

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

**Dissertação de Mestrado**

**ESPECTROSCOPIA NO ULTRAVIOLETA NO VÁCUO E  
VISÍVEL NO TOKAMAK NOVA-UNICAMP**

**André Máscia Daltrini**

**Orientador: Munemasa Machida**

**Banca Examinadora:**

**Prof. Dr. Munemasa Machida, IFGW/UNICAMP**

**Prof. Dr. Mário Antônio Bica de Moraes, IFGW/UNICAMP**

**Prof. Dr. Ivan Cunha Nascimento, IF/USP**

**Trabalho apresentado ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da  
Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos  
necessários à obtenção do título de Mestre em Física.**

**Campinas  
Agosto / 1999**

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

D175e

**Daltrini, André Máscia**

**Espectroscopia no ultravioleta no vácuo e visível no Tokamak Nova-Unicamp. - Campinas, SP : [s. n.], 1999.**

**Orientador: Munemasa Machida.**

**Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".**

**1. Espectroscopia ultravioleta no vácuo. 2. Espectroscopia visível. 3. Tokamaks. 4. Plasma (Gases ionizados). 5. Espectroscopia de plasma. I. Machida, Munemasa. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.**

Aos meus queridos avós,  
Odete e Nelson,  
Ângela (*in memoriam*) e Cássio.

*Gostaria de prestar meus sinceros  
agradecimentos*

Ao Prof. Munemasa Machida, pela orientação neste trabalho e amizade desde os tempos de iniciação científica.

Ao Prof. Masayuki Fukao (Shizuoka University-Japão), não só pela doação do tokamak NOVA ao nosso laboratório, mas também pelo constante interesse e apoio aos trabalhos desenvolvidos aqui no Brasil.

Aos professores Luís Berni (INPE), José Busnardo Neto (UNICAMP), Delton O. de Campos (USP), Roberto Clemente (Unicamp), Roberto Honda (UNESP-Guaratinguetá), Mário B. de Moraes (UNICAMP), Stanislav Moshkalyov (Queen's University-Belfast), Ivan Nascimento (USP) Edson C. da Silva (UNICAMP) e Mário Ueda (INPE), pelos conselhos, dicas, aulas e sugestões, muito importantes para o desenvolvimento deste trabalho.

Ao Marcelo e ao Douglas, pelo companheirismo e ajuda durante todo este trabalho.

Ao Sanclair e aos funcionários das Oficinas de Vácuo e Mecânica, pela confecção de algumas peças do sistema de vácuo.

Aos funcionários da Secretária de Pós-Graduação e da Biblioteca do Instituto, pela colaboração sempre que necessário.

Aos meus colegas de pós graduação, principalmente Alexandre, Ricardo, Ana e Bortoleto.

Aos meus pais e avós, pelo incentivo e constante apoio.

À Erika, pela companhia nesses anos e por compreender os vários dias (e noites) passados no Laboratório.

À Izabel, Ângelo, Aurea, Michele, Helen e Gustavo, Djo e Bel, minha segunda família.

À Fapesp, pelo apoio financeiro que muito ajudou na execução deste projeto.

## Resumo

Neste trabalho, as emissões de hidrogênio, hélio e impurezas (carbono e oxigênio) no visível e no ultravioleta no vácuo (UVV), foram estudadas através de um conjunto de quatro espectrômetros instalados no tokamak NOVA-UNICAMP. Pela primeira vez no país, foi utilizada a espectroscopia no UVV para diagnóstico de plasmas confinados em tokamaks.

Juntamente com o espectrômetro no UVV foi instalado um sistema de vácuo entre este e o tokamak, para impedir a absorção, pelo ar, da radiação com comprimento de onda inferior a 1850 Å. Com um dos espectrômetros no visível, foi montado um conjunto de lentes para aumentar a quantidade de luz incidente no aparelho. Estes dois espectrômetros foram alinhados e tiveram seus alargamentos instrumentais medidos por técnicas diferentes, devido ao máximo comprimento de onda detectado pelo aparelho no UVV (6000 Å, menor que o do laser de He-Ne, 6328 Å).

As descargas do tokamak (ainda que não sejam ideais), apresentaram uma melhora significativa durante este trabalho, principalmente após o estudo da atmosfera no interior da câmara de vácuo da máquina, efetuado com um analisador de gás residual. Ainda assim, detecta-se nos sinais ópticos e da voltagem de enlace, oscilações que podem estar relacionadas com a interação do plasma ou do feixe de elétrons fugitivos (*runaway*) com o limitador, levando a um aumento da densidade e diminuição da temperatura do plasma.

O cálculo da temperatura iônica foi efetuado através das medidas do alargamento Doppler das linhas de HeI e HeII em um plasma de hélio, e de OII, CIII e CIV (este último no UVV) em um plasma de hidrogênio. Em descargas de limpeza, o HeI apresentou temperaturas baixas (alguns poucos eV), mas em descargas tokamak sua temperatura ficou acima dos 20 eV. As medidas de HeII, realizadas com uma pressão de base ruim ( $10^{-6}$  Torr), revelaram baixas temperaturas, inferiores a 20 eV até 5,3 ms. Os íons de OII apresentaram uma temperatura iônica entre 20 e 30 eV, e os de CIII chegaram a aproximadamente 50 eV após 5,0 ms. Já o CIV atingiu uma temperatura de pelo menos 60-80 eV, mesmo nos instantes iniciais da descarga.

O perfil da linha de  $L_{\alpha}$  (1216 Å) foi também medido, mas a temperatura iônica do hidrogênio não foi calculada por causa do grande alargamento instrumental do

espectrômetro no UVV. Mesmo assim, a evolução temporal das linhas das séries de Balmer (no visível) e Lyman (no UVV) foram comparadas, servindo como um primeiro teste para medidas posteriores que levarão ao cálculo do tempo de confinamento e taxa de reciclagem de partículas.

Com a medida das linhas de impurezas foi determinado o menor comprimento de onda detectado pelo espectrômetro, 904 Å (CII). Além disso, foi também comparado o perfil temporal das linhas de carbono com diferentes graus de ionização em descargas de limpeza.

Este trabalho de tese é o primeiro realizado no tokamak NOVA-UNICAMP, antigo tokamak NOVA II (vindo da Universidade de Kyoto-Japão), depois de sua instalação em nosso laboratório pelo professor Masayuki Fukao.

## Abstract

The hydrogen, helium and impurities (carbon and oxygen) emissions, in visible and vacuum ultraviolet (VUV) spectra, have been studied by a set of four spectrometers installed on NOVA-UNICAMP tokamak. The VUV spectroscopy has been set for the first time to study tokamak confined plasmas in our laboratories.

Between the tokamak and the VUV spectrometer, a vacuum pipe system has been installed to avoid the radiation absorption by the air. With one of the visible spectrometers, a lens set has been assembled to improve the light signal. The spectrometers alignment and instrumental broadening measurements were done by different methods (since our VUV spectrometer measures wavelength up to 6000 Å, value lower than He-Ne laser wavelength, 6328 Å, used for usual alignments).

Although the tokamak discharges are not the ideal ones, a good advance has been obtained in this work, mainly after the study, using a partial pressure analyzer, of the vacuum chamber residual gas. However, oscillations detected in loop voltage and optical signals seems to be related with a plasma/limiter interaction, resulting in a higher plasma density and lower temperature throughout the discharge.

The ion temperature determinations (HeI and HeII in helium plasma, and OII, CIII and CIV in hydrogen plasma) have been done by Doppler broadening line measurements. In glow discharges, from the HeI spectra, the ion temperature reached a few eV, and in tokamak discharges its mean temperature calculated (up to 6.2 ms) was 28,9 eV. The HeII measurements, realized with a worse base pressure ( $\sim 10^{-6}$  Torr), lead to lower temperatures, bellow 20 eV up to 5.3 ms. The temperature calculated from impurities were: OII  $\sim$  20-30 eV; CIII - up to 50 eV; and from CIV, at least 60-80 eV.

The  $L_{\alpha}$  (1216 Å) profile has been also measured, but the hydrogen temperature was not calculated, due to the VUV spectrometer instrumental broadening. Nevertheless, the Balmer and Lyman series emissions have been compared, as a first test for particle confinement time calculations.

By the measurements of impurity lines (CII 904 Å), the lower wavelength detectable by our VUV spectrometer is found to be about 900 Å. Also, the temporal profile of carbon lines, with different degrees of ionization, have been compared in glow discharges.

This thesis work is the first realized in NOVA-UNICAMP tokamak, former NOVA II tokamak from Kyoto University - Japan, after its installation during the visit of Prof. Dr. Masayuki Fukao in our Plasma Laboratory.

# Índice

	Página
<b>Capítulo 1 - Introdução</b> .....	1
<b>Capítulo 2 - Tokamak</b> .....	3
2.1 - Funcionamento Básico.....	4
2.2 - Tokamak NOVA-UNICAMP.....	7
<b>Capítulo 3 - Teoria</b> .....	15
3.1 - Modelos Estatísticos do Plasma.....	15
3.1.1 - Modelo de Equilíbrio Termodinâmico Local.....	16
3.1.2 - Modelo Corona Independente do Tempo.....	18
3.1.3 - Modelo Corona Dependente do Tempo.....	20
3.1.4 - Modelo Colisional-Radiativo.....	22
3.2 - Processos de Alargamento de Linhas Espectrais.....	23
3.2.1 - Alargamento Natural.....	24
3.2.2 - Alargamento por Pressão.....	24
3.2.3 - Alargamento Zeeman.....	25
3.2.4 - Alargamento Doppler.....	26
3.2.5 - Alargamento Instrumental.....	28
3.2.6 - Alargamentos Independentes.....	29
<b>Capítulo 4 - Aparato Instrumental</b> .....	30
4.1 - Espectrômetros.....	30
4.1.1 - Dificuldades da Espectroscopia no UVV.....	35
4.2 - Espectrômetro no Visível.....	37
4.2.1 - Sistema Óptico de Coleta de Luz.....	39
4.3 - Espectrômetro no UVV.....	41
4.3.1 - Sistema de Vácuo.....	43
4.4 - Coleta de Dados.....	46
<b>Capítulo 5 - Resultados e Discussões</b> .....	48

<b>5.1 - Condições das Descargas do Tokamak NOVA-UNICAMP.....</b>	<b>48</b>
<b>5.2 - Alargamento Instrumental dos Espectrômetros.....</b>	<b>54</b>
<b>5.2.1 - Alargamento Instrumental do Espectrômetro           SPEX.....</b>	<b>54</b>
<b>5.2.2 - Alargamento Instrumental do Espectrômetro           McPherson.....</b>	<b>58</b>
<b>5.3 - Espectroscopia de Hidrogênio - Séries de Balmer e Lyman.....</b>	<b>62</b>
<b>5.4 - Espectroscopia de Hélio.....</b>	<b>68</b>
<b>5.4.1 - Medidas de HeI - Descargas de Limpeza.....</b>	<b>68</b>
<b>5.4.2 - Medidas de HeI - Descargas Tokamak.....</b>	<b>70</b>
<b>5.4.3 - Medidas de HeII.....</b>	<b>73</b>
<b>5.5 - Espectroscopia de Impurezas.....</b>	<b>76</b>
<b>5.5.1 - Determinação do Menor Comprimento de Onda Medido           pelo Espectrômetro McPherson.....</b>	<b>76</b>
<b>5.5.2 - Comparação da Evolução Temporal das Linhas de           Carbono com Diferentes Graus de Ionização.....</b>	<b>78</b>
<b>5.5.3 - Medidas de CIII e OII no Visível.....</b>	<b>80</b>
<b>5.5.4 - Medidas de CIV no UVV.....</b>	<b>83</b>
<b>Capítulo 6 - Conclusões.....</b>	<b>87</b>

# Capítulo 1 - Introdução

Devido à crescente demanda de energia mundial e ao inevitável esgotamento dos combustíveis fósseis, a pesquisa em fontes de energia alternativas mostra-se um campo extremamente promissor para o próximo século. Entre essas novas fontes de energia destaca-se a fusão nuclear, muito mais “limpa” e com um maior “rendimento energético” que a fissão nuclear.

