Ajuste Gaussiano dos dados experimentais ($S_{TS} \times \lambda$).

◆ Medidas Realizadas com a Ótica N^o 1.

As primeiras medidas de espalhamento Thomson foram feitas com o detector simples RCA 7265 na forma de ajuste da ótica N^o 1, fornecendo medidas da densidade e da temperatura eletrônica no centro do plasma. Para que o valor da densidade eletrônica pudesse ser determinado foram realizadas medidas de espalhamento Rayleigh obtendo uma curva de calibração mostrada na Fig. 6.12.

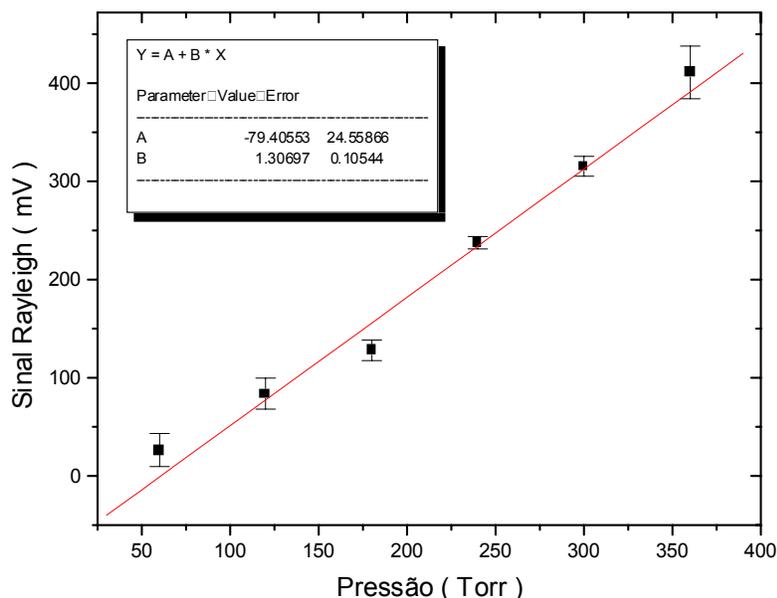


Fig. 6.12: Sinal Rayleigh normalizado como função da pressão medido com o detector simples RCA 7265 e com a ótica N^o 1.

Durante as medidas alguns cuidados foram tomados com o objetivo de evitar o espalhamento Mie devido à partículas grandes de poeira presentes no vaso. A primeira delas foi injetar o gás nitrogênio na câmara de forma lenta para não levantar partículas de poeira. Outra medida tomada foi esperar um intervalo de tempo médio em torno de 30 minutos entre cada valor de pressão injetado na câmara com a finalidade de esperar que as partículas de poeira assentassem.

Também é importante tentar manter uma temperatura constante durante toda a medida, que demora algumas horas, para evitar aferições erradas da

constante de calibração ótica, já que a pressão colocada na câmara está ligada a temperatura via equação dos gases para um mesmo volume fixo.

Via cálculo do coeficiente angular da curva de calibração obtivemos a constante de calibração necessária para a medida da densidade eletrônica.

Devido a dependência da largura do perfil Thomson gaussiano com a temperatura, esta pode ser obtida de forma direta fazendo o ajuste do logaritmo natural do sinal em função do quadrado do deslocamento em comprimento de onda, $(\Delta\lambda)^2$.

Utilizando a curva de calibração acima, e os sinais de espalhamento Thomson em função do comprimento de onda, obtivemos os resultados mostrados nas Figs. 6.13 e 6.14, que fornecem a temperatura e densidade eletrônicas no centro do plasma, isto é, 40,3 eV e $2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, respectivamente.

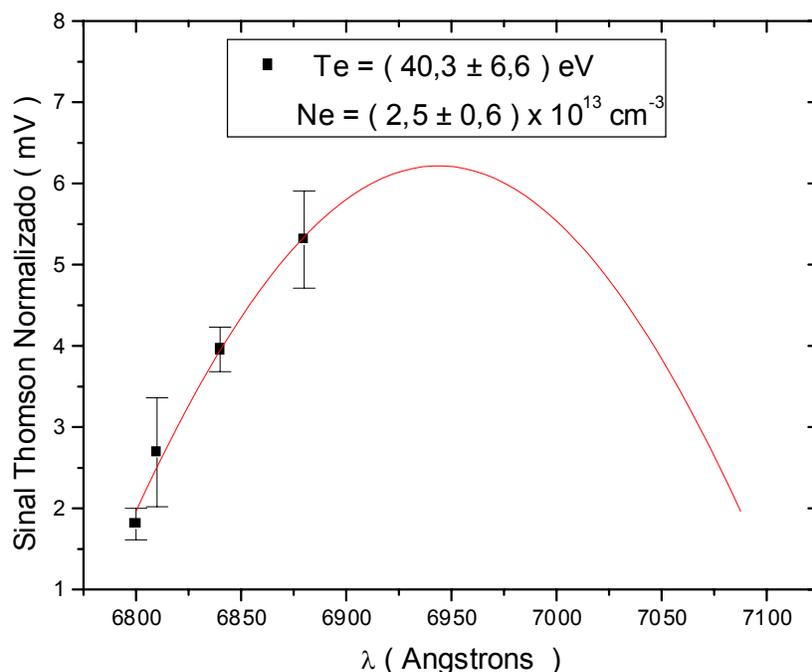


Fig. 6.13: Sinal Thomson normalizado como função do comprimento de onda.

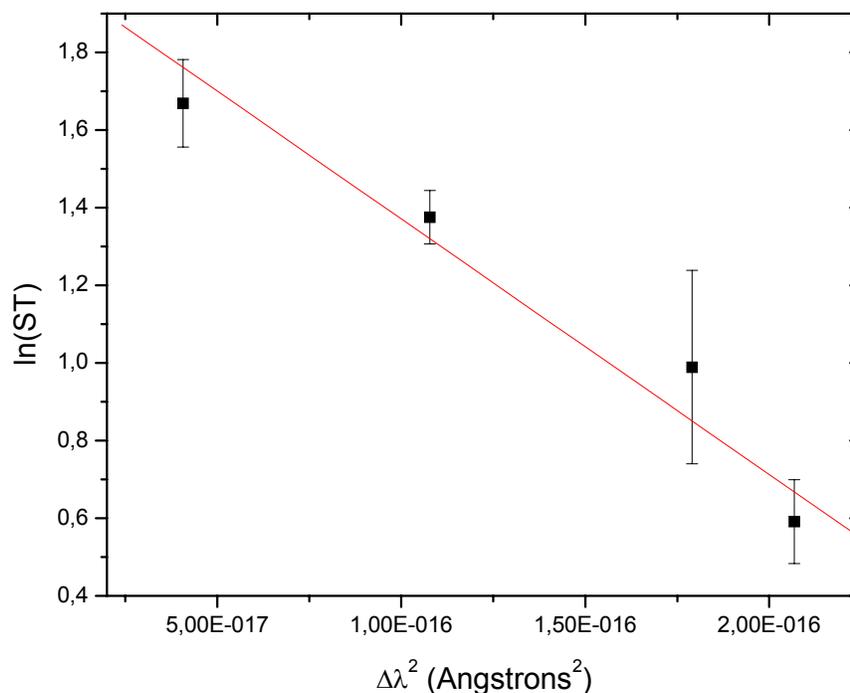


Fig. 6.14: $\ln(\text{Sinal Thomson}) \times \Delta\lambda^2$.

◆ Medidas Realizadas com a Ótica N^o 2.

Para a ótica N^o 2 não foi realizado o espalhamento Rayleigh para evitar prejudicar as condições de pressão de base do vaso do tokamak. Na ocasião, medidas via outros diagnósticos também estavam sendo realizadas. Por isso, não foi possível a medida da densidade eletrônica.

Nas Figs. 6.15 e 6.16, vemos os resultados de uma medida obtida com a ótica N^o 2. Comparando os perfis de espalhamento mostrados nas Figs. 6.13 e 6.15 é possível verificar que houve um aumento significativo em sinal para a ótica N^o 2, que resultou não só numa gaussiana mais bem definida, como também num menor valor do erro. No entanto, como o valor da densidade não foi determinado neste caso, e como a intensidade do sinal espalhamento aumenta para menores valores de temperatura, a variação de intensidade não pode ser atribuída somente à mudança ocorrida na ótica de coleta dos sinais espalhados.

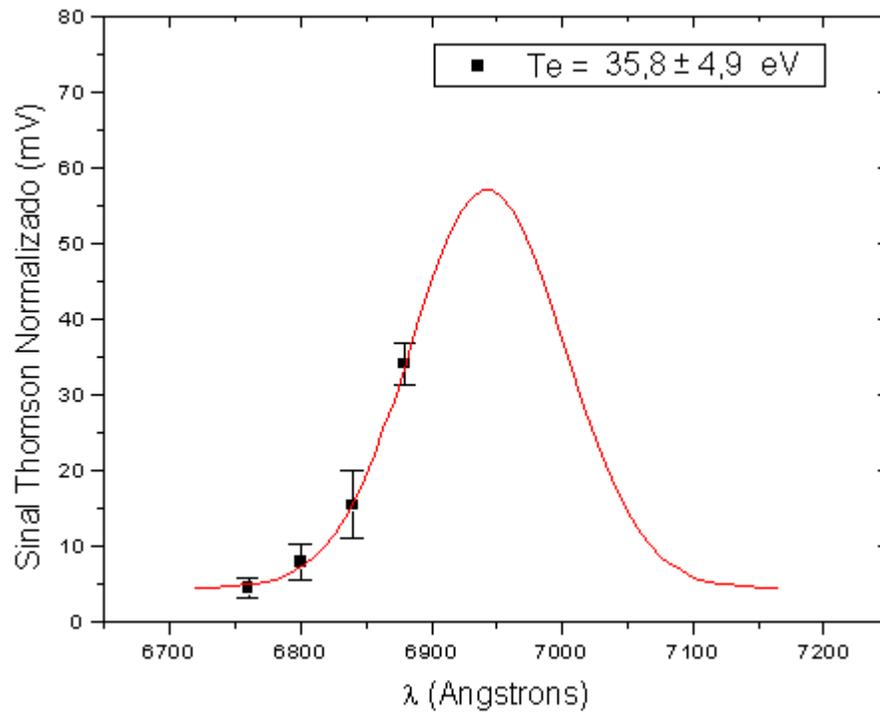


Fig. 6.15: Sinal Thomson normalizado como função do comprimento de onda.

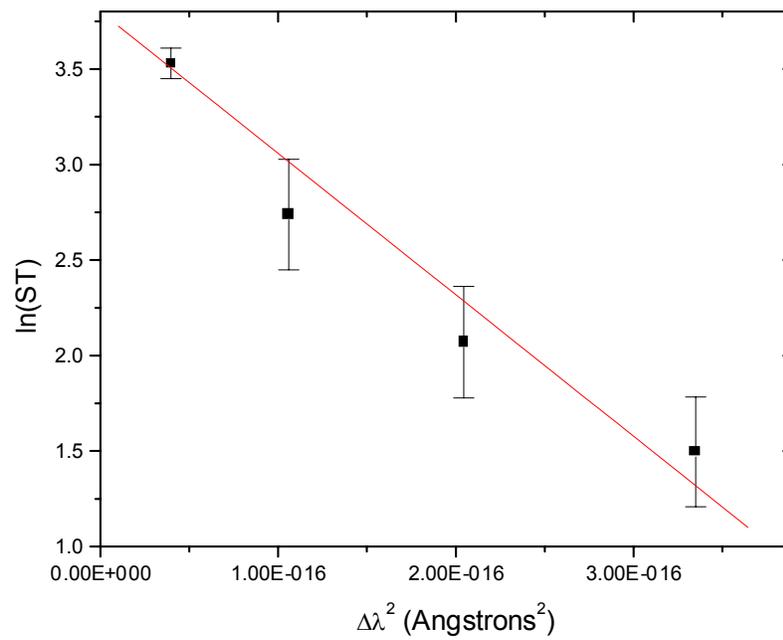


Fig. 6.16: $\ln(\text{Sinal Thomson}) \times \Delta\lambda^2$.

6.2.4 – Comparação entre os Detectores Simples e Multicanal

Os primeiros testes realizados com o detector multicanal XP 1752 para a medida da temperatura eletrônica no centro do plasma mostraram um sinal de saída muito baixo, não permitindo que as aferições de temperatura fossem obtidas com precisão.

Assim, inicialmente foram realizadas duas medidas para a comparação entre os sinais de saída para ambos os detectores. A primeira utilizou uma lâmpada comum de tungstênio, tipo comercial, e a segunda foi realizada com o espalhamento Rayleigh.

Usando a lâmpada de tungstênio, um motor de roda dentada, “chopper”, e selecionando o comprimento de onda do laser de rubi no espectrômetro, foi medida a razão entre os sinais dos detectores simples e multicanal para suas respectivas tensões de trabalho: 1800 V para o detector simples, e 1400 V para o detector multicanal, utilizando o canal espectral acoplado, $\lambda = 4$, ou seja, o canal espectral da linha 4 formado de 8 canais espaciais da coluna ligados em paralelo, mostrado na Fig. 6.17. O resultado pode ser visto na Fig. 6.18.

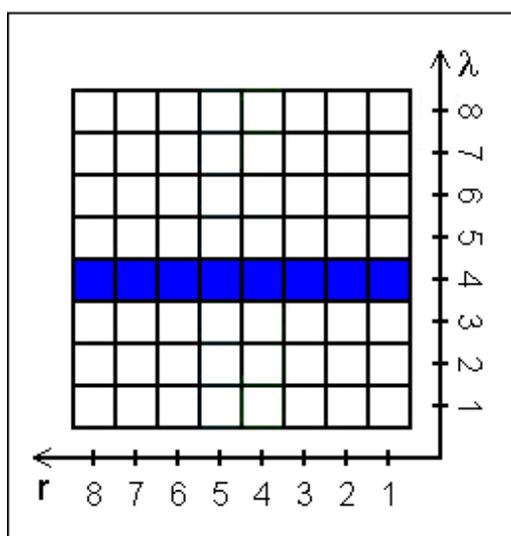


Fig. 6.17: Esquema da matriz do detector multicanal XP 1752, mostrando canal espectral acoplado, $\lambda = 4$, formado de 8 canais espaciais juntos.

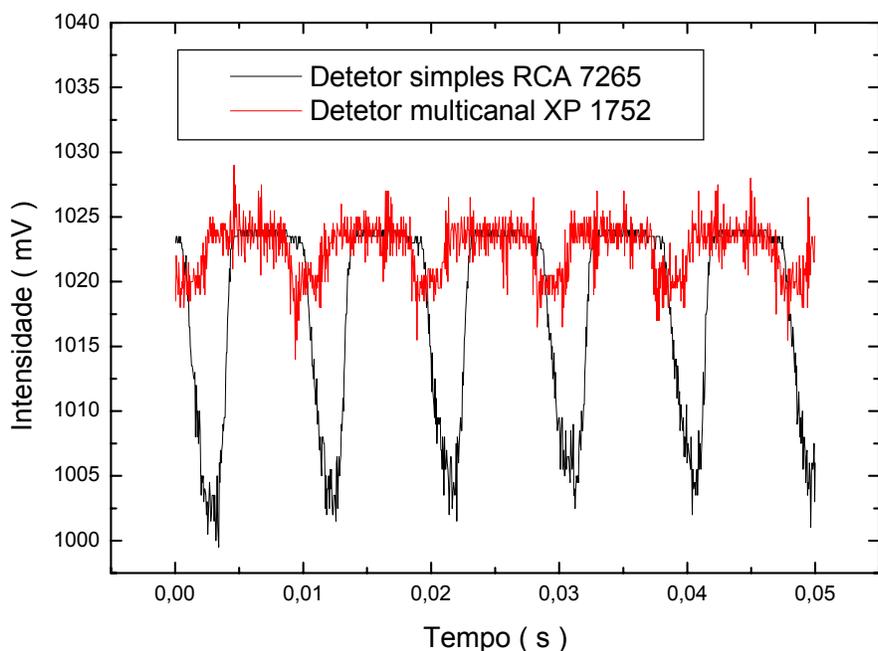


Fig. 6.18: Medida de intensidade dos sinais para os detectores simples e multicanal usando uma lâmpada de tungstênio não calibrada.

Na Fig. 6.18, pode ser notado que a razão de intensidade entre o detector simples e o detector multicanal é de aproximadamente 5 vezes. A defasagem que aparece entre os dois sinais é devido somente ao fato de os mesmos terem sido obtidos com gatilhos diferentes do osciloscópio.

A medida seguinte foi realizada via espalhamento Rayleigh. Utilizou-se somente um valor de pressão, em torno de 300 Torr. Para o detector simples, a tensão aplicada foi de 1800 V, e para o detector multicanal 1400 V. Depois de descontado o nível do "stray-light" em ambos os casos, o sinal do detector simples foi de aproximadamente 6.7 ± 1.7 vezes o do detector multicanal, como pode ser visto nas Figs. 6.19 e 6.20.

Estes resultados mostram a necessidade de amplificação do sinal na saída do detector multicanal para a obtenção do espalhamento Thomson.

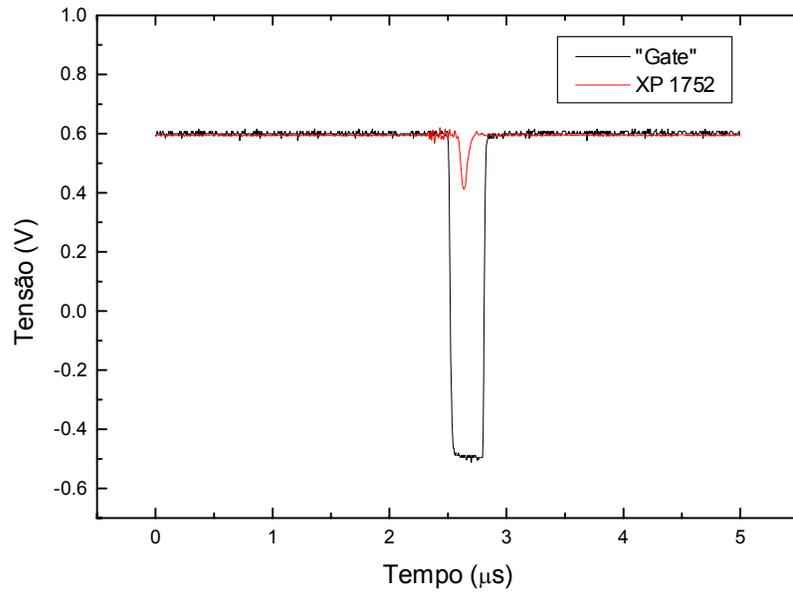


Fig. 6.19: Medida de intensidade do sinal Rayleigh com o detector multicanal XP 1752.

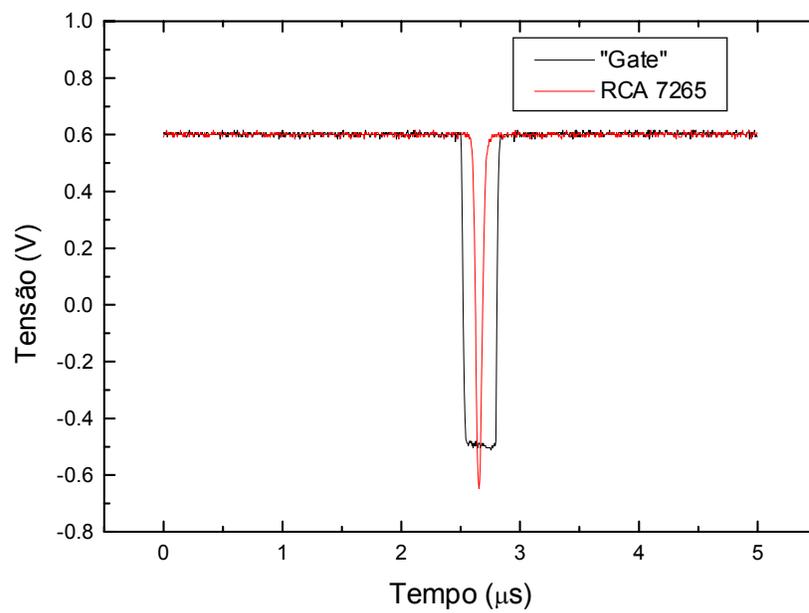


Fig. 6.20: Medida de intensidade do sinal Rayleigh com o detector simples RCA 7265.

6.2.5 – Amplificação dos Sinais na Saída do Detector Multicanal

Com o objetivo de melhorar os sinais do detector multicanal, circuitos amplificadores que proporcionam um melhor casamento de impedância entre a saída do detector multicanal (alta impedância) e a entrada do ADC 2249A (baixa impedância), foram construídos e testados.

Neste processo, foram utilizados amplificadores operacionais AD 8001 que funcionam muito bem como dispositivos “casadores” de impedância, ver Capítulo 5. Nesses componentes, em geral, devido ao compromisso entre ganho e resposta em frequência, não podemos aumentar muito o ganho dos amplificadores para evitar distorções dos sinais na saída. Veja por exemplo as Figs. 6.21, 6.22 e 6.23, que mostram que para um maior valor de ganho ocorre uma maior distorção do sinal amplificado. Novamente os sinais foram normalizados para melhor visualização do tempo de resposta dos sinais.

Note que a medida que aumentamos o ganho a largura do sinal a meia altura alarga e atrasa o tempo do pico do sinal.

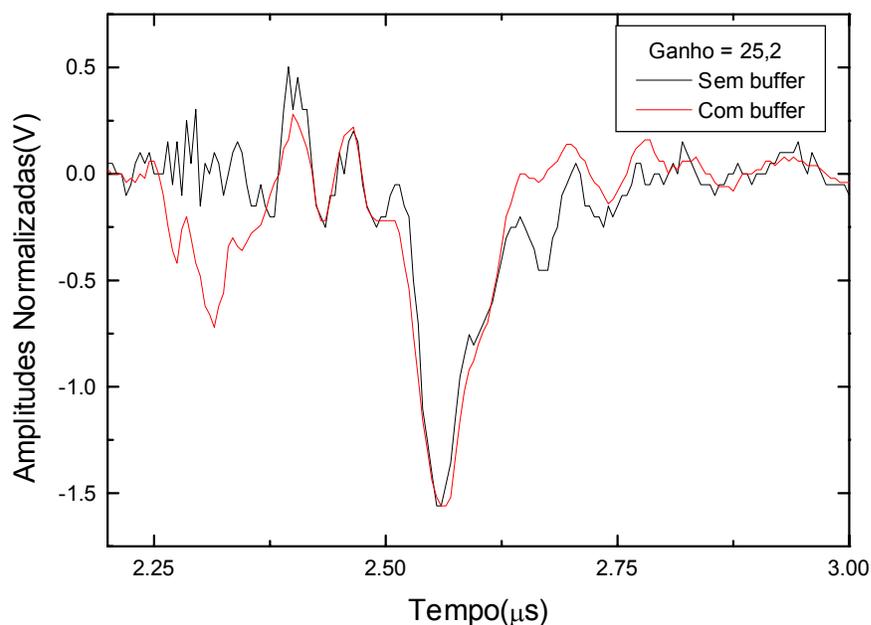


Fig. 6.21: Comparação entre os sinais com e sem o buffer e ganho de aproximadamente 25,2 vezes obtido com o “buffer” AD 8001.

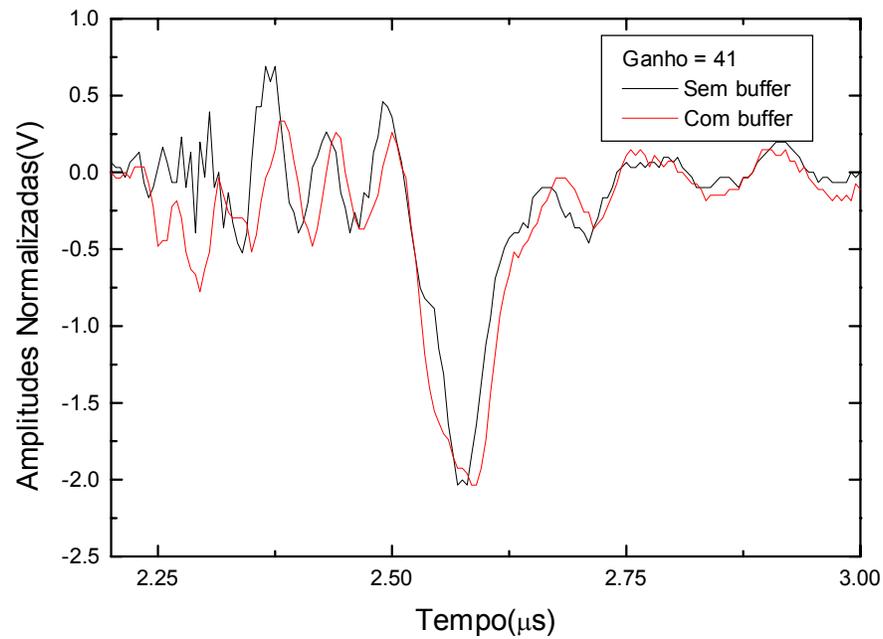


Fig. 6.22: Comparação entre os sinais com e sem o buffer e ganho de aproximadamente 41 vezes obtido com o “buffer” AD8001.

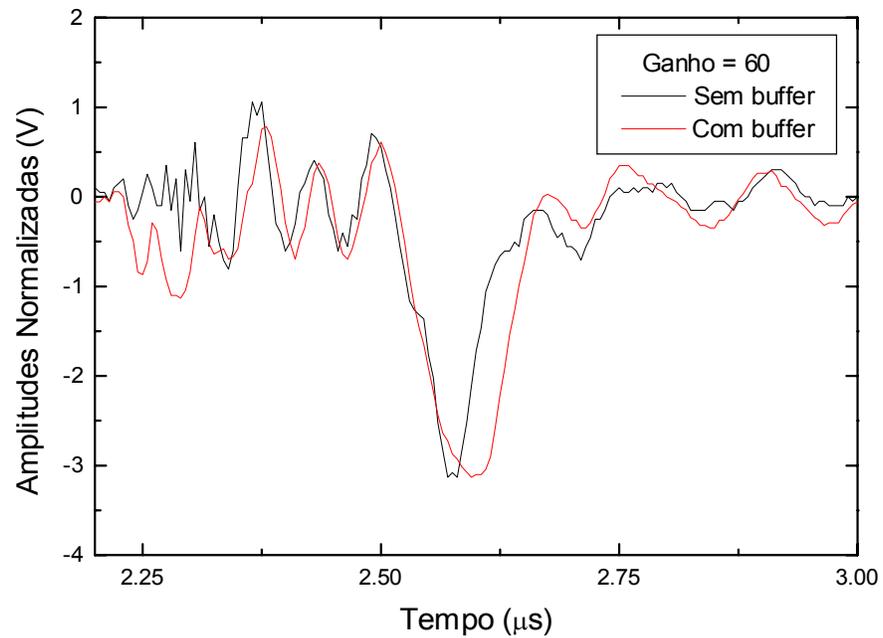


Fig. 6.23: Comparação entre os sinais com e sem o buffer e ganho de aproximadamente 60 vezes obtido com o “buffer” AD8001.

Além do amplificador AD8001(Analog Devices), um outro amplificador que mostrou resultados equivalentes foi o MAX4107(MAXIM) [Maxi02], que também é um amplificador de realimentação de corrente, “feedback”. Este amplificador que além de funcionar como dispositivo casador de impedância e permitir ganho externo, também é adequado para enviar os sinais de saída em cabos longos, como é o nosso caso, evitando perdas.

Podemos observar abaixo os melhores parâmetros para cada um dos amplificadores:

- AD8001(Analog Devices):
 - Largura de banda: 800 MHz
 - Slew rate: 1200 V / μ s
 - Capacitância de entrada: 1.5 pF
 - Corrente Máxima de Saída: 70 mA

- MAX4107(MAXIM):
 - Largura de banda: 300 MHz
 - Slew rate: 500 V / μ s
 - Capacitância de entrada : 1.0 pF
 - Corrente Máxima de Saída : 80 mA

Devido a ambos possuírem as mesmas características de pinagem e alimentação, o circuito utilizado foi igual, de acordo com a Fig. 6.24, onde $R_a = 470 \Omega$, $R_b = R_d = 47 \Omega$, $R_c = 260 \Omega$, $C_s = 0,1 \mu F$ e $C_{s1} = 47 \mu F$.

Na Fig. 6.25, podemos ver a comparação entre os CI's AD8001 e MAX4107, nas mesmas condições de ganho e freqüência.

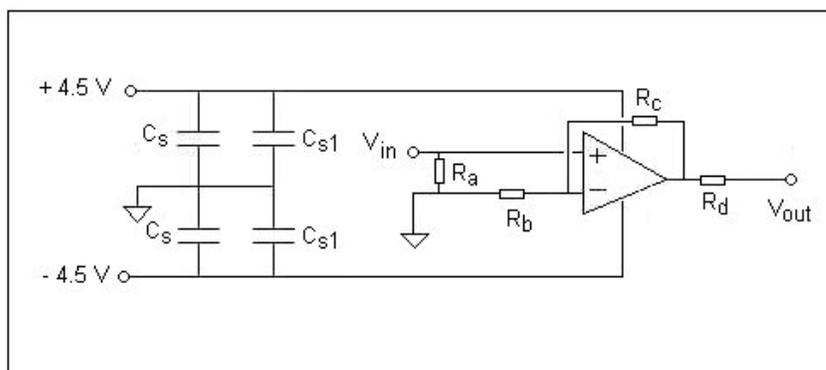


Fig. 6.24: Circuito utilizado nas montagens com os CI's AD8001 e MAX4107.