Na fusão nuclear, dois núcleos de elementos leves (como o hidrogênio, hélio, lítio e boro) se fundem, liberando uma grande quantidade de energia. Tal reação contudo, só pode ocorrer se os núcleos tiverem energia suficiente para vencer a repulsão coulombiana entre eles. Isso pode ser obtido, em condições controladas, utilizando-se aceleradores de partículas ou aquecendo-se um plasma confinado. Nos aceleradores, a densidade de partículas é muito pequena para se conseguir uma quantidade de energia aproveitável comercialmente, de forma que os futuros reatores de fusão nuclear deverão ser, provavelmente, “movidos a plasma”. Dentre estes possíveis reatores de fusão, aquele que mais se destaca hoje em dia é o tokamak.

Desde 1996 o Laboratório de Plasmas da UNICAMP possui um tokamak de pequeno porte, o NOVA-UNICAMP, vindo da Universidade de Kyoto-Japão, com o apoio do Professor Masayuki Fukao. Desde então, nenhum trabalho mais profundo havia sido realizado, sendo este, portanto, o primeiro.

Espectrômetros monitorando diferentes faixas espectrais, visível e ultravioleta no vácuo (UVV), foram instalados. Entre os quatro espectrômetros utilizados (três no visível e um no UVV) para observações do plasma em diferentes posições toroidais, dois foram mantidos durante todo trabalho.

As medidas espectroscópicas podem determinar importantes parâmetros de um plasma, tais como, temperatura e densidade (tanto iônica como eletrônica),  $Z$  efetivo, tempo de confinamento e taxa de reciclagem de partículas. Uma de suas grandes vantagens é não perturbar o plasma em estudo, além de permitir resolução espectral, temporal e espacial, dependendo da técnica empregada.

Em tokamaks, devido às altas temperaturas alcançadas, as emissões espectrais se concentram mais na região do ultravioleta. Assim, a utilização de um espectrômetro

no ultravioleta no vácuo, fato inédito em trabalhos com tokamaks no Brasil, abre caminho para uma série de futuras pesquisas a serem desenvolvidas nos próximos anos, principalmente após o desenvolvimento da segunda geração de tokamaks no país, iniciada com a instalação do TCA-BR na USP e do ETE no INPE.

O Capítulo 2 desse trabalho apresenta o funcionamento básico de um tokamak, apontando em seguida as características do tokamak NOVA-UNICAMP.

No Capítulo 3 são descritos alguns modelos estatísticos do plasma e os mais importantes mecanismos de alargamento de linhas espectrais, relacionando-os com os valores de densidades e temperaturas iônicas e eletrônicas, que podem ser determinados através de medidas espectroscópicas.

O Capítulo 4 contém as características gerais de um espectrômetro e as dificuldades das medidas no UVV, além de informações do aparato instrumental utilizado, destacando: espectrômetros, fotomultiplicadoras, sistema óptico de coleta de luz no visível, e sistema de vácuo no UVV.

Já no Capítulo 5 são apresentados os principais resultados experimentais: as condições das descargas do tokamak, obtidas através da análise dos sinais de emissões espectrais em diferentes posições toroidais e da composição da atmosfera residual no interior da câmara de vácuo; as medidas do alargamento instrumental dos espectrômetros; as emissões de hidrogênio, nas quais foram comparadas a evolução temporal de linhas das séries de Balmer e Lyman, além do traçado do perfil da linha  $L_{\alpha}$ ; as emissões de hélio, com o cálculo das temperaturas iônicas de HeI (em descargas de limpeza e tokamak) e de HeII (descargas tokamak); e emissões de impurezas, contendo a determinação do menor comprimento de onda medido pelo espectrômetro no UVV, análise do comportamento temporal (em descargas de limpeza) da emissão do carbono com diferentes graus de ionização, e o cálculo das temperaturas iônicas do OII e CIII no visível e CIV no UVV.

O Capítulo 6 contém as conclusões deste trabalho, juntamente com a proposta de futuras pesquisas a serem desenvolvidas no tokamak NOVA-UNICAMP.

O sistema de unidades utilizado neste trabalho é o MKS. Todavia, algumas grandezas serão dadas geralmente em unidades diferentes, como temperatura em eV, campo magnético em kG, ou densidade em  $\text{cm}^{-3}$ , mas sempre será especificado o padrão utilizado quando necessário.

## Capítulo 2 - Tokamak

Como discutido no Capítulo 1, a fusão nuclear desponta como uma grande fonte de energia alternativa para o próximo século. Dentre as várias possíveis reações de fusão a serem utilizadas nos futuros reatores, destacam-se [1]:



Entre estas, a mais fácil de ser obtida (com um maior rendimento energético), é a reação de deutério com trítio. Contudo, para que ela ocorra de forma que a energia injetada no plasma seja no mínimo igual à energia resultante da fusão, a temperatura dos núcleos deve ser de pelo menos 10 keV (1 eV = 11600 K) e a densidade  $n$  e o tempo de confinamento  $\tau$  devem satisfazer  $n\tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ .

Além disso, para atingir tais parâmetros, a pureza do plasma deve ser a maior possível, pois as perdas de energia por radiação crescem com a carga efetiva  $Z$  dos íons do plasma. Neste ponto, a espectroscopia desempenha um papel muito importante, podendo fornecer, entre outras informações, o valor da carga efetiva do plasma.

Desse modo, para impedir o excesso de impurezas no plasma, este deve ser confinado de forma que não toque as paredes do recipiente no qual está contido. Na maioria das máquinas de confinamento de plasmas à altas temperaturas isto é realizado introduzindo-se campos magnéticos externos (confinamento magnético).

A máquina que hoje em dia mais se aproxima dos parâmetros necessários à fusão é o tokamak, desenvolvido na Rússia durante a década de 60. Seu funcionamento básico e as características do tokamak NOVA-UNICAMP são apresentados neste capítulo.

## 2.1 - Funcionamento Básico

Esta seção trata apenas do funcionamento básico de um tokamak. Uma descrição mais completa pode ser encontrada em [2,3].

Em um tokamak, o plasma é confinado em uma câmara toroidal mantida em vácuo. As principais coordenadas utilizadas e seu esquema básico encontram-se nas figuras 2.1 e 2.2 respectivamente.

O processo básico da formação do plasma pode ser descrito como: inicialmente, um filamento colocado dentro da câmara é aceso momentos antes da descarga, emitindo elétrons; a seguir, uma forte corrente passa pelo enrolamento primário (ou bobinas ôhmicas), gerando uma força eletromotriz que acelera os elétrons previamente emitidos; estes ionizam o gás da câmara (em um efeito cascata), produzindo o plasma e estabelecendo a corrente de plasma (ver figura 2.2).

Contudo, apenas isso não é suficiente, pois o plasma não estaria confinado. Tal como dito anteriormente, o confinamento é feito através de campos magnéticos, cujo mais intenso é o campo toroidal, produzido por bobinas colocadas poloidalmente ao redor da câmara.

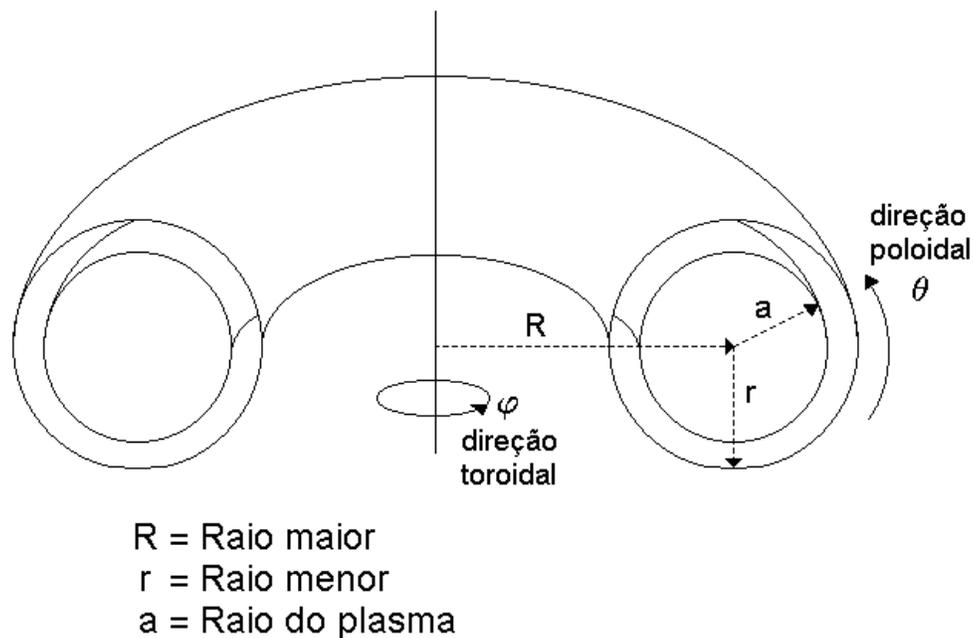


Fig. 2.1 – Direções principais de um tokamak.

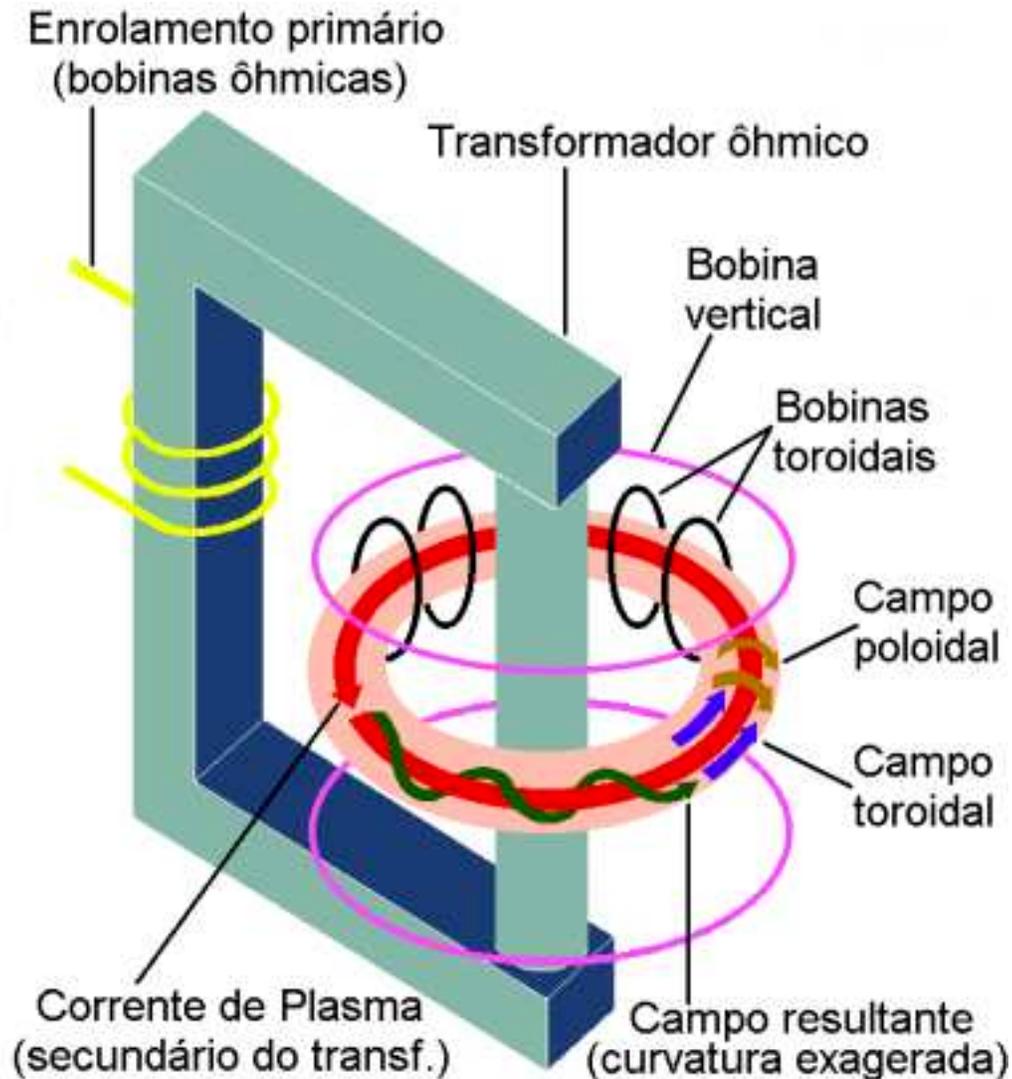


Fig. 2.2 – Esquema básico de um tokamak [4].

Na presença do campo toroidal, as partículas carregadas do plasma seguem trajetórias helicoidais ao redor das linhas de campo. Tal campo contido, ainda não é suficiente para o confinamento das partículas carregadas, pois estas possuem velocidades de deriva com direção e sentido dados por  $\pm \vec{B} \times \vec{v}_B$ ,  $\pm \vec{R} \times \vec{B}$  (cujo sinais referem-se às cargas das partículas) [5]. Como o campo é mais intenso próximo ao eixo de simetria toroidal, partículas com cargas de sinais diferentes adquirem velocidades de deriva com sentidos diferentes. Esta separação de carga produz um campo elétrico  $\vec{E}$  que gera uma nova velocidade de deriva na direção  $\vec{E} \times \vec{B}$ .

Isto pode ser evitado com a presença do campo poloidal, produzido pela própria corrente de plasma que circula na direção toroidal. As linhas de campo resultantes passam a ser helicoidais, e o movimento das partículas sobre elas não gera separação de cargas.

Mesmo assim, o plasma tende a difundir-se pelas linhas de campo, atingindo as paredes da câmara. Essa difusão é reduzida com a introdução do campo vertical, produzido por bobinas de simetria toroidal colocadas acima e abaixo da câmara de vácuo. Além de reduzir a expansão radial, o campo vertical, com curvatura para dentro do eixo toroidal, produz componentes horizontais que diminuem os deslocamentos verticais da coluna de plasma.

O campo vertical necessário para o equilíbrio do plasma é dado pela relação [6]:

$$B_V = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left( \ln\left(\frac{8R}{a}\right) + \beta_\theta + \frac{(i-3)}{2} \right) \quad (2.5)$$

onde:

R = raio maior da câmara

a = raio do plasma

$I_p$  = corrente de plasma

$\mu_0 i / 4\pi$  = indutância interna, por unidade de comprimento, da coluna de plasma

$$\beta_\theta = \frac{nk(T_e + T_i)}{B_\theta^2 / 2\mu_0}$$

O parâmetro beta poloidal  $\beta_\theta$  representa a razão entre a pressão cinética do plasma (com densidade  $n$  e temperaturas eletrônica  $T_e$  e iônica  $T_i$ ) e a pressão magnética poloidal à qual ele está submetido (com campo magnético poloidal  $B_\theta$ ).

Um outro parâmetro, muito importante para a estabilidade do plasma, é o fator de segurança  $q$ , o qual deve satisfazer a condição [3]:

$$q(a) = \frac{a}{R} \frac{B_\varphi}{B_\theta} > 1 \quad (2.6)$$

Esta condição impede que se formem instabilidades de modo  $m=1$ , uma das mais perigosas para o confinamento do plasma. O grande trunfo do tokamak é ser uma máquina que permite que esta condição seja satisfeita em todo o plasma.

Além de outras bobinas de correção que podem ser introduzidas dependendo da máquina, a própria câmara de vácuo, ou ainda, uma camada mais exterior conhecida como *shell*, contribui para o equilíbrio da coluna de plasma. Isto ocorre pois o shell e a câmara são feitos com material condutor, de maneira que perturbações rápidas são atenuadas por correntes imagens geradas nestes.

Uma vez formado e confinado, deve-se então aquecer o plasma. A maneira mais simples, e geralmente a única existente em máquinas de pequeno porte, é através do aquecimento ôhmico resultante da passagem da corrente de plasma pelo próprio plasma. Entretanto, este aquecimento só permite que sejam alcançadas temperaturas de até aproximadamente 1 keV, pois a resistividade do plasma diminui com a temperatura, de forma que o aquecimento ôhmico torna-se menos eficiente à medida que o plasma é aquecido. Para atingir temperaturas maiores, existem outros métodos de aquecimento, como por ondas (ciclôtrônica, híbrida inferior, Alfvén, etc) ou por injeção de partículas neutras energéticas.

## 2.2 - Tokamak NOVA-UNICAMP

O tokamak NOVA-UNICAMP é um tokamak de pequeno porte que chegou ao Laboratório de Plasmas da UNICAMP em 1996, doado pela Universidade de Kyoto, Japão. Por se tratar de uma máquina pequena, o plasma contido no tokamak NOVA não atinge as condições necessárias para a fusão dos íons. Dessa forma, a pesquisa realizada no tokamak NOVA concentra-se no estudo do plasma (como por exemplo de instabilidades e interações com a parede) e desenvolvimento de novos diagnósticos.

O ramo de diagnósticos é de suma importância na área de Física de Plasmas. Com eles, é possível determinar vários parâmetros necessários para uma descrição completa do plasma em estudo, tais como, densidades e temperaturas iônicas e eletrônicas, tempo de confinamento,  $Z$  efetivo, aquecimento, etc.

Os diagnósticos já implantados até o presente momento no tokamak NOVA-UNICAMP são: Sonda Rogowskii, Sonda de Enlace, Interferometria por microondas, Espalhamento Thomson e Detetor de raios-x duros. Neste trabalho de tese foi instalado um espectrômetro no UVV (juntamente com o sistema de vácuo necessário) além de outros espectrômetros utilizados na faixa do visível. Pretende-se em breve montar um sistema de multi-passo para realização do Espalhamento Thomson, e também instalar sondas magnéticas para um estudo da borda do plasma.

A seguir é apresentado um esquema do tokamak NOVA-UNICAMP com alguns dos seus principais componentes.

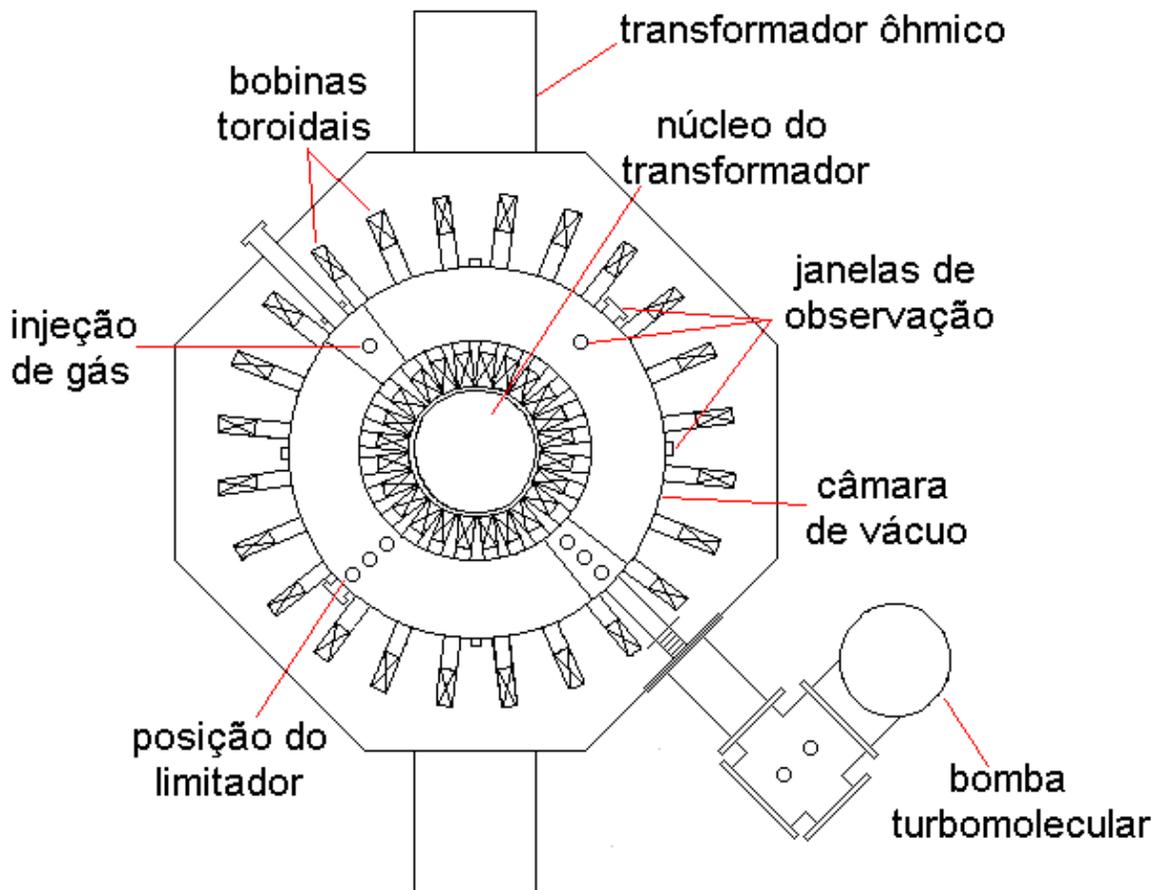


Fig. 2.3 – O Tokamak NOVA-UNICAMP.

A câmara de vácuo do tokamak NOVA é feita de aço inóx e apresenta raio maior igual à 30 cm e raio menor igual à 7,3 cm, com 2 milímetros de espessura. Ela é formada por duas seções de  $165^\circ$  e duas seções de  $15^\circ$  (ângulos toroidais), que são conectadas

introduzindo-se duas flanges de teflon (colocadas a  $180^{\circ}$  uma da outra) para isolamento elétrica. A câmara é também envolvida pelo shell, feito de alumínio, que possui um raio menor (interno) de 7,8 cm e uma espessura média (pois esta não é uniforme) de 1 cm.

Dentro da câmara existe uma pequena peça feita de aço inóx, com raio menor igual a 6 cm e espessura de 1 cm, conhecida como limitador. Sua função é não permitir que o plasma, ao expandir-se, toque a parede da câmara. Caso isto acontecesse, não só o excesso de impurezas injetadas no plasma impediria que este fosse devidamente aquecido, como haveria o risco da perda total da parede da câmara de vácuo. Assim, com a utilização do limitador, o raio do plasma fica limitado, e o número de impurezas injetadas no plasma é extremamente menor, pois a área do limitador é muito reduzida em comparação à área das paredes da câmara.

O interior da câmara é bombeado por uma bomba turbomolecular de taxa de bombeamento igual à 500 l/s, com uma bomba mecânica colocada na sua saída. Existe ainda um sistema auxiliar constituído de 4 sublimadores de titânio que podem ser colocados em qualquer janela de observação pequena. Cada sublimador contém um bastão que, após ser aquecido, emite titânio que vem a formar um filme nas paredes interiores da câmara. Este filme adsorve parte do hidrogênio contido no interior da câmara (a probabilidade de adsorção em cada choque é de aproximadamente 0,02 para hidrogênio molecular e 1,00 para hidrogênio atômico, em temperatura ambiente) de forma que a pressão de base do sistema é reduzida. Como medidores de pressão, estão sendo utilizados um Penning Edwards AIM-S-NW25 na saída da bomba turbomolecular e um analisador de gás residual (quadrupolo de massa) ANELVA QIG-066.

O campo toroidal é formado por vinte e quatro bobinas (com 20 voltas de condutor em cada) colocadas em volta da câmara de vácuo. Cada uma delas tem raio maior igual a 32 cm e raio menor igual a 12 cm. Um esquema com a posição das bobinas do tokamak encontra-se na figura 2.6. A corrente que circula pelas bobinas é originária de um banco de capacitores formado por 60 unidades de 200  $\mu\text{F}$  e 5 kV. A máxima energia armazenada é de 150 kJ, e o acionamento deste inicia o processo de disparo dos outros bancos de capacitores (de aquecimento ôhmico e do campo vertical). Os valores típicos obtidos para o campo magnético toroidal são: 3-4 kG em descargas de limpeza, e 6-8 kG em descargas tokamak.

O aquecimento ôhmico é gerado por quatro bobinas ôhmicas (com dez voltas cada) colocadas ao redor do núcleo de ferro, duas acima e duas abaixo da câmara de vácuo (figura 2.6). Sua energia é proveniente de dois bancos de capacitores (fig. 2.4): um rápido (C1), de 200  $\mu\text{F}$  e 5kV, e um lento (C2), de 45 mF e 500 V (capacitores eletrolíticos); ambos acionados por CH1. A corrente de plasma típica obtida é de 10 kA em descargas tokamak e 4 kA em descargas de limpeza.