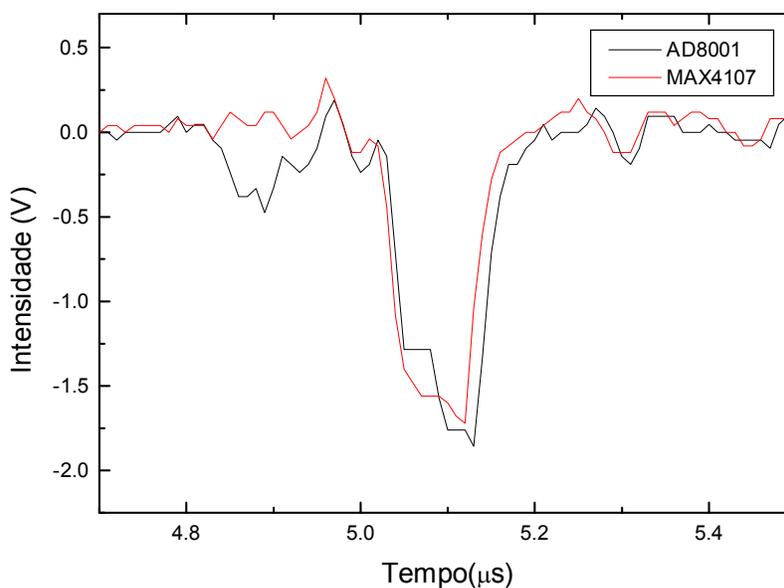


Fig. 6.25: Comparação entre os CI's AD8001 e MAX4107

Decidimos continuar os testes somente com o CI AD8001 por ser mais fácil o seu manuseio e montagem, pois o encapsulamento do CI MAX4107 era bastante pequeno, quase a metade do tamanho do AD8001, e não encontramos no mercado soquetes adequados para que estes pudessem ser acoplados às placas do circuito.

Foram portanto construídos os circuitos para cinco amplificadores AD8001, que tínhamos até o momento, com ganho de 25 vezes, e iniciamos os testes para que pudessemos determinar a resolução espectral no espalhamento Thomson.

6.2.6 – Calibração Relativa de Intensidade para o Detector XP 1752

Para determinar a temperatura e a densidade eletrônicas em várias posições espaciais (r) é necessário efetuar uma calibração relativa entre os 64 canais disponíveis do nosso detector.

Para a realização da medida, como já mencionado, foram utilizados um laser de He-Ne, e um motor de roda giratória, “chopper”. A abertura da fenda de entrada do espectrômetro foi fixada em $100\ \mu\text{m}$. Foram utilizados papéis especiais, do tipo “manteiga”, para dispersar o feixe do laser de forma que toda a fenda de entrada do espectrômetro fosse iluminada com a mesma intensidade. O comprimento de onda no espectrômetro foi inicialmente selecionado de forma que iluminasse somente os canais espaciais referentes ao canal espectral $\lambda = 1$, mostrados na Fig. 6.26.

Assim, os sinais destes oito canais, (λ_1, r_1) a (λ_1, r_8) foram medidos. Variando-se o comprimento de onda no espectrômetro sempre de $27\ \text{\AA}$, e repetindo o processo para os demais canais espectrais λ , foi possível realizar a medida de intensidade de todos os canais do detector.

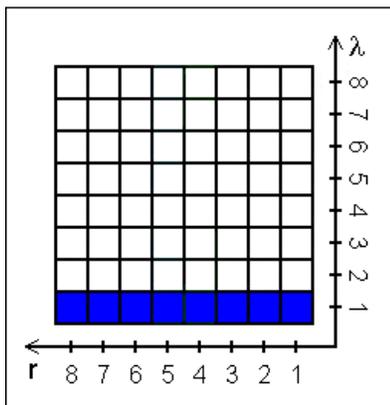


Fig. 6.26: Esquema da matriz do detector multicanal XP 1752, mostrando todos os oito canais espaciais referentes ao canal espectral $\lambda = 1$, (λ_1, r_1) a (λ_1, r_8) .

Na Fig. 6.27, cada canal espectral tem uma resolução de $27\ \text{\AA}$ e cada canal espacial cobre $2.5\ \text{mm}$ da altura da fenda.

Entre o canal $(\lambda 4, r 5)$, mais sensível, e o canal $(\lambda 1, r 8)$, menos sensível, notamos que existe uma variação de intensidade de 5,4 vezes, variação esta que está de acordo com outras medidas [Bout87, Erik87].

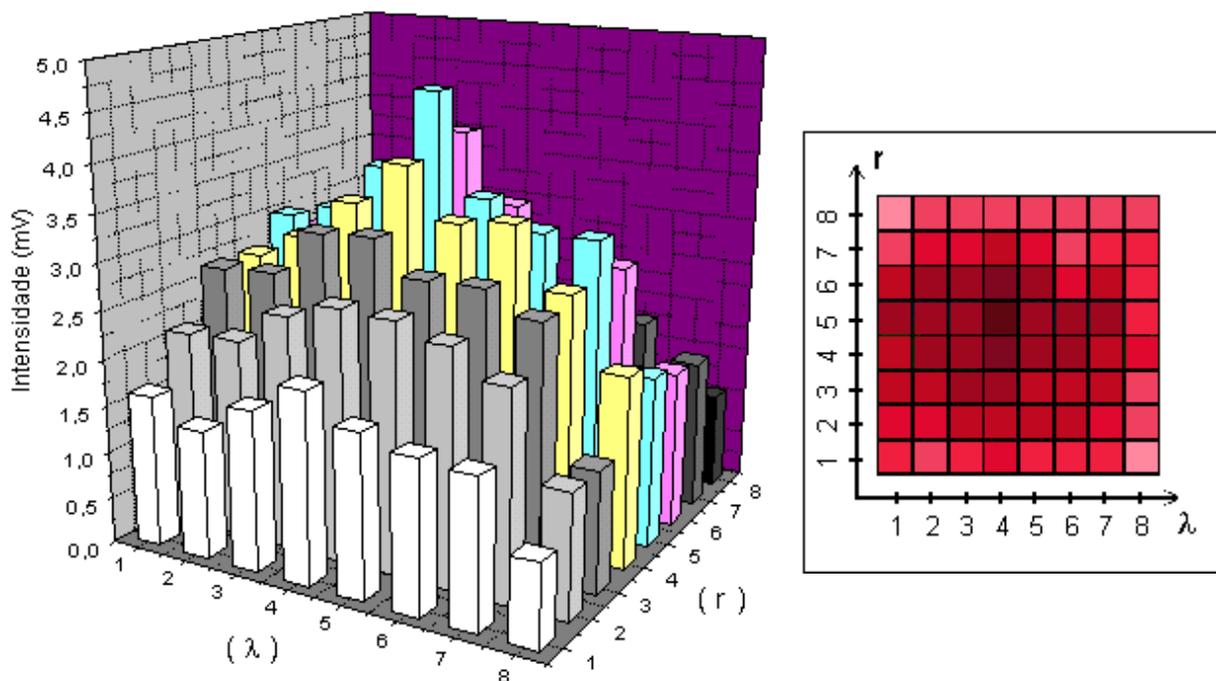


Fig. 6.27: Calibração de intensidade para os 64 (8 x 8) canais individuais do detector XP 1752, mostrando: Esquerda) Gráfico de barras; Direita) Esquema aproximado de intensidades, onde quanto mais escura a cor maior a sensibilidade do canal.

Para a medida de definição espacial foram utilizados novamente o laser de He-Ne e o “chopper”. A abertura da fenda do espectrômetro foi de $100 \mu\text{m}$. Foi feita a variação da altura da fenda de entrada do espectrômetro (eixo y no gráfico 6.29), iniciando-se o processo por 2,5 mm de altura total da fenda descoberta, até 20,0 mm, que corresponde a fenda totalmente aberta. Foram medidas a variação de intensidade dos oito detectores individuais espaciais do canal espectral 4, $(\lambda 4, r x)$, como função da altura da fenda descoberta, em milímetros (y), Fig. 6.28 e 6.29.

Note que para a abertura total da altura da fenda, 20,0 mm, são reproduzidos os valores medidos para os oito canais espaciais referentes ao canal espectral $\lambda=4$, $(\lambda 4,rx)$, da Fig. 6.27.

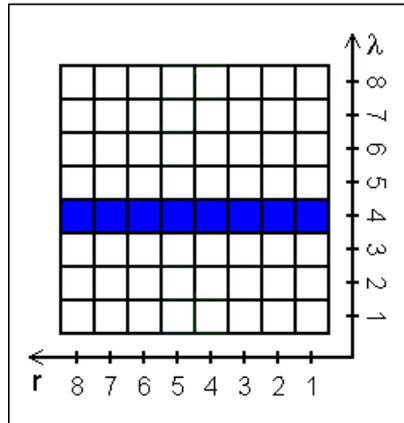


Fig. 6.28: Esquema da matriz do detector multicanal XP 1752, mostrando todos os oito canais espaciais referentes ao canal espectral $\lambda = 4$, $(\lambda 4,r1)$ a $(\lambda 4,r8)$.

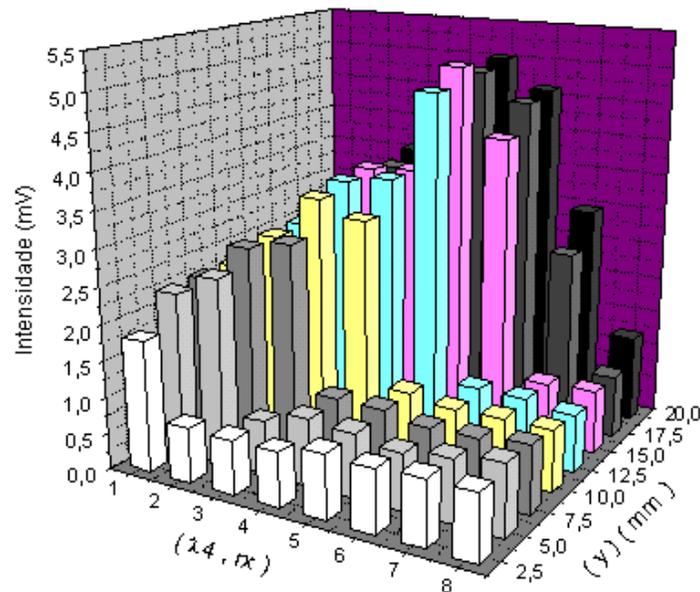


Fig. 6.29: Variação de intensidade para os oito canais espaciais do canal espectral $\lambda=4$, $(\lambda 4,rx)$, em função da altura aberta da fenda em milímetros, y . Repare que os sinais nos canais $(\lambda 4,r2)$ a $(\lambda 4,r8)$ que aparecem desde 2,5 mm de abertura da fenda são devidos aos ruídos elétricos de fundo presentes em cada um dos canais independentes.

6.2.7 – Medidas da Temperatura e da Densidade Eletrônica Central

As primeiras medidas de espalhamento Thomson com o detector multicanal foram obtidas com somente cinco canais, devido ao fato de que na época só tínhamos cinco amplificadores AD 8001, obtendo portanto somente um perfil espectral da posição central do plasma. O ganho dos amplificadores foi fixado em torno de 25, apresentando pouca distorção dos sinais na saída. O objetivo era utilizar cinco canais independentes do detector multicanal, na posição espacial central, isto é, canais (λ_4, r_4) , (λ_5, r_4) , (λ_6, r_4) , (λ_7, r_4) e (λ_8, r_4) , Fig. 6.30, e obter assim definição espectral num único disparo do laser e descarga do tokamak.

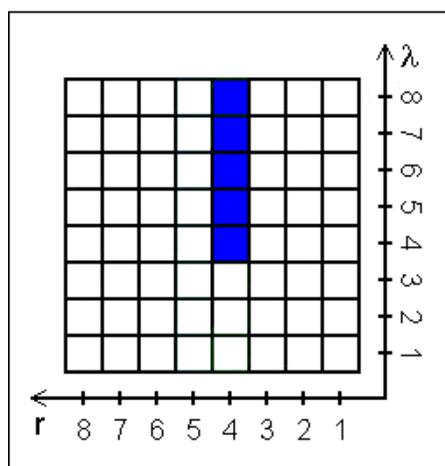


Fig. 6.30: Esquema da matriz do detector multicanal XP 1752, mostrando os canais (λ_4, r_4) a (λ_8, r_4) utilizados para a medida da temperatura e densidade eletrônica da posição central do plasma.

Os valores de comprimento de onda utilizados foram: $\lambda_4=6781 \text{ \AA}$, $\lambda_5=6808 \text{ \AA}$, $\lambda_6=6835 \text{ \AA}$, $\lambda_7=6862 \text{ \AA}$ e $\lambda_8=6889 \text{ \AA}$.

Com esta montagem foi possível fazer medidas de temperatura eletrônica e, via calibração ótica com o espalhamento Rayleigh, também fazer medidas de densidade eletrônica.

Para que as medidas fossem úteis, foi necessário que os sinais amplificados provenientes da saída do detector multicanal estivessem dentro do

intervalo de tempo, “gate”, que controla o tempo de aquisição dos sinais na entrada do ADC 2249A, como é visto na Fig. 6.31, monitorados pelo osciloscópio em paralelo ao ADC.

Prosseguimos assim para as medidas de densidade e temperatura.

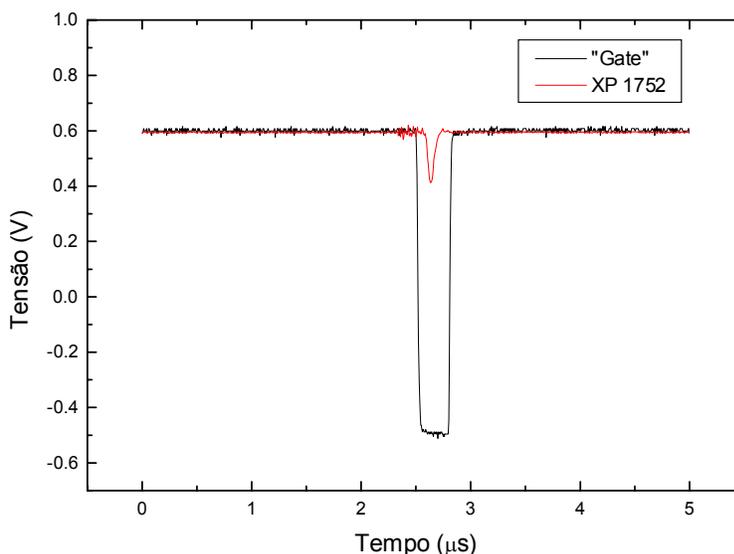


Fig. 6.31: Sinal na saída do detector multicanal XP 1752, situado dentro do intervalo que controla a aquisição do ADC 2249A.

6.2.8 – Medidas da Temperatura e da Densidade Eletrônica ao Longo da Descarga do Tokamak NOVA-UNICAMP para a Região Central.

Uma das medidas sempre desejadas em uma máquina de plasma pulsada é o conhecimento da variação da temperatura e densidade eletrônicas ao longo da existência do plasma.

Foi realizada para a posição central do plasma medidas da variação da temperatura e densidade eletrônicas em função do tempo de descarga do tokamak, mostradas nas Figs. 6.32 e 6.33, respectivamente. Devido ao fato de

que o pulso do laser utilizado nas nossas medidas ser muito menor do que o da descarga do tokamak foram necessárias várias medidas ao longo tempo.

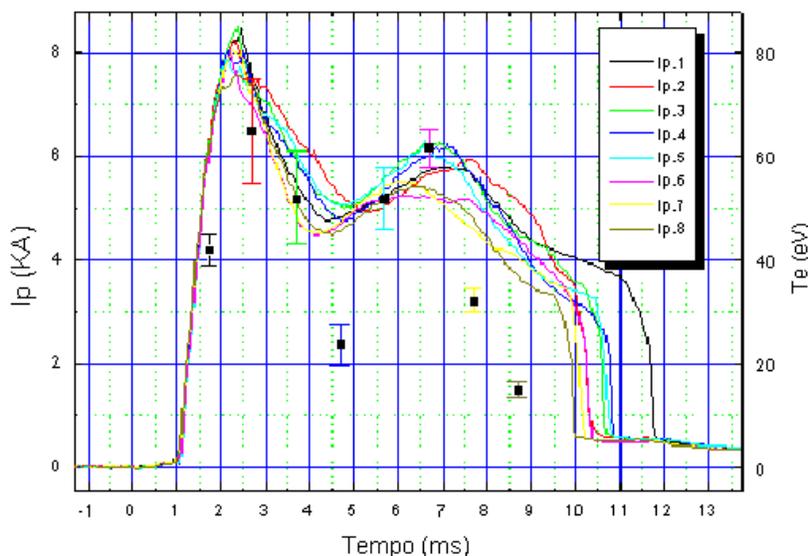


Fig. 6.32: Medidas da temperatura eletrônica, T_e , obtidas com o detector multicanal XP 1752, para a posição central do plasma, em função do tempo de descarga do plasma e valores de corrente de plasma I_p .

Pode ser visto na Fig. 6.32 o comportamento da temperatura eletrônica obtida, T_e , para a posição central do plasma, em função do tempo. A cor da barra de erro para cada ponto medido está relacionada com o perfil de corrente de plasma em que foi realizada a medida, e a barra de erro de cada ponto corresponde ao erro do ajuste “gaussiano” para a medida, e também leva em conta o erro devido a incerteza no valor da luz espúria que deve ser retirada do sinal medido para obter-se o sinal espalhado.

Pode ser observado que os valores de temperatura medidos parecem seguir o comportamento da corrente de plasma, I_p , ou seja, para maiores valores de corrente de plasma obtemos também maiores valores para a temperatura eletrônica, e vice-versa.

Um comportamento semelhante também ocorreu para a densidade eletrônica, tendo os valores de densidade mostrado um comportamento análogo ao da corrente de plasma, de acordo com a Fig. 6.33, onde novamente a cor da

barra de erro para cada ponto medido está relacionada com o perfil de corrente de plasma em que foi realizada a medida. Note que as variações relativas não são iguais para a densidade e a temperatura, sendo a variação da densidade muito mais sensível à variação da corrente de plasma.

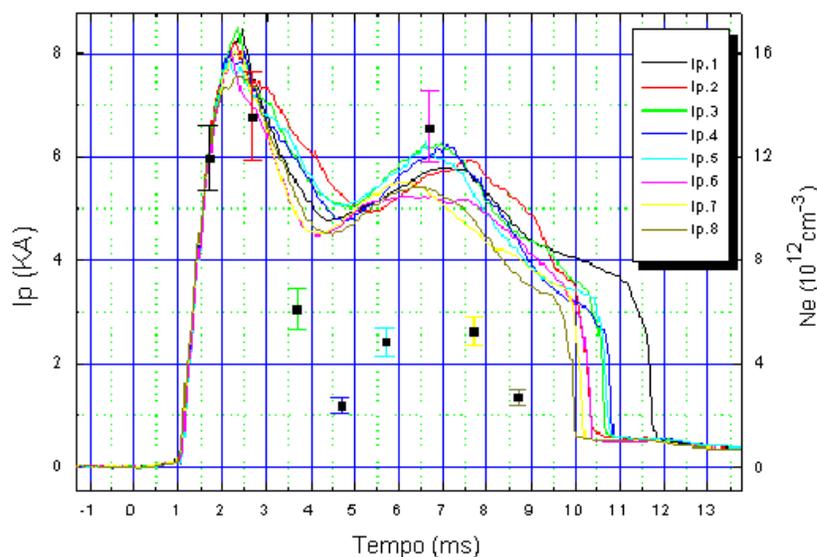


Fig. 6.33: Medidas da densidade eletrônica, N_e , obtidas com o detector multicanal XP 1752, para a posição central do plasma, em função do tempo de descarga do plasma e valores da corrente de plasma I_p .

6.2.9 – Medidas da Temperatura e da Densidade Eletrônica em Quatro Posições ao Longo do Raio do Plasma e ao Longo da Descarga.

Para efetuar medidas da temperatura e densidade do plasma em posições espaciais distintas é necessário multiplicar os números de amplificadores discutidos na seção anterior. Entretanto devido ao número limitado de canais para aquisição dos dados via ADC's 2249A, construímos uma caixa de 20 canais independentes de amplificadores AD 8001, como visto na Fig. 5.21.

Depois de vários testes com números diferentes de canais, foi realizado o espalhamento Thomson multiespacial utilizando 20 canais independentes, permitindo se fazer, pela primeira vez desde que o tokamak chegou ao laboratório,

medidas simultâneas de temperatura e densidade eletrônicas em quatro posições distintas ao longo do raio do plasma e do tempo de descarga do tokamak.

Com a ótica de coleção utilizada foi possível varrer 1,5 cm ao longo do raio do plasma próximo a região central. As posições centrais das regiões estudadas estão em: $r = 0,0$ mm, $r = 3,75$ mm, $r = 7,5$ mm e $r = 11,25$ mm.

Num total de 20 canais independentes, dos 64 disponíveis do detector multicanal XP 1752, foram utilizados cinco canais espectrais para cada posição espacial, mostrados na Fig. 6.34, sendo a posição $r = 0,0$ mm (em preto), $r = 3,75$ mm (em vermelho), $r = 7,5$ mm (em verde) e $r = 11,25$ mm (em azul) do plasma.

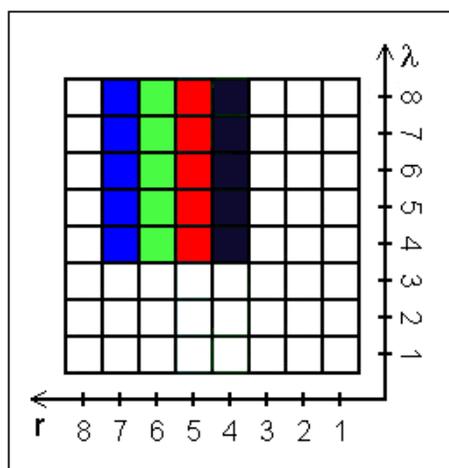


Fig. 6.34: Esquema da matriz do detector multicanal XP 1752, mostrando os canais utilizados para a medida da temperatura e densidade eletrônica em quatro posições espaciais ao longo do raio do plasma, posição $r = 0,0$ mm (em preto), $r = 3,75$ mm (em vermelho), $r = 7,5$ mm (em verde) e $r = 11,25$ mm (em azul).

Os valores dos comprimentos de onda utilizados foram os mesmos descritos na seção 6.2.7, e as medidas da temperatura e da densidade eletrônica, em diferentes posições espaciais e ao longo de toda a descarga, foram analisados para diferentes intensidades de correntes de plasma, (4 kA; 5,5 kA; 8,5 kA e 10 kA), e perfis de descarga para definir uma condição ótima de operação do nosso tokamak. Como no caso de varreduras temporais com o detector simples, foram executadas em média três descargas idênticas de tokamak para cada ponto temporal da descarga.

Nas Fig. 6.35 e 6.36, mostramos os resultados das medidas da temperatura e densidade eletrônicas em quatro posições radiais distintas. As medidas foram realizadas em plasma de Hidrogênio com corrente de plasma em torno de 4 kA.

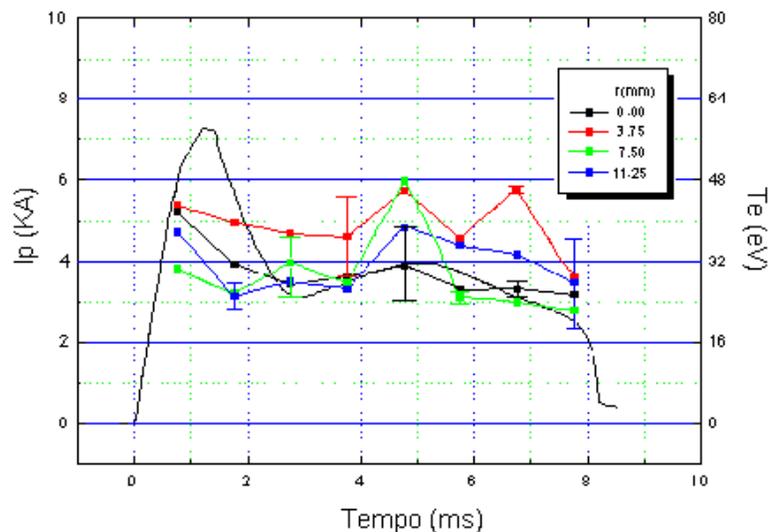


Fig. 6.35: Medidas espaciais e temporais da temperatura eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hidrogênio e descarga em torno de 4 kA. As cores das barras de erro correspondem às respectivas posições espaciais.

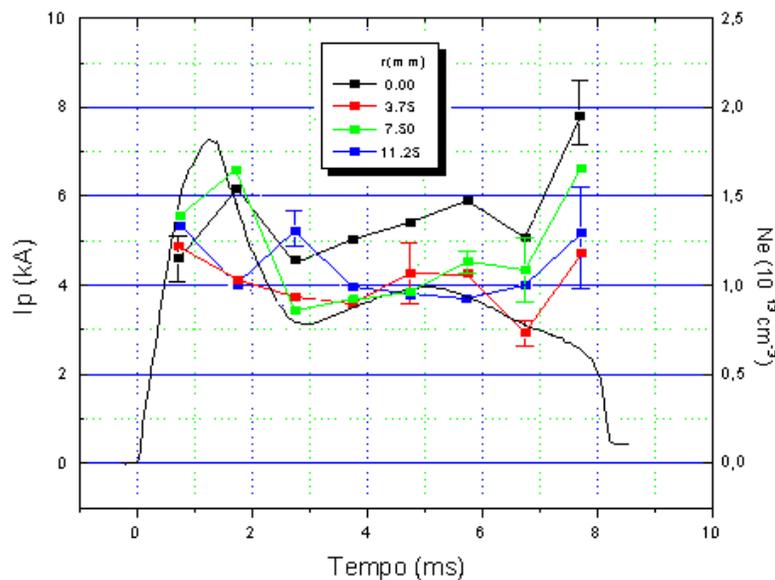


Fig. 6.36: Medidas espaciais e temporais da densidade eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hidrogênio e descarga em torno de 4 kA. As cores das barras de erro correspondem às respectivas posições espaciais.

Novamente notamos que a variação da densidade é mais sensível do que a da temperatura. Note o comportamento interessante do último ponto temporal para a densidade, mostrando que algo estranho aconteceu no final da descarga aumentando o valor da grandeza.

Também, da Fig. 6.35, vemos que a segunda posição espacial ($r = 3,75$ mm, em vermelho) é a que em média apresenta maiores valores da temperatura ao longo da descarga, apesar de todas as medidas espaciais estarem aproximadamente iguais, dentro das margens de erro apresentadas.

Aumentando os valores dos bancos ôhmico lento, toroidal e verticais foi possível aumentar a corrente de plasma para valores em torno de 5,5 kA.

Nas Fig. 6.37 e 6.38, mostramos os resultados das medidas da temperatura e densidade eletrônicas em quatro posições radiais distintas, respectivamente, realizadas em plasma de Hidrogênio com corrente de plasma em torno de 5,5 kA.

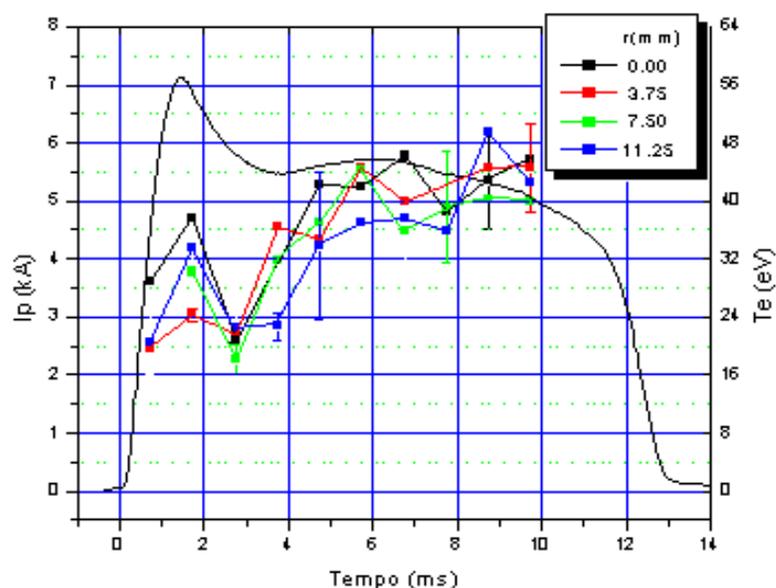


Fig. 6.37: Medidas espaciais e temporais da temperatura eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hidrogênio e descarga em torno de 5,5 kA. As cores das barras de erro correspondem às respectivas posições espaciais.

Note que mesmo com o aumento da corrente, os valores iniciais da temperatura para ambas as descargas são aproximadamente os mesmos.

Também, pode ser observado que a variação mais sensível é o aumento da temperatura ao longo da descarga para valores altos de corrente na descarga com corrente em torno de 5,5 kA.

Comparando os valores de densidade mostrados na Figs. 6.36 e 6.38 nota-se que em média ocorreu uma queda nos valores da grandeza para descargas com corrente de plasma em torno de 5,5 kA.

Pode ser notado ainda um valor mais alto para a densidade, em $t \approx 6,75$ ms, para a primeira posição espacial, ($r = 0,00$ mm, em preto).

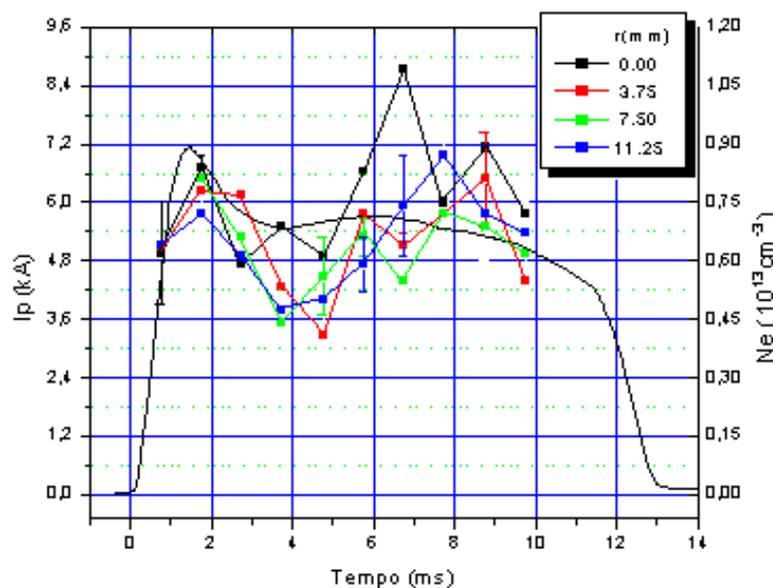


Fig. 6.38: Medidas espaciais e temporais da densidade eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hidrogênio e descarga em torno de 5,5 kA. As cores das barras de erro correspondem as respectivas posições espaciais.