Devido à histerese do núcleo de ferro, existe um banco de capacitores (C3) que é disparado (através de CH2) antes dos outros dois. Ele é necessário para deixar o núcleo com a magnetização ideal para o disparo de C1 e C2. Antes de cada disparo, o estado de magnetização do núcleo deve ser ajustado no ponto A da figura 2.5, para então, ao final da descarga, estar no ponto C, passando pelo ponto B. A função de C3 é então levar o estado de magnetização de C para A entre dois disparos consecutivos.

O diodo D1, quando passa a conduzir, aciona o banco lento C2, e D2 realiza o crowbar (corte da corrente quando V chega próximo a zero) desse banco. D3 é utilizado para garantir a desmagnetização desejada para o núcleo de ferro.

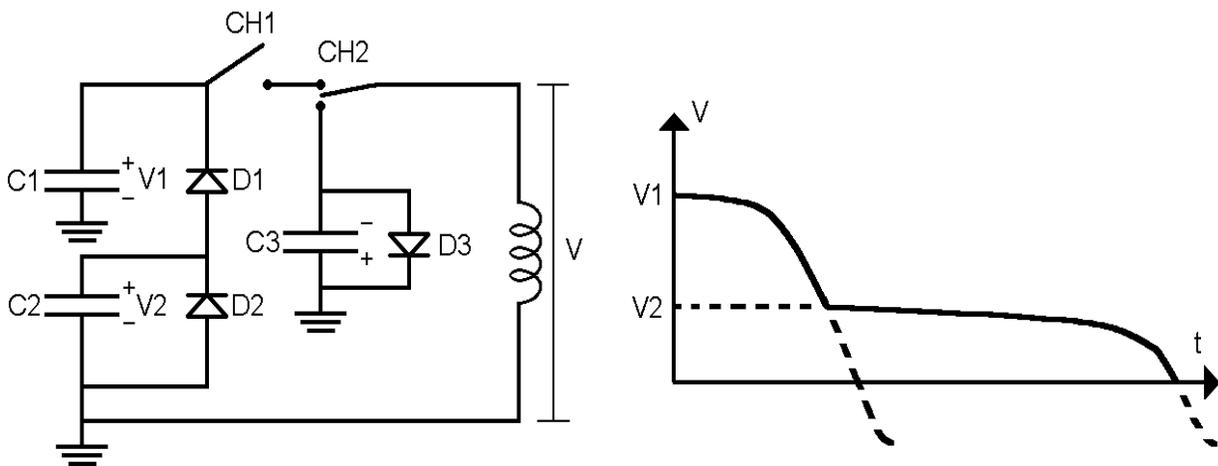


Fig. 2.4 – Esquema do banco de aquecimento ôhmico e tensão resultante V nas bobinas ôhmicas.

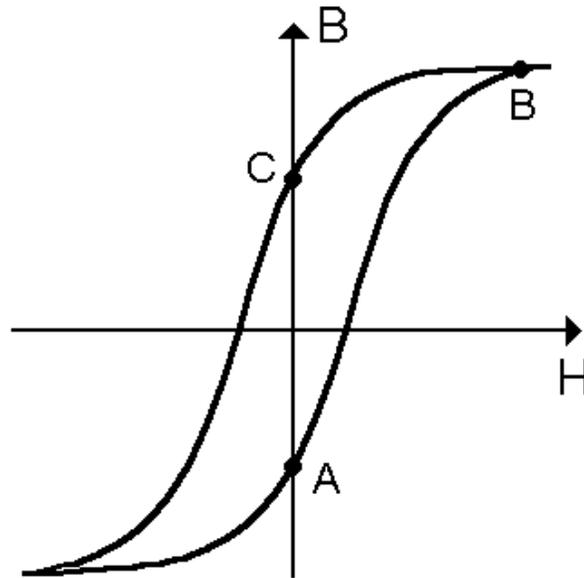


Fig. 2.5 – Curva típica de histerese do núcleo de ferro.

O campo vertical é gerado por um par de bobinas (com 10 voltas cada) de 52 cm de raio médio, colocadas acima e abaixo da câmara de vácuo. Existe ainda um par de bobinas de raio menor que tem a finalidade de cancelar o acoplamento com o transformador de aquecimento ôhmico (fig. 2.6). A energia para as bobinas é fornecida por um banco de capacitores, cujo esquema é equivalente ao do aquecimento ôhmico (sem C3), com  $C1 = 200 \mu\text{F}$  e 6 kV, e  $C2 = 27,2 \text{ mF}$  e 500 V.

Para compensar campos espúrios ainda existentes no interior da câmara de vácuo, parte da corrente das bobinas toroidais pode ser desviada para bobinas de compensação (vertical e horizontal). O sistema de compensação vertical consiste em dois pares de bobinas (um mais exterior com 39 cm de raio maior, e outro mais interior com 17 cm), com uma volta de condutor em cada (fig. 2.6). Os pares interior e exterior são conectados de maneira oposta para evitar o acoplamento com o transformador ôhmico. As bobinas de compensação horizontal (1 par com uma volta de condutor em cada) são conectadas de maneira oposta para evitar o acoplamento com o núcleo.

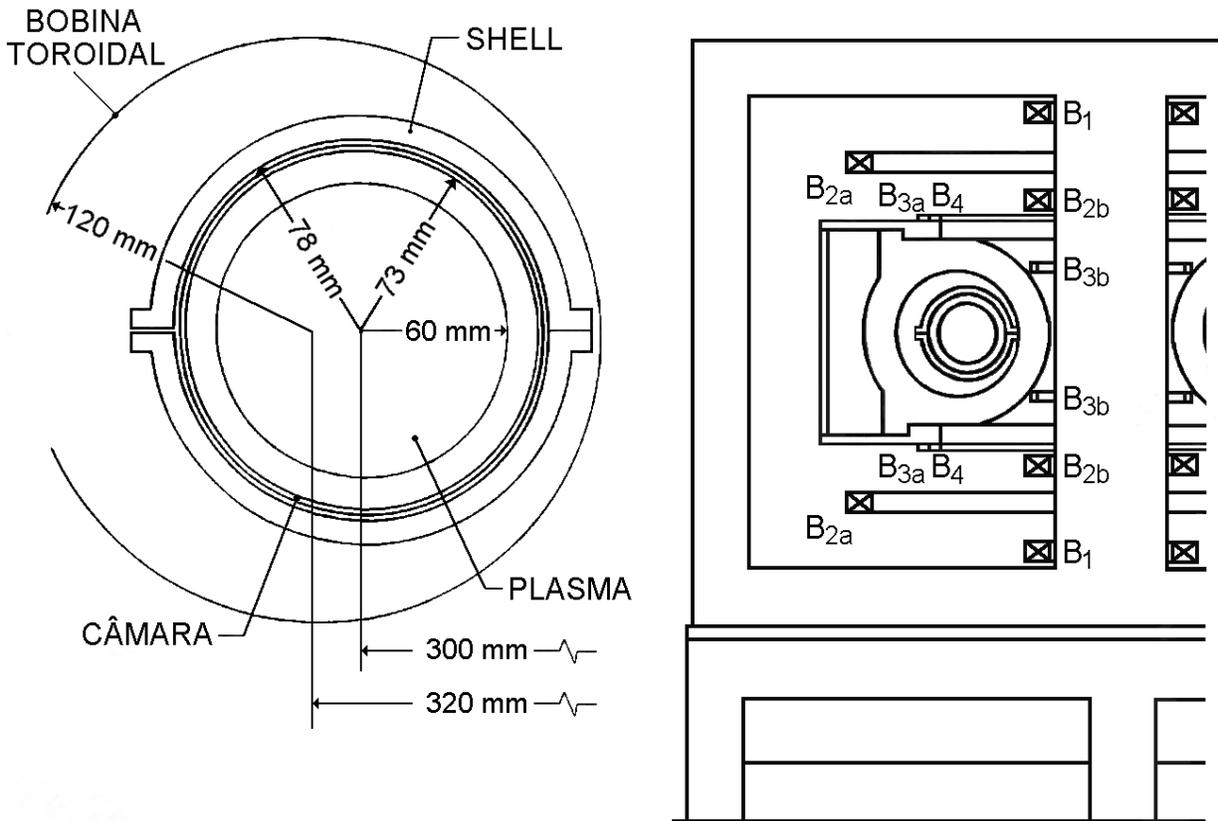


Fig. 2.6 – Esquema da posição das bobinas do tokamak NOVA-UNICAMP (à esquerda, detalhe da posição da câmara do tokamak e de uma das bobinas toroidais). B<sub>1</sub> - bobinas de aquecimento ôhmico, B<sub>2a</sub> e B<sub>2b</sub> - bobinas de campo vertical, B<sub>3a</sub> e B<sub>3b</sub> - bobinas de compensação vertical e B<sub>4</sub> - bobinas de compensação horizontal.

BOBINA	R (mm)	Z (mm)
B <sub>1</sub>	150	± 430
B <sub>2a</sub>	520	± 330
B <sub>2b</sub>	150	± 275
B <sub>3a</sub>	390	± 240
B <sub>3b</sub>	170	± 130
B <sub>4</sub>	375	± 240

Tabela 2.1 – Raio maior R e altura Z (em relação ao centro da câmara de vácuo) das bobinas do tokamak NOVA-UNICAMP.

Os resistores de shunt são instalados na parede lateral do núcleo e são feitos de tiras de nicromo com contatos deslizantes (fig. 2.7). Ajustando-se  $R1$  e  $R2$  (com  $R1 + R2 = 34 \text{ mohm}$ ) a corrente nas bobinas de compensação é alterada.

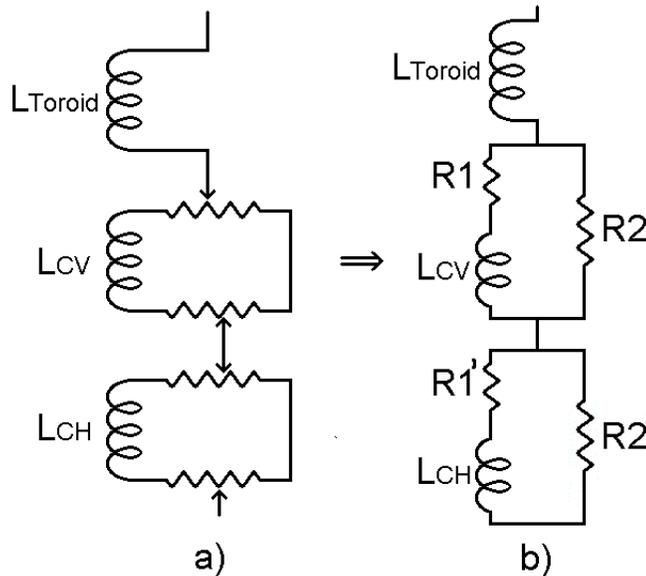


Fig. 2.7 – a) Esquema dos resistores de shunt para as bobinas de compensação (CV: vertical, CH: horizontal); b) Circuito equivalente.

A injeção de gás é feita através de uma válvula piezoelétrica (PV-10), com tensão máxima de 100V. O gás pode ser injetado de forma contínua (com pressão de trabalho de aproximadamente  $10^{-4}$  Torr) ou pulsada (abrindo-se a válvula somente momentos antes da descarga). Na forma pulsada, a abertura pode ser feita em três estágios, cada um com uma tensão variável na válvula e duração máxima de  $10 \mu\text{s}$ . Exemplos de operação contínua ou pulsada podem ser encontrados no Capítulo 5.

Um diagrama temporal de uma descarga do tokamak pode ser visto na figura 2.8. Durante o intervalo de tempo  $T_1$ , ocorre a desmagnetização do núcleo de ferro. Durante  $T_2$  é aceso o filamento de pré-ionização.  $T_3$  inicia com a descarga do banco de capacitores do campo toroidal, que serve de “trigger” para o acionamento do gerador de pulsos; este por sua vez aciona o Controlador de Sondas Ativas (que, entre outras coisas, mede a Corrente de Plasma), além dos bancos de capacitores de aquecimento ôhmico e do campo vertical. O intervalo de tempo  $T_4$  é necessário para a carga dos bancos de capacitores e seu resfriamento.

## Diagrama Temporal de uma descarga no Tokamak NOVA - UNICAMP

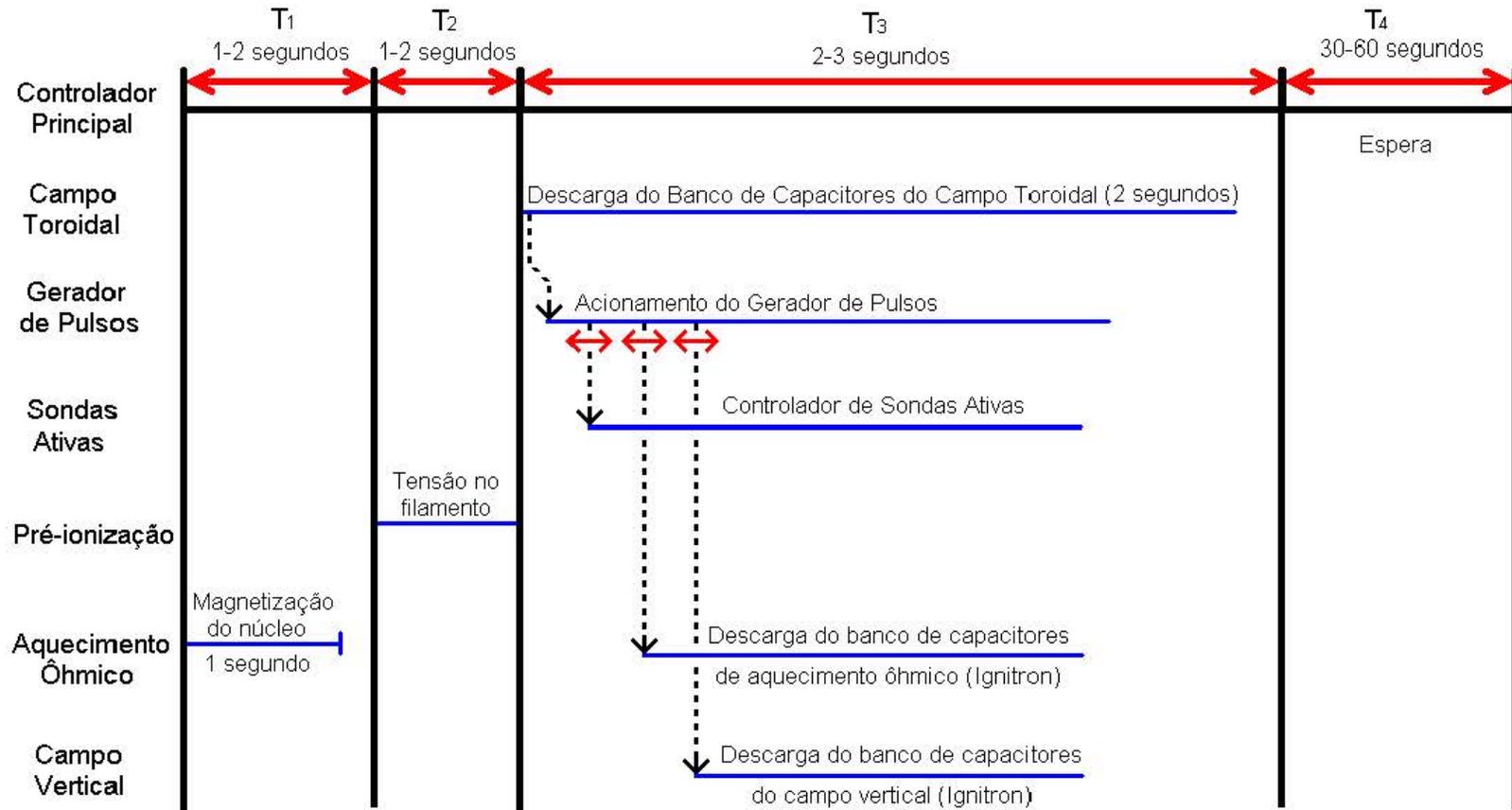


Fig. 2.8 – Diagrama temporal de uma descarga no tokamak NOVA-UNICAMP. As setas em vermelho representam tempos ajustáveis manualmente.

## Capítulo 3 - Teoria

A medida de linhas espectrais emitidas por um plasma pode permitir a determinação de importantes parâmetros, tais como densidade e temperatura de íons e elétrons. Essas informações podem ser basicamente obtidas através da medida da intensidade de uma dada linha, ou pela determinação do seu formato. Dessa forma, este capítulo é dividido em duas partes; a primeira trata do processo de emissão das linhas através do estudo de modelos estatísticos do plasma, enquanto a segunda aborda os processos de alargamento de tais linhas.

Embora vários livros e trabalhos [7,8,9,10] apresentem as várias teorias abordadas neste capítulo, estas foram aqui tratadas com certo detalhe levando-se em consideração suas aplicabilidades para a determinação dos parâmetros do plasma confinado em nosso tokamak.

### 3.1 - Modelos Estatísticos do Plasma

Existem quatro modelos estatísticos principais que podem descrever um plasma: Modelo de Equilíbrio Termodinâmico Local, Modelo Corona Independente do Tempo, Modelo Corona Dependente do Tempo, e Modelo Colisional-Radiativo [7].

A medida da intensidade de uma emissão espectral depende da probabilidade do elétron estar no estado mais alto da transição, da probabilidade dele realizar esta transição, e da probabilidade de que os fótons produzidos na transição não sejam reabsorvidos pelo plasma. Todos os modelos apresentados acima supõe que o plasma seja opticamente fino, ou seja, um fóton produzido numa dada transição não será reabsorvido pelo plasma.

O livre caminho médio ( $L$ ) de um fóton em um plasma pode ser estimado pela relação [8]:

$$L \approx (\sigma n)^{-1} \quad (3.1)$$

sendo  $\sigma$  a seção de choque das partículas do plasma, e  $n$  a sua densidade.

A seção de choque  $\sigma$  pode ser aproximada com sendo  $\pi r^2$ , em que  $r$  é o raio atômico (ou iônico) dessas partículas. Desse modo, para um plasma de hidrogênio ( $r \approx 0,5 \text{ \AA}$ ) confinado no tokamak NOVA-UNICAMP ( $n \approx 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ), o livre caminho médio de um fóton, calculado pela expressão 3.1, será de 255 cm. Como o raio do plasma no tokamak é de 6 cm, a condição de plasma opticamente fino mostra-se válida.

### 3.1.1 - Modelo de Equilíbrio Termodinâmico Local

Esse modelo pressupõe que a distribuição de densidade dos níveis de energia dos elétrons seja determinada exclusivamente por processos colisionais, que por sua vez ocorrem de maneira suficientemente rápida para que a distribuição responda instantaneamente a qualquer mudança das condições do plasma. Dessa forma, mesmo que a temperatura e densidade do plasma variem no espaço e no tempo, a distribuição de densidade de população num dado instante e ponto do espaço depende somente dos valores locais de temperatura, densidade e composição química do plasma.

O modelo prevê que a distribuição de velocidades dos elétrons livres é do tipo maxwelliana (eq. 3.2), que o equilíbrio de ionização é dado pela equação de Saha (eq. 3.3) e que a distribuição de densidade dos níveis de energia dos elétrons (ligados) segue a equação de Boltzmann (eq. 3.4).

$$dn_v = 4\pi n_e v^2 \left( \frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{mv^2}{2k T_e} \right) dv \quad (3.2)$$

$$\frac{n(z+1, g)n_e}{n(z, g)} = \frac{\omega(z+1, g)}{\omega(z, g)} 2 \left( \frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{\chi(z, g)}{k T_e} \right) \quad (3.3)$$

$$\frac{n(p)}{n(q)} = \frac{\omega(p)}{\omega(q)} \exp\left( -\frac{\chi(p, q)}{k T_e} \right) \quad (3.4)$$

onde  $n_v$  é a densidade de elétrons com velocidade entre  $v$  e  $v+dv$ ;  $k$  é a constante de Boltzmann;  $n_e$  é a densidade total de elétrons livres;  $T_e$  é a temperatura eletrônica (em Kelvins);  $n(p)$ ,  $n(q)$ ,  $n(z+1,g)$  e  $n(z,g)$  representa a densidade de população dos níveis de energia designados pelos números quânticos  $p$ ,  $q$  e  $g$  (sendo este último o estado fundamental) e carga iônica  $z$  e  $z+1$ ;  $\omega(z,p)$  é o peso estatístico do nível  $p$ ;  $\chi(z,g)$  é o potencial de ionização do íon de carga  $z$  no estado fundamental; e  $\chi(p,q)$  é a diferença de energia entre os níveis  $p$  e  $q$ .

Como está sendo considerado um plasma opticamente fino, a intensidade  $I(p,q)$  (em unidade de energia, por tempo, por área, por ângulo sólido) de uma linha espectral resultante de uma transição entre os níveis ligados  $p$  e  $q$ , é dada por:

$$I(p,q) = \frac{1}{4\pi} \int n(p) A(p,q) h\nu(p,q) ds \quad (3.5)$$

em que  $A(p,q)$  é a probabilidade de transição atômica e  $h\nu(p,q)$  a energia do fóton emitido; a integração é feita ao longo do comprimento de plasma observado pelo detetor. Os valores de  $A(p,q)$  e  $\omega(z,p)$  podem ser encontrados em livros de referência [11].

Dessa forma, a medida da intensidade de uma linha espectral (em um plasma descrito por este modelo) pode fornecer uma estimativa da densidade de população do nível  $p$ . Além disso, a medida da razão da intensidade de duas dessas linhas, pode fornecer, utilizando 3.4, o valor da temperatura eletrônica.

É preciso certificar ainda se há um nível considerável de radiação contínua (decorrente de transições eletrônicas entre estados livres) que possa interferir na medida da intensidade das linhas espectrais. Por outro lado, a medida da radiação contínua (em uma região sem linhas espectrais) pode também fornecer uma estimativa para a temperatura eletrônica, já que a expressão de sua intensidade contém um fator  $\exp(-h\nu/kT_e)$ .

Para baixas densidades, a taxa de transição colisional será da mesma ordem, ou até menor, que a taxa de transição radiativa (emissão de um fóton por um decaimento espontâneo). Nesta situação, a distribuição de densidade dos níveis de energia dos elétrons ligados não mais seguirão a equação de Boltzmann. A partir das expressões

dessas taxas, McWhirter [7] estipulou um critério necessário, mas não suficiente, para a validade do Modelo de Equilíbrio Termodinâmico Local:

$$n_e \geq 1,6 \times 10^{12} T_e^{1/2} \chi(p, q) \quad (3.6)$$

com  $n_e$  em  $\text{cm}^{-3}$ ,  $T_e$  em Kelvins e  $\chi(p, q)$  em eV.

Mesmo para baixas temperaturas, por exemplo  $10 \text{ eV} = 116000 \text{ K}$ , e transições na região do visível, por exemplo  $5000 \text{ \AA}$  (neste caso  $\chi(p, q) \approx 2,5 \text{ eV}$ ), o valor mínimo de densidade estipulado pela equação 3.6 é superior a  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Verifica-se então que este modelo não é apropriado para a descrição do plasma confinado em nosso tokamak; apesar disto, seu conhecimento é importante para o entendimento dos modelos apresentados a seguir.

### 3.1.2 - Modelo Corona Independente do Tempo

O Modelo Corona foi desenvolvido para explicar alguns aspectos da coroa solar, mas mostrou-se eficiente no tratamento de plasmas laboratoriais de baixa densidade. Neste modelo, a taxa de ionização (e excitação) colisional, é balanceada pela recombinação (e decaimento espontâneo) radiativa. O modelo independente do tempo pressupõe ainda que as mudanças nos parâmetros do plasma ocorrem de modo suficientemente devagar, de modo que a densidade de população dos elétrons, em cada instante, pode ser considerada como estacionária.

Nesse modelo, considera-se que a distribuição de velocidades dos elétrons livres é maxwelliana (eq. 3.2); não é preciso fazer qualquer hipótese sobre a distribuição de velocidades das partículas pesadas, a menos que elas tenham energia da mesma ordem ou menor que a do elétron (neste caso, as colisões entre íons podem ser importantes). Além disso, o balanço entre ionização e recombinação, e o balanço da taxa de excitação colisional com a taxa de decaimento espontâneo radiativo, são dados respectivamente pelas equações (3.7) e (3.8).

$$n_e n(z, g) S(T_e, z, g) = n_e n(z + 1, g) \alpha(T_e, z + 1, g) \quad (3.7)$$

$$n_e n(z, g) X(T_e, g, p) = n(z, p) \sum_{q < p} A(p, q) \quad (3.8)$$

onde  $S(T_e, z, g)$  é o coeficiente de ionização colisional,  $\alpha(T_e, z, g)$  é o coeficiente de recombinação radiativa,  $X(T_e, g, p)$  é a taxa de excitação colisional, e  $A(p, q)$ , como definido anteriormente, é a probabilidade de transição atômica. Expressões para esses coeficientes podem ser encontradas em [7].