Depois, aumentando os valores dos campo ôhmico rápido, ôhmico lento, vertical rápido e vertical lento, foi possível obter descargas com corrente de plasma em torno de 8,5 kA.

Nas Fig. 6.39 e 6.40, mostramos os resultados das medidas realizadas em plasma de Hidrogênio para as quatro posições espaciais, com corrente de plasma em torno de 8,5 kA.

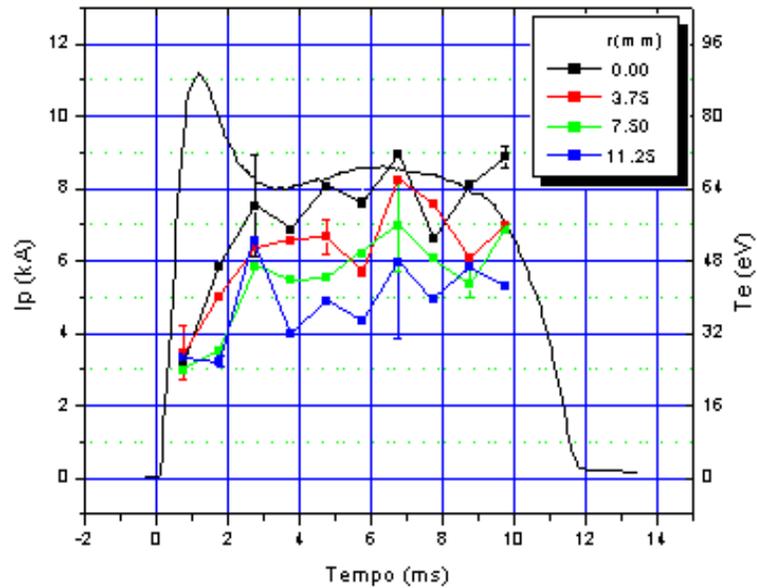


Fig. 6.39: Medidas espaciais e temporais da temperatura eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hidrogênio e descarga em torno de 8,5 kA. As cores das barras de erro correspondem as respectivas posições espaciais.

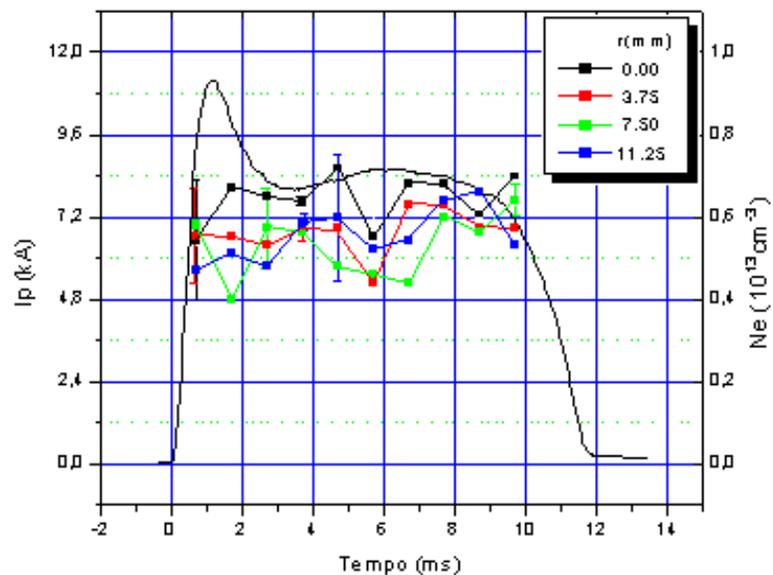


Fig. 6.40: Medidas espaciais e temporais da densidade eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hidrogênio e descarga em torno de 8,5 kA. As cores das barras de erro correspondem as respectivas posições espaciais.

Note que o pico da corrente inicial foi incrementado para acima de 10 kA, no entanto os valores iniciais de temperatura e densidade ainda foram mantidos em relação às descargas anteriores, com corrente em torno de 5,5 kA. Já os valores finais da temperatura aumentaram e os da densidade sofreram uma pequena queda para as descargas com corrente de plasma em torno de 8,5 kA.

Pode-se notar também que os valores da temperatura para diferentes posições espaciais parecem mostrar um gradiente mais acentuado de temperatura, apesar da margem de erro das medidas.

Por último, foram aumentados ainda mais os valores dos campos ôhmicos rápido e lento, e verticais, principalmente o lento, sendo possível obter descargas com corrente de plasma em torno de 10 kA. Nas Fig. 6.41 e 6.42, mostramos os resultados das medidas multiespaciais da densidade e temperatura eletrônicas realizadas nestas condições:

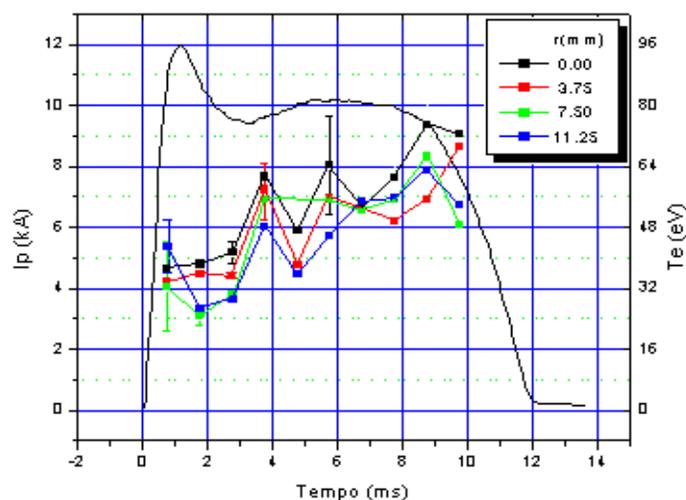


Fig. 6.41: Medidas espaciais e temporais da temperatura eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hidrogênio e descarga em torno de 10 kA. As cores das barras de erro correspondem às respectivas posições espaciais.

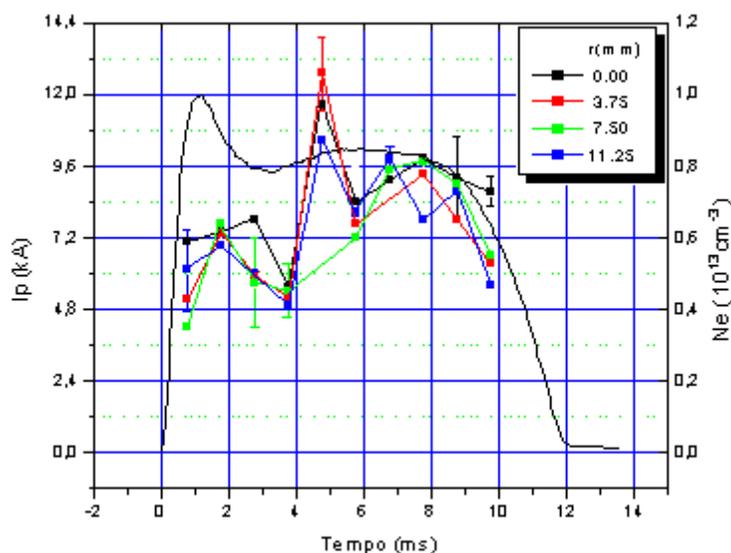


Fig. 6.42: Medidas espaciais e temporais da densidade eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hidrogênio e descarga em torno de 10 kA. As cores das barras de erro correspondem as respectivas posições espaciais.

Das Figs. 6.41 e 6.42, pode-se notar que o pico da corrente aumentou para 12 kA e que os valores iniciais de temperatura e densidade continuam sendo mantidos em relação às descargas com correntes em torno de 5,5 kA e 8,5 kA. No entanto, os valores finais para a temperatura eletrônica parecem estacionar e os valores de densidade a subir em relação às descargas de 8,5 kA.

Analisando as medidas de densidade e temperatura eletrônicas em função dos perfis de corrente de plasma pode-se observar que para valores baixos de platô de corrente, tem-se em média e, dentro da precisão experimental, pouca variação da densidade e da temperatura em função do tempo. No entanto, para valores altos de corrente tanto a temperatura quanto a densidade parecem mostrar uma tendência de aumento ao longo do tempo.

Também, nota-se que o aumento da corrente implica em aumento da temperatura e queda da densidade. No entanto, ao se passar das descargas de

8,5 kA para 10 kA, os valores máximos de temperatura parecem estacionar, e a densidade em média sobe. Apesar dos valores máximos parecerem estacionar, pode ser notado que, para 10 kA, as posições mais afastadas do centro do plasma parecem em média aumentar de temperatura. O mesmo parece também ocorrer para a densidade. Dessa forma, parece haver um limite ao aumento da temperatura em função do aumento da corrente.

Outra característica importante é o fato de os valores da voltagem de enlace diminuírem muito pouco com o aumento da corrente de plasma. Este fato associado à equação de Spitzer mostra que a dependência da temperatura se dará tão somente pelo aumento da corrente, enquanto que uma diminuição significativa da voltagem de enlace ajudaria bastante no aumento da temperatura.

No que diz respeito às variações espaciais, dentro das incertezas experimentais, de uma forma geral os valores medidos estão próximos uns dos outros para as quatro posições, como já era esperado, uma vez que ao todo está se varrendo 1,5 cm a partir do centro do plasma. Não foi possível varrer uma região maior do plasma porque o melhor conjunto de lentes que tínhamos disponíveis se adequou melhor para visualizar esta região do plasma.

Com o uso futuro de um conjunto mais adequado de lentes para coletar os sinais espalhados poder-se-á varrer uma região maior do plasma e verificar como ocorrem as variações espaciais ao longo de todo o raio do plasma.

Para finalizar, uma comparação no comportamento temporal e espacial da temperatura e densidade eletrônicas, entre descargas do plasma de Hidrogênio e Hélio, foi realizada. Utilizamos a condição de descarga de corrente de plasma em torno de 4 kA em Hidrogênio para essa comparação. Os resultados obtidos para a descarga de Hélio podem ser vistas nas Fig. 6.43 e 6.44, onde são mostradas as medidas da temperatura e densidade realizadas em quatro posições espaciais para valores de corrente de plasma em torno de 3,5 kA.

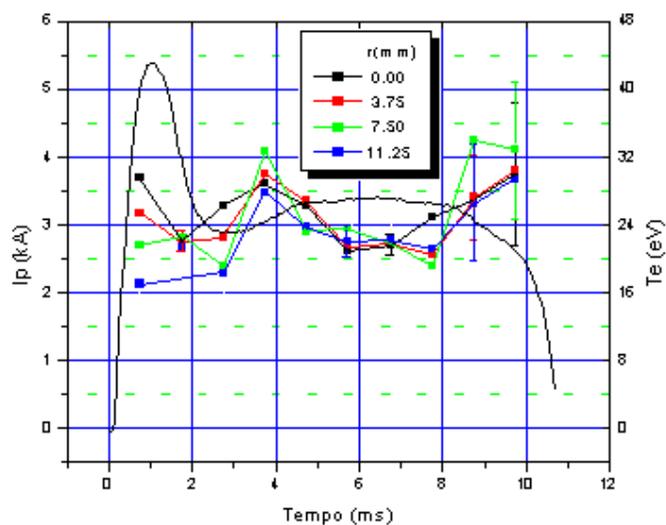


Fig. 6.43: Medidas espaciais e temporais da temperatura eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hélio e descarga em torno de 3,5 kA. As cores das barras de erro correspondem as respectivas posições espaciais.

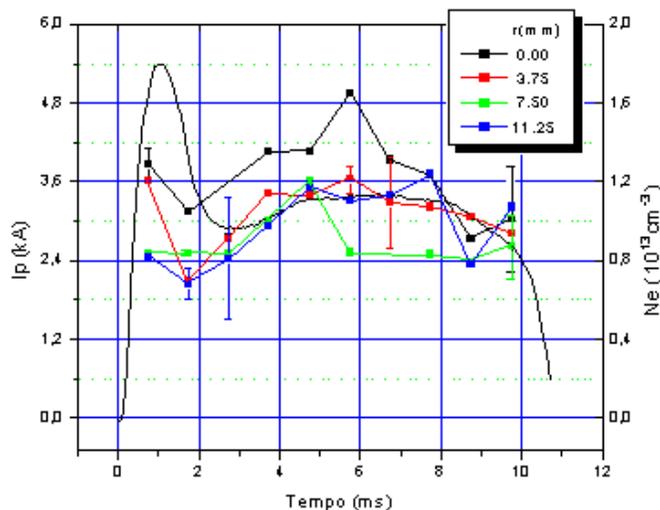


Fig. 6.44: Medidas espaciais e temporais da densidade eletrônica obtidas com o detector multicanal XP 1752 para plasma de Hélio e descarga em torno de 3,5 kA. As cores das barras de erro correspondem as respectivas posições espaciais.

Comparando os valores medidos da temperatura eletrônica entre as descargas de Hidrogênio e de Hélio, pode ser observado que esta última apresentou valores um pouco menores. No entanto, os valores de densidade eletrônica foram um pouco maiores para as descargas de Hélio.

Como os valores de campo magnético para em ambas as descargas foram basicamente os mesmos, pode-se assumir que o valor da energia injetada na máquina em ambas as descargas foi próximo.

Pode ser imaginado que o hélio, ao possuir dois elétrons, contribui para o aumento da densidade eletrônica. No entanto, para assumirmos um plasma “termalizado”, os valores de temperatura devem ser próximos. Então, como o número de elétrons por unidade de volume é maior, o valor da temperatura eletrônica média dos elétrons deve ser menor, para manter a energia total conservada. Isto talvez justifique os resultados obtidos.

Uma outra análise possível é a comparação dos valores calculados do Z_{eff} em ambas as descargas, mostradas nas Figs. 6.45 e 6.46:

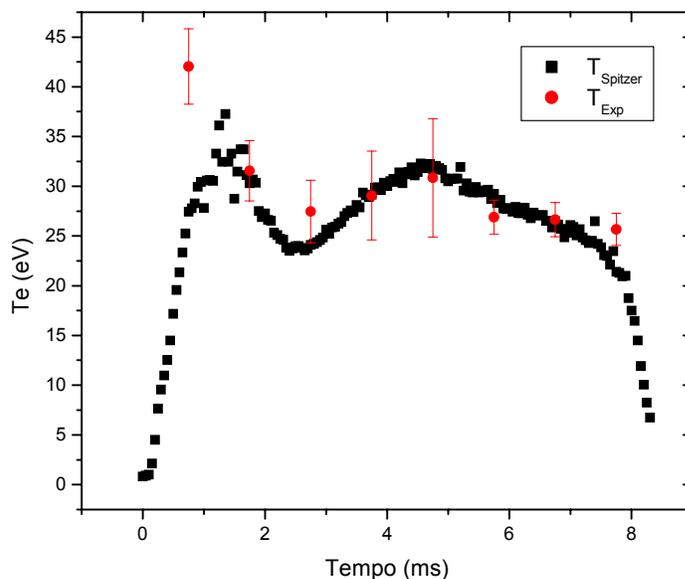


Fig. 6.45: Ajuste dos dados experimentais ao Perfil de Temperatura de Spitzer para o cálculo do Z_{eff} para plasma de Hidrogênio e descarga em torno de 4 kA. Foi utilizado o valor da temperatura central.