Por uma expressão análoga à (3.5), a intensidade de uma dada linha no Modelo Corona é dada por:

$$I(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int n_e n(z, g) X(T_e, g, p) \frac{A(p, q)}{\sum_{r < p} A(p, r)} h\nu(p, q) ds \quad (3.9)$$

Portanto, se a densidade e temperatura eletrônica são conhecidas por meio de outros diagnósticos (por exemplo interferometria, espalhamento Thomsom, sondas de Langmuir), a medida da intensidade de linhas espectrais, juntamente com a utilização das equações 3.7, 3.8 e 3.9, fornece o valor da densidade iônica em vários graus de ionização e excitação.

Da mesma forma que o Modelo de Equilíbrio Termodinâmico Local não é válido para baixas densidades, o Modelo Corona Independente do Tempo deixa de ser válido quando as taxas de transição radiativa e colisional forem da mesma ordem. A medida que o número quântico  $p$  aumenta, a probabilidade de decaimento espontâneo diminui, enquanto que a de desexcitação colisional aumenta; desse modo, o limite de densidade eletrônica válida para esse modelo depende do nível  $p$  da transição. Segundo McWhirter [7], se  $p=6$ , o limite máximo de densidade eletrônica do Modelo Corona é da ordem de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , muito menor que o limite mínimo do Modelo de Equilíbrio Termodinâmico Local para o hidrogênio. Um modelo mais completo, que descreve plasmas nos intervalos não compreendidos por esses modelos, é o Modelo Colisional-Radiativo, encontrado na seção 3.1.4.

### 3.1.3 - Modelo Corona Dependente do Tempo

Um modelo dependente do tempo é necessário quando o tempo de relaxação dos processos atômicos for igual ou maior que o tempo de variação dos parâmetros do plasma.

O Modelo Corona Dependente do Tempo pressupõe que os elétrons trocam energia de modo suficientemente rápido tal que sua distribuição de velocidades é sempre maxwelliana, mesmo com as mudanças dos parâmetros do plasma.

Assume-se que o processo de ionização é resultado do choque de um elétron com um íon (ou átomo) no seu estado fundamental, e que a recombinação é feita por um processo radiativo. Desse modo, a variação da população de um íon no seu estado fundamental é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{dn(z, g)}{dt} = & n(z-1, g) n_e S(T_e, z-1, g) - n(z, g) n_e S(T_e, z, g) + \\ & + n(z+1, g) n_e \alpha(T_e, z+1, g) - n(z, g) n_e \alpha(T_e, z, g) \end{aligned} \quad (3.10)$$

O processo de excitação também é considerado como sendo resultado do choque inelástico de um elétron com um íon no estado fundamental, com a posterior desexcitação causada por um processo radiativo. Portanto, a taxa de variação da população de um estado excitado  $p$  é representada por:

$$\frac{dn(z, p)}{dt} = n_e X(T_e, z, g, p) n(z, g) - n(z, p) \sum_{r < p} A(z, p, r) \quad (3.11)$$

Assim, para um plasma aquecendo-se, perto do estado estacionário, a taxa de formação dos íons mais ionizados (com  $z = z_s$ ) pode ser escrita como:

$$\frac{dn(z_s)}{dt} = n_e n(z_s - 1) S(z_s - 1) - n_e n(z_s) \alpha(z_s) \quad (3.12)$$

com  $n(z_s - 1) + n(z_s) = \text{constante}$ .

A solução para estas equações é:

$$n(z_s) = \frac{[n(z_s - 1) + n(z_s)] S(z_s - 1)}{S(z_s - 1) + \alpha(z_s)} (1 - \exp\{-n_e[S(z_s - 1) + \alpha(z_s)]t\}) \quad (3.13)$$

Deste modo, o tempo característico para aproximação do estado estacionário é dado por:

$$\tau = \frac{1}{n_e[S(z_s - 1) + \alpha(z_s)]} \quad (3.14)$$

Em um plasma de hidrogênio 50% ionizado com temperatura entre 1 eV e 1800 eV, os valores de  $S(z_s - 1)$  e  $\alpha(z_s)$  mudam apenas em uma ordem de grandeza. Neste intervalo é possível rescrever (3.14) aproximadamente como [7]:

$$\tau = \frac{10^{12}}{n_e} \quad (3.15)$$

com  $\tau$  em segundos e  $n_e$  em  $\text{cm}^{-3}$ .

Para o tokamak NOVA-UNICAMP,  $n_e \approx 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , resultando em um tempo característico de 20 ms (aproximadamente o tempo de duração das descargas).

A intensidade de uma linha espectral, em um dado instante, é dada pela equação (3.9), como no modelo independente do tempo.

### 3.1.4 - Modelo Colisional-Radiativo

O Modelo Colisional-Radiativo (CR) foi proposto para descrever plasmas nos quais os modelos apresentados anteriormente não são válidos. A principal diferença entre o Modelo Corona e o Modelo CR, é que este último considera os processos de transições eletrônicas entre níveis excitados (causadas por colisões eletrônicas) e também de recombinação de três corpos. Suas principais hipóteses são [7]:

- A distribuição de velocidades é maxwelliana, dada pela equação 3.2.
- A ionização, causada por colisões eletrônicas, ocorre de qualquer nível ligado e é balanceada em parte pela recombinação de três corpos, dada por:

$$N(z,p) + e \leftrightarrow N(z+1,g) + e + e \quad (3.16)$$

em que  $e$  representa um elétron, e  $N(z,p)$  representa um íon (ou átomo) de carga  $z$  no estado  $p$ .

- A taxa de ionização é dada por  $n_e n(z,p) S(T_e, z, p)$  (como no Modelo Corona), e a de recombinação de três corpos por  $n_e^2 n(z+1,g) \beta(T_e, z+1,p)$ , com  $\beta$  definido por esta própria expressão.

- As transições ocorrem entre qualquer nível ligado, e são causadas por colisões eletrônicas.

- Radiação pode ser emitida por decaimento radiativo entre estados excitados, ou por recombinação com um elétron livre.

- Tal como nos outros modelos apresentados, considera-se o plasma opticamente fino.

Dessa forma, a equação que descreve a população de um íon em um estado  $p$  é:

$$\begin{aligned}
\frac{dn(z,p)}{dt} = & - n(z,p) \{n_e S(T_e, z, p) + n_e \sum_{q \neq p} X(T_e, z, p, q) + \sum_{q < p} A(z, p, q)\} + \\
& + n_e \sum_{q \neq p} n(z, q) X(T_e, z, q, p) + \sum_{q > p} n(z, q) A(z, q, p) \\
& + n_e n(z+1, g) \{n_e \beta(T_e, z+1, p) + \alpha(T_e, z+1, p)\}
\end{aligned} \tag{3.17}$$

Para altas densidades, a probabilidade de processos colisionais é muito maior que a probabilidade de processos radiativos, e portanto o modelo CR se reduz ao Modelo de Equilíbrio Termodinâmico Local.

Entre os modelos aqui descritos, o Modelo CR é aquele que considera um maior número de processos colisionais e radiativos, e portanto é o mais indicado para a descrição do plasma confinado no tokamak NOVA-UNICAMP. O Modelo Corona também pode ser eficiente em algumas situações, já que o seu limite de validade (dependente do nível  $p$  da transição) ainda está, em certos casos (para pequenos valores de  $p$ ), próximo dos parâmetros do plasma produzido no nosso tokamak [7].

## 3.2 - Processos de Alargamento de Linhas Espectrais

A princípio esperaria-se que uma linha espectral tivesse um comprimento de onda bem definido, já que a energia do fóton emitido por um dado íon, é igual à diferença de energia dos níveis envolvidos na transição eletrônica. Todavia, existem vários fatores que fazem com que a linha observada pelo aparelho de medida tenha uma certa largura em torno do comprimento de onda central. Nas seções seguintes serão descritos os principais mecanismos de alargamento de linhas espectrais ligados a processos de emissão do fóton no plasma (alargamentos natural, por pressão, Zeeman e Doppler), além do próprio alargamento instrumental do aparelho de medida. Apresenta-se por fim o alargamento de uma linha que é resultado de dois processos de alargamentos independentes dos tipos gaussiano ou lorentziano.

### 3.2.1 - Alargamento Natural

Mesmo em um átomo isolado e sem efeitos de temperatura, todas linhas espectrais apresentam um alargamento natural devido à vida média  $\tau$  do estado excitado. Este, por definição, é o inverso da probabilidade de transição  $A$ .

O alargamento natural, em frequência, pode ser estimado a partir da relação:

$$\Delta\nu_N \approx \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{A}{2\pi} \quad (3.18)$$

Este alargamento relaciona-se com o alargamento em comprimento de onda por:

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu^2} \Delta\nu \quad (3.19)$$

Os valores de  $A$  podem ser encontrados em livros de referências [11] para várias transições. Seu valor, para a maioria das linhas de interesse, é da ordem de  $10^7$ - $10^8 \text{ s}^{-1}$  ou ainda menor. Isto resulta em um alargamento natural muito pequeno, da ordem de  $10^{-4}$  e  $10^{-5} \text{ \AA}$ .

### 3.2.2 - Alargamento por Pressão

Este alargamento possui este nome pois ele é decorrente da presença de partículas (carregadas ou neutras) junto à partícula emissora; tais partículas perturbam o elétron emissor, de forma que a radiação detectada pelo aparelho de medida não é monocromática. Fica evidente que esse processo depende da densidade do plasma, que pode então ser determinada a partir da medida do alargamento de linhas espectrais que sofrem este efeito.

Os alargamentos por pressão são divididos em três tipos básicos, levando-se em conta o processo de interação entre o elétron emissor e as partículas do plasma:

- Alargamento por Ressonância: presente quando o plasma é basicamente formado por partículas neutras; envolve a transferência de energia entre átomos de mesma espécie em transições para o estado fundamental. A perturbação presente é devido à interação dos núcleos e elétrons dos átomos no plasma com o núcleo e os elétrons do átomo emissor.

- Alargamento Van der Waals: tal como o alargamento por ressonância, este ocorre devido à interação entre partículas neutras, mas que não são necessariamente da mesma espécie ou não realizam transições para o estado fundamental.

- Alargamento Stark: ocorre devido à interação da partícula emissora com um campo elétrico externo ou intrínseco, produzido por partículas perturbadoras carregadas. A interação entre as partículas perturbadoras e emissoras é do tipo coulombiana.

Os dois primeiros processos possuem alargamentos muito pequenos, já que a interação entre as partículas é fraca. Além disso, esse alargamento é proporcional à densidade de partículas neutras, tornando-se então desprezível em plasmas altamente ionizados.

O efeito Stark produz efeitos maiores devido ao longo alcance da força coulombiana. O perfil da linha é aproximadamente lorentziano [9], e seu alargamento pode atingir vários angströms em plasmas de alta densidade. Contudo, para plasmas com densidade abaixo de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , como no nosso tokamak, o alargamento Stark torna-se muito menor que o alargamento Doppler [7].

### 3.2.3 - Alargamento Zeeman

Quando existe um campo magnético externo (como nos plasmas confinados em tokamaks), existe uma separação dos níveis atômicos com momento angular total diferente. O alargamento resultante é proporcional ao valor do campo, de modo que em tokamaks com fortes campos magnéticos, este efeito pode tornar-se importante.

Por Griem [9], o alargamento Zeeman é dado aproximadamente por:

$$\Delta\lambda_Z = 10^{-9} \lambda^2 B \quad (3.20)$$

onde os comprimentos de onda estão em angströms e o campo está em kG.

Para descargas de limpeza, o valor do campo toroidal é da ordem de 3-4 kG, enquanto que em descargas tokamak utilizou-se  $B \approx 6-8$  kG. Em todas medidas realizadas (Capítulo 5), o alargamento Zeeman, dado por (3.20), é muito menor que o alargamento Doppler calculado (principalmente nas medidas no UVV, devido ao fator  $\lambda^2$  na expressão do alargamento Zeeman).

### 3.2.4 - Alargamento Doppler

Um fóton emitido por um íon com velocidade paralela  $v$  em relação o aparelho de medida, será detectado com um comprimento de onda diferente do esperado devido ao efeito Doppler. Este desvio ( $\Delta\lambda$ ) no comprimento de onda é expresso por:

$$\Delta\lambda = v \frac{\lambda_0}{c} \quad (3.21)$$

onde  $\lambda_0$  é o comprimento de onda não deslocado e  $c$  é a velocidade da luz.

Se os íons emissores apresentam distribuição de velocidades maxwelliana e possuem densidade  $n$ , temperatura  $T$  (em Kelvins) e massa  $m$ , o número de partículas por unidade de volume com velocidade paralela entre  $v$  e  $v+dv$  é:

$$dN = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left( \frac{-mv^2}{2kT} \right) dv \quad (3.22)$$

Definindo a largura Doppler  $\Delta\lambda_D$  por :

$$\Delta\lambda_D = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2} \frac{\lambda_0}{c} \quad (3.23)$$

rescreve-se a equação anterior como:

$$dN = \frac{n}{\pi^{1/2}\Delta\lambda_D} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] d(\Delta\lambda) \quad (3.24)$$

A intensidade da linha medida para um certo deslocamento  $\Delta\lambda$  é proporcional ao número de partículas com velocidade paralela  $v$  que causam este deslocamento no comprimento de onda. Portanto, a intensidade para um dado comprimento de onda deslocado é proporcional a  $dN$ :

$$I(\Delta\lambda) = I_{\max} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] \quad (3.25)$$

em que  $I_{\max}$  é a máxima intensidade da linha.

Seja  $\Delta\lambda_D^{1/2}$  a largura total a meia altura da curva descrita pela eq. (3.25). Seu valor é portanto:

$$\Delta\lambda_D^{1/2} = 2 (\ln 2)^{1/2} \Delta\lambda_D \quad (3.26)$$

Assim, através da expressão (3.23), obtém-se:

$$T = \left(\frac{\Delta\lambda_D^{1/2}}{\lambda_0}\right)^2 \frac{mc^2}{8k \ln 2} \quad (3.27)$$

Substituindo os valores das constantes  $c$  e  $k$  pelos seus valores numéricos e a massa  $m$  dos íons por  $1,67 \times 10^{-27} M$ , sendo  $M$  a massa atômica, pode-se escrever o valor da temperatura iônica (em eV) em função do alargamento Doppler:

$$T = 1,69 \times 10^8 M \left( \frac{\Delta\lambda_D^{1/2}}{\lambda_0} \right)^2 \quad (3.28)$$

### 3.2.5 - Alargamento Instrumental

Em um espectrômetro (seção 4.1), a radiação com comprimento de onda bem próximo do selecionado também consegue passar pela fenda de saída, chegando assim ao detetor. Desse modo, mesmo se fosse utilizada uma fonte monocromática, de comprimento de onda  $\lambda_0$ , detectaria-se sinal não nulo numa faixa  $\Delta\lambda$  ao redor de  $\lambda_0$ .

Esse alargamento obtido é conhecido como alargamento instrumental. Em um espectrômetro com rede de difração, seu valor é inversamente proporcional à distância focal do elemento focalizador e à resolução da rede.

Na seção 5.2 será apresentado o alargamento instrumental medido em função da abertura das fendas dos dois espectrômetros utilizados neste trabalho. Uma análise da figura 5.8 mostra que o alargamento instrumental não é resultado apenas da abertura das fendas, já que, para pequenas aberturas, o alargamento passa a atingir um limite mínimo (a reta cruza o eixo das ordenadas em aproximadamente 0,2), comprovando a existência de outros fatores (como aberrações do sistema óptico e imperfeições na sua confecção [10]) que levam ao alargamento.

### 3.2.6 - Alargamentos Independentes

A intensidade observada de uma linha espectral que possui dois processos de alargamentos independentes, com intensidades dadas por  $I(\lambda)$  e  $I'(\lambda)$ , é descrita pela equação (3.29).

$$I_{\text{total}}(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\lambda - \lambda') I'(\lambda') d\lambda' \quad (3.29)$$

Se os dois processos de alargamento possuem perfil gaussiano ou lorentziano, existem expressões que permitem o cálculo direto do alargamento da linha observada [10].

Para o caso em que os alargamentos são do tipo gaussiano, com larguras a meia altura iguais a  $\Delta\lambda_1$  e  $\Delta\lambda_2$ , a curva resultante também é uma gaussiana com largura a meia altura igual a:

$$(\Delta\lambda_{\text{total}})^2 = (\Delta\lambda_1)^2 + (\Delta\lambda_2)^2 \quad (3.30)$$

Já para o caso de dois processos independentes lorentzianos, com larguras a meia altura iguais a  $\Delta\lambda_1$  e  $\Delta\lambda_2$ , a curva resultante é também uma lorentziana com largura a meia altura igual a:

$$\Delta\lambda_{\text{total}} = \Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2 \quad (3.31)$$

## Capítulo 4 - Aparato Experimental

Neste capítulo é apresentado o aparato experimental utilizado para medidas das linhas espectrais emitidas pelo plasma confinado no tokamak NOVA-UNICAMP (a descrição deste último já foi apresentada no Capítulo 2).

A seção 4.1 descreve as principais características de um espectrômetro, apresentando também as dificuldades da espectroscopia no UVV. As características do espectrômetro SPEX, utilizado para as medidas no visível, juntamente com a óptica de coleta de luz utilizada, estão descritas na seção 4.2. A seção seguinte trata do espectrômetro McPherson, utilizado no UVV, bem como do sistema de vácuo instalado. Devido aos extensos trabalhos com os espectrômetros, que possuem montagens e fotomultiplicadoras diferentes, além de sistema de coleta de luz distintos (lentes no visível e tubulação de vácuo no UVV) não é apresentado em detalhes os aspectos teóricos de um espectrômetro (para mais profundidade ver [12,13,14]). Por fim, a seção 4.4 mostra o processo de coleta de dados utilizado neste trabalho.

### 4.1 - Espectrômetros

Existem dois tipos básicos de aparelhos que medem o espectro de uma dada fonte de radiação: o espectrógrafo e o espectrômetro [12]. Ambos possuem uma fenda de entrada, e elementos colimador, dispersivo e focalizador; o que os diferencia é quanto ao processo de detecção. No primeiro, o espectro é gravado em um filme fotográfico, enquanto no segundo, a radiação é detectada por um material fotoelétrico. Convém já ressaltar, que nos aparelhos aqui utilizados, foram empregadas fotomultiplicadoras para detecção da luz.

O filme fotográfico de um espectrógrafo tem a vantagem de gravar uma faixa contínua do espectro, enquanto a fotomultiplicadora destaca-se em ser mais sensível, possuir uma resposta muito rápida (da ordem de nanosegundos ou até menos), além de possuir uma resposta linear em uma faixa espectral maior.

Se o espectrômetro possuir apenas um canal de detecção, medindo apenas uma faixa no espectro, ele é conhecido como monocromador. Por outro lado, se possui vários canais, o aparelho é conhecido como policromador. Em um monocromador, utiliza-se uma fenda de saída entre o elemento dispersivo e o detetor para limitar o tamanho da faixa espectral detectada.

Os principais aparelhos utilizados neste trabalho são dois monocromadores, um para análise do espectro no visível e outro no ultravioleta do vácuo (até parte do visível). Pela própria definição não é errado chamá-los de espectrômetros, e é dessa forma que eles serão denominados daqui em diante.

Dentro de um espectrômetro, as peças ópticas de colimação, dispersão e focalização podem ser arrançadas de várias maneiras, dependendo da montagem do aparelho. Neste trabalho serão apresentadas apenas as montagens dos espectrômetros utilizados (seções 4.2 e 4.3); outras montagens podem ser encontradas em [12,13,14].

Qualquer montagem de um espectrômetro está sujeita a aberrações, tais como aberração esférica, coma e astigmatismo [13]. Estas aberrações são extremamente indesejáveis, pois fazem com que a luz não seja toda focalizada exatamente na fenda de saída, perdendo-se parte do sinal e aumentando o alargamento instrumental. Nas seções 4.2 e 4.3 são comentadas as principais aberrações presentes nas montagens dos espectrômetros aqui utilizados.

Quanto ao elemento dispersivo, esses dois espectrômetros utilizam uma rede de difração. A grande vantagem desse tipo de aparelho é que eles possuem uma dispersão aproximadamente constante, diferentemente dos que utilizam prismas, cuja dispersão muda bastante em função do comprimento de onda da luz [7].

Um esquema de um dos tipos mais utilizados de rede de difração encontra-se na figura 4.1. Para que os raios (com comprimentos de onda iguais a  $\lambda$ ) refletidos em dois sulcos consecutivos (separados por uma distância  $d$ ) se interfiram construtivamente, é necessário que a diferença de caminho óptico  $\Delta s$  entre eles seja de um número inteiro  $m$  de comprimentos de onda. Pela figura, observa-se que  $\Delta s = S_1 + S_2 = d (\sin i + \sin r)$ , de modo que a condição de interferência construtiva é dada por:

$$m \lambda = d (\sin i + \sin r) \quad (4.1)$$

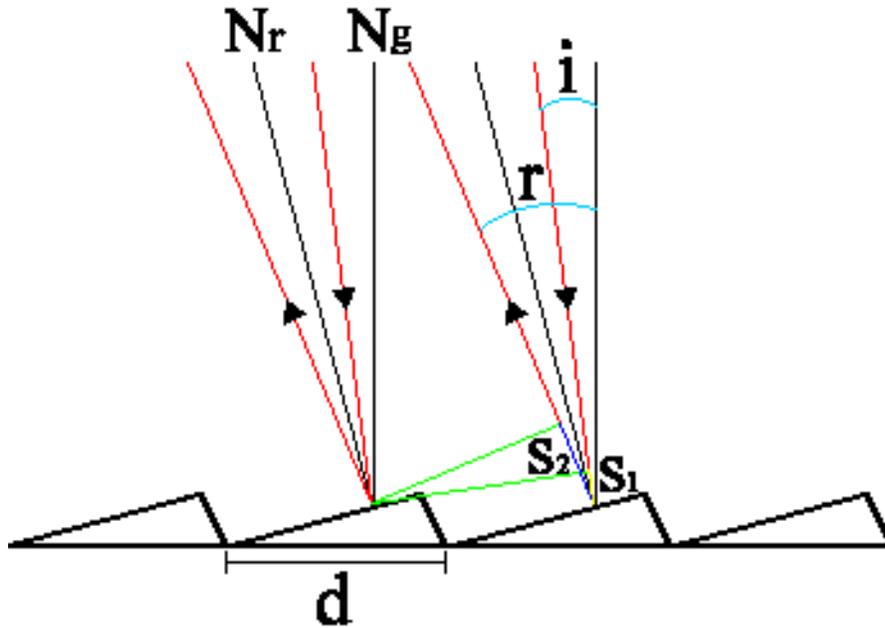


Fig. 4.1 – Ranhuras de uma rede de difração;  $N_r$  representa a normal às ranhuras e  $N_g$  a normal à rede de difração;  $S_1$  e  $S_2$  representam os trechos dos raios de luz desenhados em amarelo e azul respectivamente.

O ângulo entre a superfície das ranhuras e a superfície da rede de difração é conhecido como ângulo de brilho (*blaze angle*). Sua função é fazer com que a luz tenha maior intensidade numa determinada direção, ou seja, num determinado comprimento de onda que incida na fenda de saída. O ângulo de brilho pode assim ser escolhido dependendo da região espectral em que o espectrômetro irá ser empregado.

Existem ainda alguns parâmetros que definem um espectrômetro com rede de difração:

Poder de Resolução: é a razão entre o comprimento de onda e o alargamento medido de uma linha praticamente monocromática [12].

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (4.2)$$

O poder de resolução do espectrômetro claramente diminui a medida que a largura das fendas do aparelho é aumentada, já que neste caso  $\Delta\lambda$  aumenta. O valor de

R é limitado pela capacidade da rede difração de separar dois comprimentos de onda próximos, e é dado por  $R = m N$ , onde  $m$  é a ordem de difração e  $N$  o número de ranhuras da rede.