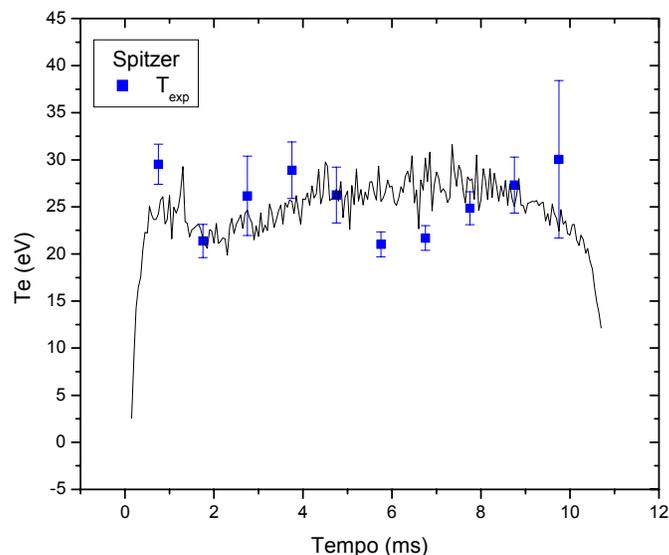


Fig. 6.46: Ajuste dos dados experimentais ao Perfil de Temperatura de Spitzer para o cálculo do Z_{eff} para plasma de Hélio e descarga em torno de 3,5 kA. Foi utilizado o valor da temperatura central.

Como foi mostrado no Capítulo 2, pode-se estimar o valor do Z_{eff} através do ajuste da temperatura eletrônica medida experimentalmente com a calculada pela fórmula de Spitzer para a determinação da constante de Spitzer que nos dará o valor aproximado do Z_{eff} .

Para ambas as descargas o valor da constante de Spitzer ficou próximo de 0,5 resultando num $Z_{\text{eff}} \approx 4,3$. Neste ponto vale ressaltar que, para o tokamak TBR-1(USP), tokamak com dimensões próximas ao do tokamak NOVA-UNICAMP, para uma descarga típica com $Z_{\text{eff}} \approx 4$ o valor da constante de Spitzer estava em torno de 0,33[Silv89]. Também, medidas realizadas via espectroscopia tem medido valores próximos para esta grandeza.

Capítulo 7

CONCLUSÕES

Os trabalhos de tese foram divididos em duas partes distintas: a primeira parte estava ligada a operação do tokamak NOVA-UNICAMP, e a segunda à realização dos diagnósticos de espalhamento Thomson e Rayleigh multipassagem e multiespacial.

Em relação a primeira parte, o tokamak NOVA-UNICAMP foi operado em conjunto com outros membros do grupo buscando determinar as melhores condições de operação da máquina. Foram obtidos três modos tokamak de operação: corrente de elétrons fugitivos (“runaway”), resistivo e misto.

O modo “runaway” as descargas se caracterizam por apresentarem baixos valores da voltagem de enlace e altos valores de raios-X. Este modo de operação parece estar relacionado a baixos valores de densidade eletrônica, baixo nível de impurezas, e também a uma formação mais lenta da corrente de plasma em comparação às descargas resistivas. Devido aos altos valores de raios-X apresentados neste tipo de descarga, maiores cuidados foram tomados durante a operação do tokamak. No modo resistivo, que é o mais utilizado, os valores da voltagem de enlace aumentam enquanto que os valores de raios-X diminuem, acontecendo o contrário do modo “runaway”. Já o modo misto apresenta a composição dos dois modos, apresentando características resistivas inicialmente, e de feixe de elétrons ao final da descarga.

Infelizmente, não foi possível identificar de forma certa os mecanismos que controlam os diferentes modos de operação. Por isso, demos prioridade a operação em modo resistivo e a maioria das medidas realizados foram obtidas neste modo.

Em descargas resistivas, os melhores resultados que conseguimos até o momento foram corrente de plasma em torno de 10 KA, voltagem de enlace em

torno de 6 V, temperatura eletrônica em torno de 70 eV, e densidade eletrônica em torno de $0,7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Com o objetivo de aumentar a rapidez na coleta e posterior tratamento dos dados foi desenvolvido pelo autor o sistema de aquisição de dados CAMAC que permitiu a aquisição e gravação simultâneas de sinais rápidos e lentos controlados via computador através de uma interface GPIB.

Foram postos em operação quatro canais referentes aos dois módulos Lecroy 6840, cada um com dois canais e taxa de aquisição de 5 “Msamples” / s. E posteriormente quatro canais referentes ao módulo Lecroy 6810 com taxa de aquisição de 40 “Msamples” / s e que podem trabalhar com memória estendida via módulo complementar LeCroy 6310. Estes oito canais são adequados para a aquisição de dados na escala até microsegundos.

Também foram instalados outros 24 canais referentes a dois módulos integradores Lecroy 2249A, cada um com doze canais. Estes são adequados para integração de sinais na escala de até nanosegundos e foram utilizados nos espalhamentos Thomson e Rayleigh. Estes módulos são os que recebem os sinais do detector multicanal XP 1752.

Com relação a segunda parte da tese, esta foi executada em quatro fases distintas: a primeira foi o estudo e montagem de todo o aparato experimental necessário à realização dos diagnósticos de espalhamento Thomson e Rayleigh multipassagem e multiespacial; a segunda foi a realização de medidas da temperatura e da densidade eletrônicas do centro do plasma utilizando inicialmente um detector simples, a fotomultiplicadora RCA 7265; a terceira compreendeu a montagem, caracterização, e amplificação dos sinais nas saídas do detector multicanal XP 1752; e por último, a utilização deste detector na realização do espalhamento Thomson multiespacial, em quatro posições distintas ao longo do raio do plasma e do tempo de descarga do tokamak.

Utilizando o espalhamento Rayleigh foi medida a curva de ganho do sistema de multipassagem em função do número de passagens do feixe do laser pela região central de espalhamento, obtendo um ganho em torno de 6 para 14 passagens do laser de rubi. Este ganho foi muito importante porque permitiu que o espalhamento Thomson pudesse ser realizado com êxito.

Foi utilizado o melhor conjunto de lentes disponíveis no laboratório para aumentar a eficiência e detecção dos sinais espalhados, e para a realização dos espalhamentos Thomson e Rayleigh foram utilizados dois detectores: a fotomultiplicadora RCA 7265 e o detector multicanal XP 1752.

As primeiras medidas de espalhamento Thomson foram feitas com o detector simples RCA 7265, fornecendo medidas da densidade e da temperatura eletrônica no centro do plasma. Para que o valor da densidade eletrônica pudesse ser determinado foram realizadas medidas de espalhamento Rayleigh. Depois, foi feita a montagem do detector multicanal XP 1752 com o objetivo de se fazer medidas de espalhamento multiespaciais.

Medidas de caracterização dos 64 canais independentes do detector multicanal XP 1752 foram realizadas, e uma comparação entre os sinais do detector simples e do detector multicanal mostrou haver necessidade de se amplificar os sinais na saída deste último para que o espalhamento Thomson pudesse ser realizado. Circuitos amplificadores AD8001 foram montados e seu ganho fixado em torno de 25 devido a maior distorção dos sinais para valores maiores de ganho. Devido ao número limitado de canais para a aquisição dos dados, trabalhamos com um total de 20 dos 64 canais do detector multicanal. Depois de vários testes com números diferentes de canais, foi realizado o espalhamento Thomson multiespacial utilizando 20 canais independentes, permitindo se fazer pela primeira vez desde que o tokamak chegou ao laboratório medidas simultâneas de temperatura e densidade eletrônicas em quatro posições distintas ao longo do raio do plasma e do tempo de descarga do tokamak.

Foram efetuadas medidas para diferentes perfis de corrente de plasma, e foi também possível estimar o valor do Z_{eff} para as descargas típicas da máquinas, e que mostrou ser por volta de 4, valor este próximo do obtido via espectroscopia. Os resultados mostraram que para valores baixos de platô de corrente, tem-se em média e, dentro da precisão experimental, pouca variação da densidade e da temperatura em função do tempo. No entanto, para valores altos de corrente tanto a temperatura quanto a densidade parecem mostrar uma tendência de aumento ao longo do tempo.

De uma forma geral, verificou-se que o aumento da corrente implica em aumento da temperatura e queda da densidade. No entanto, ao se passar das descargas de 8,5 kA para 10 kA, os valores máximos de temperatura parecem estacionar, e a densidade em média sobe. Apesar dos valores máximos parecerem estacionar, pode ser notado que para 10 kA as posições mais afastadas do centro do plasma parecem em média aumentar de temperatura. O mesmo parece também ocorrer para a densidade. Dessa forma, parece haver um limite ao aumento da temperatura em função do aumento da corrente.

Outra característica importante notada foi o fato de os valores da voltagem de enlace diminuírem muito pouco com o aumento da corrente de plasma. Este fato associado à equação de Spitzer mostra que a dependência da temperatura se dará tão somente pelo aumento da corrente, enquanto que uma diminuição significativa da voltagem de enlace ajudaria bastante no aumento da temperatura. No que diz respeito às variações espaciais, dentro das incertezas experimentais, de uma forma geral os valores medidos estão próximos uns dos outros para as quatro posições, como já era esperado, uma vez que ao todo está se varrendo 1,5 cm a partir do centro do plasma. Não foi possível varrer uma região maior do plasma porque o melhor conjunto de lentes que tínhamos disponíveis se adequou melhor para visualizar esta região do plasma. Com o uso futuro de um conjunto mais adequado de lentes para coletar os sinais espalhados poder-se-á varrer uma maior região do plasma e verificar como ocorrem as variações espaciais ao longo de todo o raio do plasma.

Através da utilização do detector multicanal XP 1752 em conjunto com um sistema de multipassagem para o aumento da potência incidente no plasma, seria possível fazer o mesmo tipo de estudo da temperatura e densidade eletrônicas multiespaciais em tokamaks de maior porte, como por exemplo o do INPE(ETE) e o da USP(TCABR), mesmo utilizando um laser de menor potência, sendo que seria necessário um estudo cuidadoso inicial para se buscar uma maior região do plasma e sucesso nas medidas.

REFERÊNCIAS

- [Alon02] M. P. A.; O Diagnóstico Espalhamento de Thomson do Tokamak ISTTOK; Tese de Doutorado; Instituto Superior Técnico - Universidade Técnica de Lisboa – 2002.
- [Anal02] Analog Devices – AD8001 - “Data Sheet”, 2002.
- [Bern96-1] L. A. Berni, D. O. Campos, M. Machida, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev, *Brazilian Journal of Physics*, **26** (4), 755 (1996).
- [Bern96-2] L. A. Berni; Espalhamento Thomson no Toróide Compacto TC - 1; Tese de Doutorado; IFGW-UNICAMP - 1996.
- [Bitt95] J. A. Bittencourt; "Fundamentals of Plasma Physics"; Segunda edição; Co-Edition FAPESP; 1995.
- [Born65] M. Born, W. Wolf; "Principles of Optics"; Pergamon, Oxford – 1965
- [Bout87] J. P. Boutot et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **34** 449 (1987).
- [Brop85] J. J. Brophy, “Basic Electronics for Scientists”; 3. ed., McGraw-Hill.
- [Camp97] D. O. Campos; Espalhamento Thomson no Tokamak NOVA-UNICAMP e Espalhamento Rasante, uma Nova Proposta; Pós-doutorado, IFGW-UNICAMP - 1997.
- [Chen84] F. F. Chen; "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion"; ed. PLENUM PRESS, vol. 1, 1984.
- [Chia79] A. C. L. Chian e M. F. Reusch; Física de Plasma; UFF - CEUFF, RJ, (1979).
- [Dalt99] A. M. Daltrini; Espectroscopia no Ultravioleta no Vácuo e Visível no Tokamak NOVA - UNICAMP; Tese de Mestrado; IFGW-UNICAMP - 1999.
- [Dant03] H. Dante A.; Implantação do Sistema Linux no Laboratório de Plasmas da UNICAMP; Iniciação Científica ; IFGW-UNICAMP - 2003.
- [Erik87] L. Eriksson et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **34**, 344 (1987).

- [Fuji91] T. Fujita et al., *Journal of The Physical Society of Japan*, **60** (4), 1237 (1991).
- [Galv01] R. M. O. Galvão et al., "Plasma Physics: IX Latin American Workshop", "edited by H. Chuaqui and M. Favre", American Institute of Physics; 2001.
- [Gree88] M. Greenwald et al., *Nuclear Fusion*, **28** (12), 2199 (1988).
- [Grie70] H. R. Griem, R. H. Lovberg; "Methods of Experimental Physics"; ed. Academic Press, vol. 9, Part A – 1970.
- [Hutc87] I. H. Hutchinson; "Principles of Plasma Diagnostics"; Cambridge University Press, 1987.
- [Jack83] J. D. Jackson; "Eletrodinâmica Clássica"; ed. Guanabara Dois S. A., 1983.
- [Jame69] J. F. James and R. S. Sternberg; "The Design of Optical Spectrometers"; Chapman and Hall LTD., 1969.
- [Kado92] B. B. Kadomtsev; "Tokamak Plasma: A Complex Physical System"; Plasma Physics Series – Series Editor Professor E. W. Laing; 1992.
- [Kant95] Comunicação durante a visita ao laboratório de Plasmas da Unicamp no 1º semestre de 1995 pelo prof. M. Yu. Kantor.
- [Kant99] M. Yu. Kantor, D. V. Kouprienko, *Review of Scientific Instruments*, **70** (1), 780 (1999).
- [Koge96] H. Kogelnik and T. Li, *Applied Optics*, **5** (10), 1550 (1996).
- [Kunz68] H. J. Kunze; in "Plasma Diagnostics"; ed. W. Lochte-Holtgreven, North Holland, Amsterdam, 1968.
- [Lecr95] LeCroy – 2249A – Manual; 1995.
- [Manu96] Manual do tokamak NOVA-UNICAMP; 1996.
- [Maxi02] MAXIM – MAX4107 – "Data Sheet".
- [Mont99] M. J. R. Monteiro; "Métodos Alternativos de Multi-passo em Espalhamento de Luz à 90°"; Tese de Mestrado; IFGW-UNICAMP – 1999.
- [Oged81] J. M. Ogeden, et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-9**, 274 (1981).
- [Oren77] L. Oren and R. J. Taylor, *Nuclear Fusion*, **17** (6), 1143 (1977).

- [Pier54]** J. R. Pierce, "Theory and Design of Electron Beams", Van Nostrand, 1954.
- [Rybi79]** G. B. Rybicki and A. P. Lightman;"Radiative Processes in Astrophysics", John Wiley & Sons, 1979.
- [Sana83]** E. K. Sanada, Tese de Mestrado, IF-USP, (1983).
- [Shef75]** J. Shiffeld; "Plasma Scattering of Eletromagnetic Radiation"; Academic Press, New York, 1975.
- [Silv89]** R. P. Silva, "Transporte de Partículas e Energia no Plasma do TBR-1: Diagnósticos e Estudo Experimental",Tese de Doutorado, IF-USP, (1989).
- [Stan90]** P. C. Stangeby and G. M. McCracken, *Nuclear Fusion*, **30** (7), 1263 (1990).
- [Tayl78]** R. J. Taylor, *Journal of Nuclear Materials*, **76 & 77**, 41 (1978).
- [Vlas73]** V. S. Vlasenkov et al. , *Nuclear Fusion*, **13**, 509 (1973).

Apêndice A

TEMPERATURA E DENSIDADE ELETRÔNICA NA SOMBRA DO LIMITADOR

As medidas realizadas de densidade e temperatura eletrônicas ajudam a verificar e entender o estado atual do comportamento do plasma gerado em nossa máquina.

Via sonda de Langmuir podemos obter os valores da densidade e temperatura eletrônicas na borda do plasma. Já com a espectroscopia no visível e ultra-violeta no vácuo, obtemos os valores da temperatura iônica e Z_{eff} , por exemplo; e com a interferometria com microondas, obtemos a densidade integrada ao longo da coluna de plasma.

Com estes dados, é possível verificar se os resultados obtidos estão de acordo com os esperados teoricamente, dentro das aproximações pertinentes ao modelo utilizado.

No que se segue, faremos uma breve descrição dos conceitos e processos básicos envolvidos nas fórmulas que serão utilizadas para os cálculos teóricos com o objetivo de se compará-los aos resultados experimentais. Será desenvolvido boa parte do modelo não colisional para processos de transporte na região da sombra do limitador. Maiores detalhes poderão ser encontrados nas referências apontadas.

O plasma como um todo pode ser dividido em duas regiões: o plasma da coluna central, e o plasma da região da sombra do limitador, região conhecida como SOL, região do “scrape-off-layer”, Fig. A.1.

Como as partículas do plasma da região central se difundem perpendicularmente as linhas de campo em direção as paredes do vaso, ocorrem fenômenos de interação plasma-parede, como liberação de impurezas, e reciclagem. Existem trabalhos[Silv89,Stan90,Oged81] que mostram que os

processos que ocorrem nesta região influenciam as condições do plasma na região central, e é sabido que o contrário também ocorre. Os desenvolvimentos teóricos que se seguem são baseados nestes trabalhos.

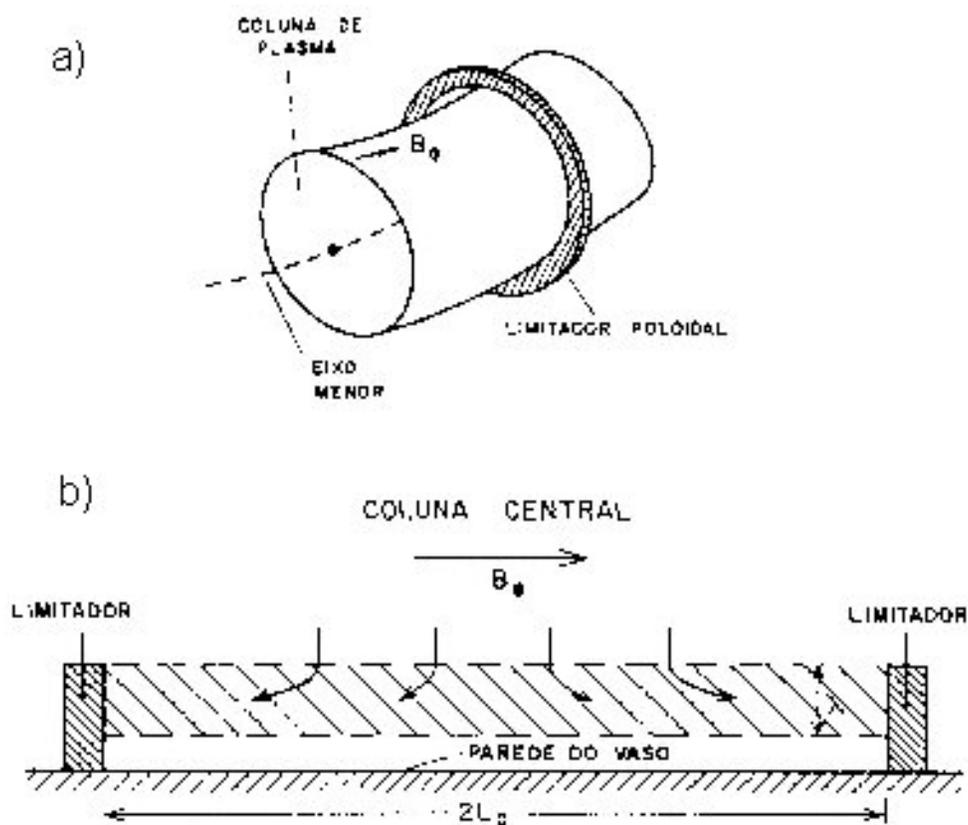


Fig. A.1: a) Configuração de limitador poloidal, b) Fluxo de partículas da região central para as paredes.

Na Fig. A.1 – a), é mostrada a configuração de limitador poloidal utilizado em nossa máquina, e na Fig. A.1 – b), é mostrados o esquema linearizado desta configuração mostrando o fluxo de partículas do plasma da região central para as paredes. Estas partículas ao entrarem na região do SOL se difundem rapidamente para o limitador.

O comprimento total da região do SOL quando se usa um limitador poloidal é $L = 2\pi.R$, onde R é o raio maior do tokamak. Assim, o percurso médio de uma partícula que entra na região do SOL é $L_C = L/2$.

O fluxo total de partículas que penetra na região do SOL é dado por:

$$\phi_{\perp} = D_{\perp} \cdot \frac{dn_e}{dr} \cdot A, \quad (\text{A.1})$$

onde n_e é a densidade eletrônica, D_{\perp} é o coeficiente de difusão perpendicular ao campo, $A = 2\pi \cdot a \cdot L$ é a área lateral do cilindro de raio a , raio menor do plasma, e r é a distância radial.

Assumindo um perfil de densidade na região do SOL, $r \geq a$, como exponencial decrescente,

$$n_e(r) = n_{ea} \cdot \exp[-(r-a)/\lambda_n], \quad (\text{A.2})$$

onde n_{ea} é a densidade em $r = a$ e λ_n é o coeficiente de decaimento radial da densidade na região do SOL, podemos escrever:

$$\left. \frac{dn_e}{dr} \right|_{r=a} = -\frac{n_{ea}}{\lambda_n}. \quad (\text{A.3})$$

Mas, o fluxo total de partículas que sai para fora da região central do plasma, também é dado por:

$$\phi_{\perp} = \frac{\int n_e \cdot dV}{\tau_P} = \frac{\bar{n}_e \cdot V}{\tau_P}, \quad (\text{A.4})$$

onde, \bar{n}_e é a densidade eletrônica média central do plasma, τ_P é o tempo de confinamento de partícula, V é o volume do plasma.

Então, das eqs. (A.1), (A.3) e (A.4), a razão entre a densidade eletrônica média central \bar{n}_e e a densidade na posição do limitador, n_{ea} , pode ser obtida:

$$\frac{\bar{n}_e}{n_{ea}} = \frac{2.D_{\perp}(a).\tau_P}{a.\lambda_n} \quad (\text{A.5})$$

Agora, assumindo o modelo não colisional, a equação de difusão de densidade na região do SOL, diz que:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[D_{\perp} \frac{dn_e}{dr} \right] - \frac{n_e \cdot C_S}{L} + S_n, \quad (\text{A.6})$$

onde C_S é a velocidade sônica-iônica, o primeiro termo do lado direito representa o fluxo de partículas da região central para o SOL, o segundo termo o fluxo de partículas sendo perdido no limitador, e o terceiro, $S_n = \frac{n_e(r)}{\tau_i}$ é a função para as fontes de ionização, sendo τ_i o tempo médio que é levado para ionizar uma partícula no SOL.

No estado estacionário, a derivada temporal se anula, e utilizando a eq. (A.2), obtemos em $r = a$:

$$0 = D_{\perp}(a) \frac{n_{ea}}{\lambda_n^2} - \frac{n_{ea} \cdot C_S}{L} + \frac{n_{ea}}{\tau_i}. \quad (\text{A.7})$$

Se definirmos $\tau_s = \frac{L}{C_S}$, como sendo o tempo médio levado por uma partícula na região do SOL, resolvendo para $D_{\perp}(a)$, obtemos:

$$D_{\perp}(a) = \lambda_n^2 \cdot \frac{\tau_i - \tau_s}{\tau_i \cdot \tau_s}. \quad (\text{A.8})$$

Substituindo a eq. (A.8), na eq. (A.5), obtemos:

$$\frac{\bar{n}_e}{n_{ea}} = 2 \cdot \frac{\lambda_n}{a} \cdot \frac{\tau_P}{\tau_S} \cdot \left(1 - \frac{\tau_S}{\tau_i} \right), \quad (\text{A.9})$$

e como geralmente, $\tau_i \gg \tau_S$, modelo não-colisional, obtemos:

$$\boxed{\frac{\bar{n}_e}{n_{ea}} \approx 2 \cdot \frac{\lambda_n}{a} \cdot \frac{\tau_P}{\tau_S}}. \quad (\text{A.10})$$

Por sua vez, a razão entre a temperatura eletrônica média central \bar{T}_e e a temperatura eletrônica na posição do limitador, T_{ea} , pode ser obtida pela fórmula de confinamento de energia, que é definida como:

$$\tau_E = \frac{\text{energia térmica total do plasma}}{\text{potência total sendo perdida pelo plasma}} \quad (\text{A.11})$$

Podemos escrever:

$$\tau_E = \frac{\frac{3}{2} \bar{n}_e \bar{T}_e V}{\left[\frac{3}{2} n_e D_{\perp} \cdot \frac{dT_e}{dr} + \frac{3}{2} T_e D_{\perp} \cdot \frac{dn_e}{dr} \right] \cdot A + (\bar{W}_{rad} + \bar{W}_{ion}) V}, \quad (\text{A.12})$$

onde V é o volume do plasma, A é a área lateral do plasma, e \bar{W}_{rad} e \bar{W}_{ion} representam as perdas volumétricas médias na região central do plasma por radiação e ionização, respectivamente. Além disso, o primeiro termo entre colchetes representa o fluxo de energia da região central para a região do SOL devido a condução, e o segundo termo o fluxo de energia devido a convecção.

Mas, a equação de transporte para a energia eletrônica na região do SOL, diz que:

$$\frac{3}{2} \cdot \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{3}{2} \cdot n_e \cdot D_{\perp} \frac{dT_e}{dr} + \frac{3}{2} \cdot T_e \cdot D_{\perp} \cdot \frac{dn_e}{dr} \right] - \frac{2 \cdot \gamma \cdot \varepsilon_e \cdot C_S}{L} + (SO) - (SI), \quad (\text{A.13})$$

onde $\varepsilon_e = n_e \cdot T_e$, o segundo termo do lado direito representa o termo de perda de energia pelo limitador, γ é o fator de emissão secundária de elétrons no limitador, e (SO) e (SI) representam outras fontes e sorvedouros de energia, respectivamente.

No estado estacionário, a derivada temporal se anula, além disso, somente o termo de perda de energia pelo limitador é comparável aos termos de condução e convecção. Então, é feita a aproximação [Oged81]:

$$\left[\frac{3}{2} \cdot n_e \cdot D_{\perp} \frac{dT_e}{dr} + \frac{3}{2} \cdot T_e \cdot D_{\perp} \cdot \frac{dn_e}{dr} \right] \approx \frac{2 \cdot \gamma \cdot \varepsilon_e \cdot C_S}{L} \cdot \lambda_H, \quad (\text{A.14})$$

λ_H é o coeficiente de decaimento radial do fluxo de energia na região do SOL.

Então, introduzindo a eq. (A.14) na eq. (A.12), e substituindo os valores de V e A , obtemos:

$$\tau_E = \frac{3}{4\gamma} \frac{\bar{T}_e}{T_{ea}} \frac{\bar{n}_e}{n_{ea}} (1 - f_{RI}) \cdot \frac{L \cdot a}{2 \cdot C_S \cdot \lambda_H}, \quad (\text{A.15})$$

onde f_{RI} é a fração de energia eletrônica perdida por radiação e ionização.

Substituindo, então, a eq. (A.10) na eq. (A.15), obtemos:

$$\frac{\bar{T}_e}{T_{ea}} = \frac{4 \cdot \gamma}{3} \cdot \frac{\tau_E}{\tau_P} \cdot \frac{\lambda_H}{\lambda_n} \cdot (1 - f_{RI})^{-1}. \quad (\text{A.16})$$

Fazendo a aproximação, $\lambda_H \approx \lambda_n$, obtemos finalmente:

$$\frac{\bar{T}_e}{T_{ea}} \approx \frac{4 \cdot \gamma}{3} \cdot \frac{\tau_E}{\tau_P} \cdot (1 - f)^{-1}. \quad (\text{A.17})$$

Apêndice B

ALGUMAS CONSIDERAÇÕES SOBRE A ESTABILIDADE DO SISTEMA DE MULTIPASSAGEM

Inerente a própria configuração ótica do conjunto é comum surgir um problema de pequeno deslocamento do ponto focal no sistema de multipassagem.

Apesar de pequeno, devido ao elevado número de passagens utilizado, 10, foi suficiente para fazer com que o foco se deslocasse para próximo das janelas, fazendo com que ocorresse a formação de pequenos pontos de ruptura superficiais nos vidros.

O problema foi corrigido variando-se ligeiramente a distância entre os espelhos esféricos que inicialmente era de aproximadamente 50 cm, duas vezes o raio de curvatura dos espelhos. Para tanto um estudo teórico foi feito com o objetivo de entender melhor o assunto e verificar qual deveria ser o deslocamento longitudinal a ser utilizado. Nesse apêndice, será feito um resumo deste estudo, e uma breve análise das medidas pertinentes que foram realizadas.

B.1 - Matriz de Transferência de Raios

Seja Z o eixo ótico de um sistema ótico. Então, podemos caracterizar um raio paraxial numa dada posição do sistema, $z=\text{constante}$, pela sua distância, x , do eixo ótico, e pela sua inclinação, x' , com respeito ao eixo. Podemos ver na Fig. B.1, um esboço de um caminho genérico seguido pelo raio devido a vários elementos óticos que modificam a sua direção na região.

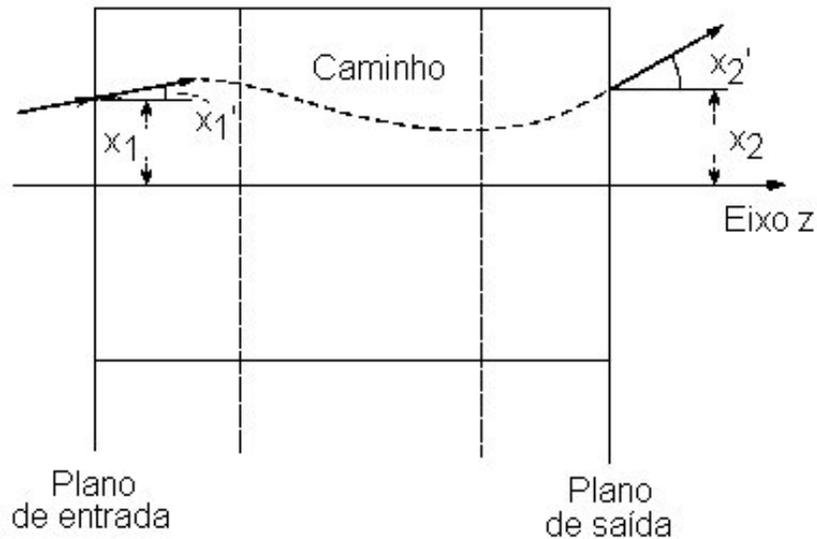


Fig. B.1: Planos de referência de um sistema óptico, onde o caminho seguido pelo raio é indicado.

O caminho de um raio através de uma região depende das propriedades óticas da região, bem como dos valores iniciais dos parâmetros do raio, ou seja, da distância x_1 e da inclinação x_1' do raio no plano de entrada. Para raios paraxiais, os parâmetros de saída correspondentes, x_2 e x_2' , são linearmente dependentes dos parâmetros de entrada. Esta relação entre os parâmetros de entrada e saída é convenientemente escrita na forma matricial[Pier54]:

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ x_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_1 \\ x_1' \end{vmatrix},$$

que recebe o nome de matriz de transferência de raios.

Na Tabela B.1, podemos ver alguns exemplos de matrizes de transferência para estruturas óticas elementares. É interessante notar que as matrizes para uma lente fina de distância focal igual a $f = R_c / 2$ é igual a matriz de transferência para um espelho esférico de raio de curvatura igual a R_c .

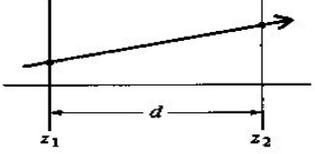
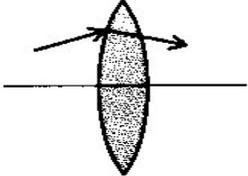
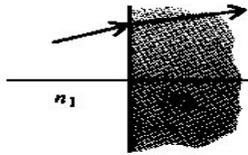
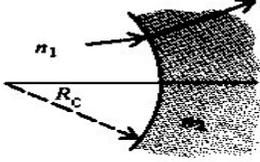
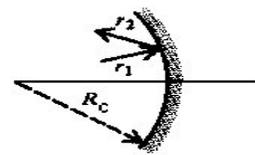
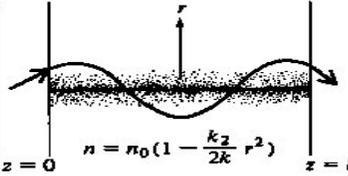
(1) Seção reta: comprimento d		$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
(2) Lente fina: Comprimento focal f $f < 0$, divergente $f > 0$, convergente		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}$
(3) Interface dielétrica: Índices de refração n_1 e n_2		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{bmatrix}$
(4) Interface dielétrica Esférica: Raio de curvatura R_c		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_1}{n_2 R_c} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$
(5) Espelho esférico: Raio de curvatura R_c		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_c & 1 \end{bmatrix}$
(6) Meio com perfil de índice quadrático:		$\begin{bmatrix} \cos(\sqrt{\frac{k_2}{k}} l) & \sqrt{\frac{k}{k_2}} \sin(\sqrt{\frac{k_2}{k}} l) \\ -\sqrt{\frac{k_2}{k}} \sin(\sqrt{\frac{k_2}{k}} l) & \cos(\sqrt{\frac{k_2}{k}} l) \end{bmatrix}$

Tabela B.1: Alguns exemplos de matrizes de transferência de raios para estruturas óticas elementares.

Assim, o equivalente, sem confinamento dos raios, de uma cavidade ressonante que utiliza dois espelhos esféricos de raios de curvatura R_1 e R_2 , separados por uma distância d , é dado por uma sequência de lentes de focos iguais a $f_1 = R_1/2$ e $f_2 = R_2/2$, separadas pela mesma distância d , Fig. B.2.

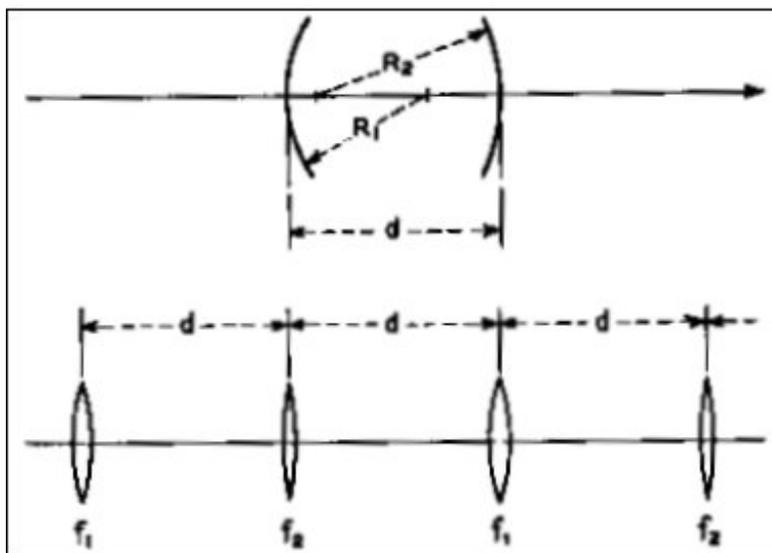


Fig. B.2: Cavidade ressonante com espelhos esféricos, e seu equivalente sem confinamento, uma sequência de lentes.

Agora, cavidades ressonantes, ou seu equivalente, sequências periódicas de lentes podem ser classificadas como estáveis ou instáveis. Elas são estáveis quando os feixes que passam através da sequência são periodicamente refocalizados. E são instáveis quando os feixes se tornam mais e mais dispersivos ao passarem pela sequência.

Para se fazer uma análise da estabilidade de cavidades ressonantes, é definido um importante parâmetro que está diretamente ligado as propriedades do feixe no decorrer do seu percurso na sequência.

O parâmetro q para uma determinada posição de um feixe na sequência, é um parâmetro complexo, que descreve a variação Gaussiana da intensidade do feixe com a distância do eixo de propagação, bem como a curvatura da frente de onda, que é esférica próxima do eixo. Ele é definido como[Koge96]:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R_c} - i \frac{\lambda}{\pi w^2}, \quad (\text{B.1})$$

onde λ é o comprimento de onda, R_c também é o raio de curvatura, só que neste caso, é o raio de curvatura da frente de onda, e w é a metade do diâmetro do feixe na posição dos espelhos.

Uma propriedade fundamental que deve ser satisfeita por este parâmetro é a linearidade. Ou seja, supondo que o feixe é representado pelo parâmetro q_1 , num dado plano de entrada, então, o parâmetro q_2 , no plano de saída, separado do plano de entrada por uma distância z , deve obedecer a seguinte relação:

$$q_2 = q_1 + z \quad (\text{B.2})$$

Então, quando o feixe é focalizado, atingindo o seu menor diâmetro, $2w_0$, na posição conhecida como cintura focal, a frente de onda se torna plana, fazendo com que $R_c \rightarrow \infty$. Se nós medirmos a posição z a partir da cintura focal, as leis de expansão para o feixe assumem uma forma mais simples. Na posição central da cintura focal, teremos que o parâmetro q_0 será puramente complexo:

$$q_0 = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (\text{B.3})$$

Dessa forma, o parâmetro q para uma determinada posição z a partir da cintura focal, $q(z)$, terá segundo a eq. (B.2) o seguinte valor:

$$q = q_0 + z = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} + z. \quad (\text{B.4})$$

Então, igualando os valores para q das eqs. (B.1) e (B.4), obtemos para a parte imaginária:

$$w_0^2 = \frac{\lambda^2 z R}{\pi^2 w^2}. \quad (\text{B.5})$$

Um esboço é mostrado na Fig. B.3:

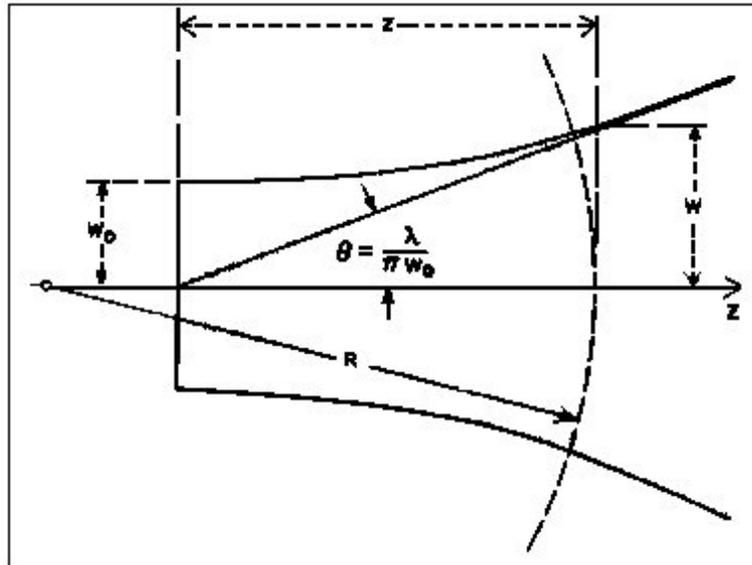


Fig. B.3: Esboço da região da cintura focal.

Se a matriz para a transferência de raios para uma determinada posição da cavidade é conhecida, bem como o valor do parâmetro q , por exemplo, numa posição 1 genérica, então, o valor assumido em outra posição, digamos na posição 2, será dado por:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (\text{B.6})$$

Agora, para uma cavidade ressonante composta de espelhos esféricos com raios de curvaturas iguais a R_c , separados por uma distância d , pode-se afirmar que o sistema é estável se para um período completo da sequência de lentes equivalentes, os valores dos parâmetros q_1 imediatamente à direita da primeira lente, e q_2 imediatamente a segunda lente, forem iguais, $q_1 = q_2$.

Neste caso as estrutura óticas básicas envolvidas são as descritas pelos números (1) e (2) da Tabela B.1. Pois primeiro o feixe deve atravessar uma distância d , depois, passar por uma lente fina, de distância focal genérica, f .

Então, a matriz de transferência para a estrutura equivalente é dado simplesmente pelo produto das matrizes (1) e (2), resultando na matriz:

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{vmatrix}. \quad (\text{B.7})$$

Substituindo os valores dos elementos da matriz obtida, eq. (B.7), na eq. (B.6), leva a:

$$q_2 = \frac{q_1 + d}{-\frac{1}{f} q_1 + 1 - \frac{d}{f}}, \quad (\text{B.8})$$

que pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{d}{f q_1} - \frac{d}{q_1 q_2} - \frac{1}{f}. \quad (\text{B.9})$$

Agora, utilizando a condição de estabilidade, $q = q_1 = q_2$, obtemos a seguinte equação para o parâmetro q :

$$\frac{1}{q^2} + \frac{1}{f q} + \frac{1}{f d} = 0.$$

Resolvendo esta equação, obtemos:

$$\frac{1}{q} = -\frac{1}{2f} \pm i \sqrt{\frac{1}{f d} - \frac{1}{4f^2}}. \quad (\text{B.10})$$

Comparando a eq. (B.10), com a eq. (B.1), obtemos os parâmetros característicos do feixe:

$$R_C = 2f \quad (\text{B.11})$$

e que:

$$w^2 = \frac{\frac{\lambda R_C}{\pi}}{\sqrt{\frac{2R_C}{d} - 1}} \quad (\text{B.12})$$

Agora, para calcular w_0 , no centro da cavidade ressonante, podemos substituir w , da eq. (B.12), na eq. (B.5), e fazendo $z = \frac{d}{2}$, centro da cavidade, obtemos:

$$w_0^2 = \frac{\frac{\lambda}{2\pi}}{\sqrt{d(2R_C - d)}}. \quad (\text{B.13})$$

Se definirmos o deslocamento longitudinal como sendo:

$$\Delta = 2R_C - d, \quad (\text{B.14})$$

das eqs. (B.13) e (B.14), obtemos, finalmente:

$$\Delta = 2R_C \left(\frac{w_0}{w} \right)^2. \quad (\text{B.15})$$

Então, o sistema de multipassagem será estável, se a distância entre os espelhos, d , for mudada do valor original $2R_C$, para $2R_C - \Delta$, com Δ definido pela eq. (B.15).

Em nosso sistema de multipassagem, o elemento focalizador do feixe do laser é a lente de focalização, como pode ser visto na Fig. B.4.

Se a divergência do feixe do laser fosse desprezível, teríamos um ponto focal muito próximo de um ponto, mas como na prática sempre existe uma pequena divergência, o valor aproximado do diâmetro do feixe na região central é dado por[Kant99]:

$$2w_0 \approx \alpha \cdot F, \quad (\text{B.16})$$

onde α é a divergência do feixe do laser, e F é a distância focal da lente de focalização do sistema.

Apêndice C

PRINCIPAIS PROGRAMAS COMPUTACIONAIS DESENVOLVIDOS NA TESE

Neste Apêndice encontram-se os principais programas que foram desenvolvidos durante os trabalhos de tese. Devido ao tamanho considerável que as listagens dos mesmos ocupariam, estes foram gravados em disquete, em anexo, e o dentro do arquivo Programas.doc encontram-se informações a respeito de cada um deles.

Listaremos abaixo os nomes e características dos principais programas fonte em linguagem C:

♦ Camac.c → Programa gerenciador para a aquisição de dados que necessita dos seguintes programas para funcionar de forma correta:

- Plot.c → Utilizado para desenhar vários tipos de gráficos
- Zoom.c → Serve para aumentar o tamanho dos canais na tela
- Func.c → Funções adicionais do programa
- Funcm.c → Alocação de memória estendida
- SendTer.c → Envia dados via porta serial para o computador Terminal
- RecvTer.c → Recebe dados do programa CAMAC via porta serial.
- Terminal.c → Programa que controla o computador terminal e recebe dados via porta serial ou paralela.

- ◆ Mthos.c → Programa para cálculo inicial dos parâmetros de espalhamento Thomson para fotomultiplicadora simples.
- ◆ Pthos.c → Programa para medida da densidade e da temperatura para fotomultiplicadora simples.
- ◆ Mthom.c → Programa para cálculo inicial dos parâmetros de espalhamento Thomson multiespacial.
- ◆ Pthom1-4.c → Programas para medida da temperatura e densidade nas posições espaciais 1 a 4, respectivamente.
- ◆ CLang.c → Programa para cálculo da temperatura e densidade eletrônicas da borda do plasma via dados obtidos com a sonda de Langmuir.
- ◆ TDS220.c → Programas para transferência de dados do osciloscópio Tektronix TDS220(versão modificada do novo programa para o osciloscópio TDS320[Dant03]).
- ◆ Tek11403.c → Programa de lote para aumentar a performance da transferência do osciloscópio Tektronix 11403.