Luminosidade: A luminosidade (*étendue*) representa a quantidade de luz que sai da fonte e passa pelos componentes ópticos do sistema até chegar ao detector. Ela pode ser definida, em um espectrômetro, como o produto da área da fenda de entrada pelo ângulo sólido subtendido entre esta e o elemento colimador, como também pelo produto da área da fenda de saída pelo ângulo sólido subtendido entre esta e o elemento focalizador [13]. Como a quantidade de luz que chega ao detector depende da área da rede de difração projetada no elemento colimador (ou focalizador), e não simplesmente da área deste elemento, a luminosidade  $L$  pode ser escrita como

$$L = \frac{A_f S_r}{f^2} \quad (4.3)$$

em que  $A_f$  é a área da fenda de entrada (ou saída),  $S_r$  é a área da rede de difração projetada no elemento colimador (ou focalizador), e  $f$  é a distância focal deste elemento.

O produto  $RL$  é conhecido como a Eficiência  $E$  do espectrômetro. O seu valor, para instrumentos que utilizam rede de difração, não depende da abertura das fendas do aparelho. Dessa forma, exceto para aberturas muito reduzidas, ao dobrar-se a largura da fenda, dobra-se a luminosidade, mas reduz-se  $R$  pela metade, mantendo assim  $E$  constante.

Dispersão angular da rede de difração: descreve a separação angular ( $dr$ ) de dois comprimentos de onda que diferem em  $d\lambda$  [10]. Seu valor é dado por:

$$\frac{dr}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos r} \quad (4.4)$$

onde  $r$  é o ângulo de difração.

Dispersão linear recíproca: descreve como a rede difrata a radiação no espaço, segundo um sistema óptico convergente [10]. Sua expressão, em Å/mm, é dada por:

$$\frac{d\lambda}{dx} = \left( f \frac{dr}{d\lambda} \right)^{-1} = \frac{d \cos r}{m f} \quad (4.5)$$

Quanto maior a precisão desejada das medidas, maior deve ser a dispersão do instrumento, o que equivale a uma dispersão linear recíproca menor.

Em espectrômetros que utilizam rede de difração esférica, substitui-se o valor de  $f$  nas expressões anteriores pelo raio de curvatura da rede (diâmetro do Círculo de Rowland).

Finalizando esta seção, é apresentado na figura a seguir um esquema básico de uma fotomultiplicadora.

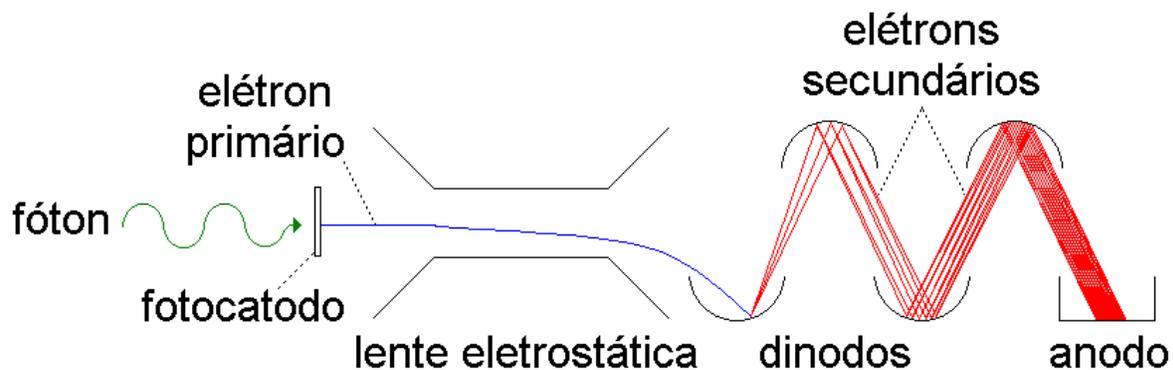


Fig. 4.2 – Esquema básico de uma fotomultiplicadora.

A luz incidente no fotocatodo libera elétrons (primários) que são direcionados por lentes eletrostáticas até os dinodos. Cada elétron que incide em um dinodo libera outros elétrons (secundários), que por sua vez são guiados aos outros dinodos através de uma diferença de potencial. O processo continua até os elétrons atingirem o anodo, conseguindo-se assim um ganho de várias ordens de grandeza (no caso das fotomultiplicadoras utilizadas, o ganho típico é de  $10^6 - 10^7$ ).

### 4.1.1 - Dificuldades da Espectroscopia no UVV

O oxigênio presente no ar absorve as radiações com comprimentos de onda abaixo de 1850 Å [12]. Isto faz com que as medidas se tornem mais difíceis, com aparelhos mais caros, já que os espectrômetros utilizados para medir tais comprimentos de onda devem ser mantidos em vácuo. Da mesma forma, o caminho óptico da fonte de radiação até o espectrômetro também deve estar em vácuo.

Como a pressão de trabalho da fonte luminosa e do espectrômetro são geralmente distintas, podendo diferir em até várias ordens de grandeza, o sistema de vácuo que interliga os dois normalmente contém uma janela adequada ou um sistema de bombeamento diferencial.

No primeiro caso, coloca-se um material sólido com alta transmissão no ultravioleta para isolar o vácuo dos dois sistemas. Esta opção tem a vantagem de que não há risco de impurezas de um sistema atingirem o outro, mas as desvantagens são grandes: a tubulação de vácuo que liga a fonte luminosa ao espectrômetro (geralmente bombeada pelo próprio espectrômetro) não atinge pressões muito baixas, devido a presença da fenda de entrada do aparelho; além disso, apesar de existirem materiais sólidos que tenham alta transmissão no ultravioleta próximo e até parte do UVV, nenhum deles consegue transmitir abaixo de 1000 Å, restringindo muito a faixa de medidas [12].

O sistema de bombeamento diferencial consiste na introdução de uma outra bomba de vácuo para bombear a tubulação entre a fonte e o espectrômetro. Tal sistema não tem as desvantagens da presença de uma janela, contudo o seu custo é maior.

A queda do coeficiente de transmissão dos materiais sólidos para pequenos comprimentos de onda, faz com que a maioria dos espectrômetros no UVV possuam uma rede de difração, ao invés de um prisma, como elemento dispersivo. Contudo, não é só a transmissão dos materiais que diminuem à medida que o comprimento de onda da luz é reduzido; o mesmo ocorre com a refletância destes. Dessa forma, para reduzir a absorção, esses espectrômetros em geral possuem poucas superfícies ópticas. Para isso, utiliza-se uma rede de difração côncava, que além de dispersar a luz, funciona como elemento colimador e focalizador.

Quando são utilizadas redes côncavas, define-se um círculo, tangente ao centro da rede, conhecido como Círculo de Rowland. Uma fonte luz localizada em um ponto desse círculo, cujo diâmetro é igual ao raio de curvatura da rede, é difratada e focalizada em um outro ponto do círculo. Desse modo, as fendas de saída e entrada são colocadas, dependendo da montagem do espectrômetro, ou no Círculo de Rowland, ou um pouco deslocadas deste.

Para tentar melhorar mais a refletância, geralmente é feito um revestimento (*coating*) sobre a rede de difração. Um dos mais utilizados é o revestimento de  $\text{MgF}_2$  sobre uma superfície de alumínio [12]. Mesmo assim, o coeficiente de reflexão continua a diminuir com o comprimento de onda da radiação, e quando este atinge aproximadamente 500 Å, a absorção torna-se muito grande se a incidência da luz sobre a rede é normal (pequeno ângulo de incidência). Desse modo, os espectrômetros projetados para medir radiação abaixo de 500 Å utilizam geometrias com ângulo de incidência rasante ( $i \sim 90^\circ$ ), já que, quanto maior esse ângulo, maior a refletância, e portanto, menor será o comprimento de onda mínimo detectado (podendo este chegar até alguns poucos angströms). O espectrômetro no UVV utilizado neste trabalho, de incidência normal ( $i \approx 7,5^\circ$ ), pode medir sinais com comprimentos de onda de até 300 Å, de acordo com o fabricante [15].

Além disso, de acordo com [7,12], sendo  $\alpha$  o ângulo entre um raio de luz e uma dada superfície refletora, o máximo valor de  $\alpha$  em que ocorre reflexão total (isto é, perda mínima) é proporcional a  $\lambda N^{1/2}$ , onde N é o número de elétrons por unidade de volume no material refletor. Portanto, uma bomba difusora a óleo não é a mais apropriada para ser utilizada no bombeamento do espectrômetro, já que, caso a rede de difração seja coberta por uma camada (mesmo que bem fina) de óleo, que possui uma baixa densidade eletrônica, o mínimo comprimento de onda detectado aumenta bastante.

## 4.2 - Espectrômetro no Visível

Para as medidas de linhas espectrais no visível, foi utilizado um espectrômetro SPEX, com uma fotomultiplicadora RCA 7265, colocado a  $180^\circ$  toroidalmente do limitador (figuras 2.3 e 4.9). Suas principais características estão listadas na tabela 4.1.

<b>Distância focal</b>	75 cm
<b>Dimensão da rede</b>	10 x 10 cm
<b>Ranhuras da rede</b>	1200 ranhuras/mm
<b><i>Blaze</i></b>	5000 Å
<b>Dispersão linear recíproca</b>	11 Å/mm

Tabela 4.1 – Características do espectrômetro SPEX.

A montagem do espectrômetro é do tipo Czerny-Turner, possuindo uma rede de difração plana e dois espelhos côncavos, um para colimação e outro para focalização (figura 4.3).

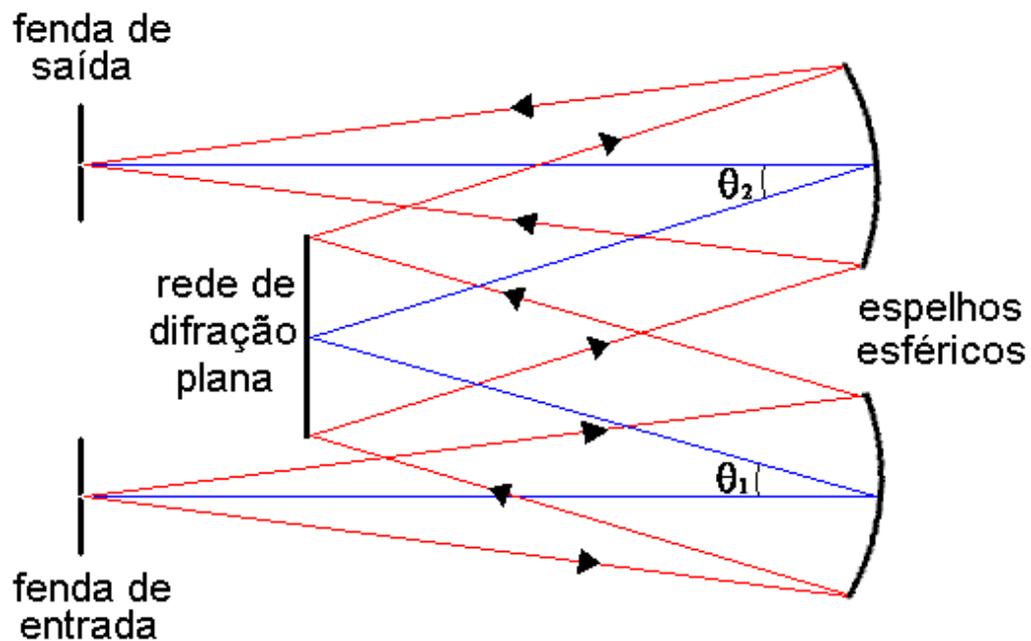


Fig. 4.3 – Montagem tipo Czerny-Turner.

Quanto às aberrações desse sistema, a coma dos dois espelhos possuem sinais opostos, cancelando-se em certas situações. Já a aberração esférica e o astigmatismo possuem o mesmo sinal nos dois espelhos, e portanto são somadas [10]. As aberrações, contudo, são minimizadas se  $\theta_1 = \theta_2$ ; restará ainda um pequeno astigmatismo que pode ser reduzido utilizando  $\theta_1$  e  $\theta_2$  pequenos (o que equivale a uma maior distância focal).

A figura 4.4 contém um esquema do divisor de tensão das fotomultiplicadoras RCA 7265 e EMI 9635B, esta última utilizada com o espectrômetro no UVV. Nos últimos estágios são geralmente utilizados capacitores para garantir que a corrente no divisor seja bem maior que a corrente de fotoelétrons. Caso isso não ocorra, a tensão nos dinodos sofrerá variações que podem causar perda de ganho da fotomultiplicadora [16].

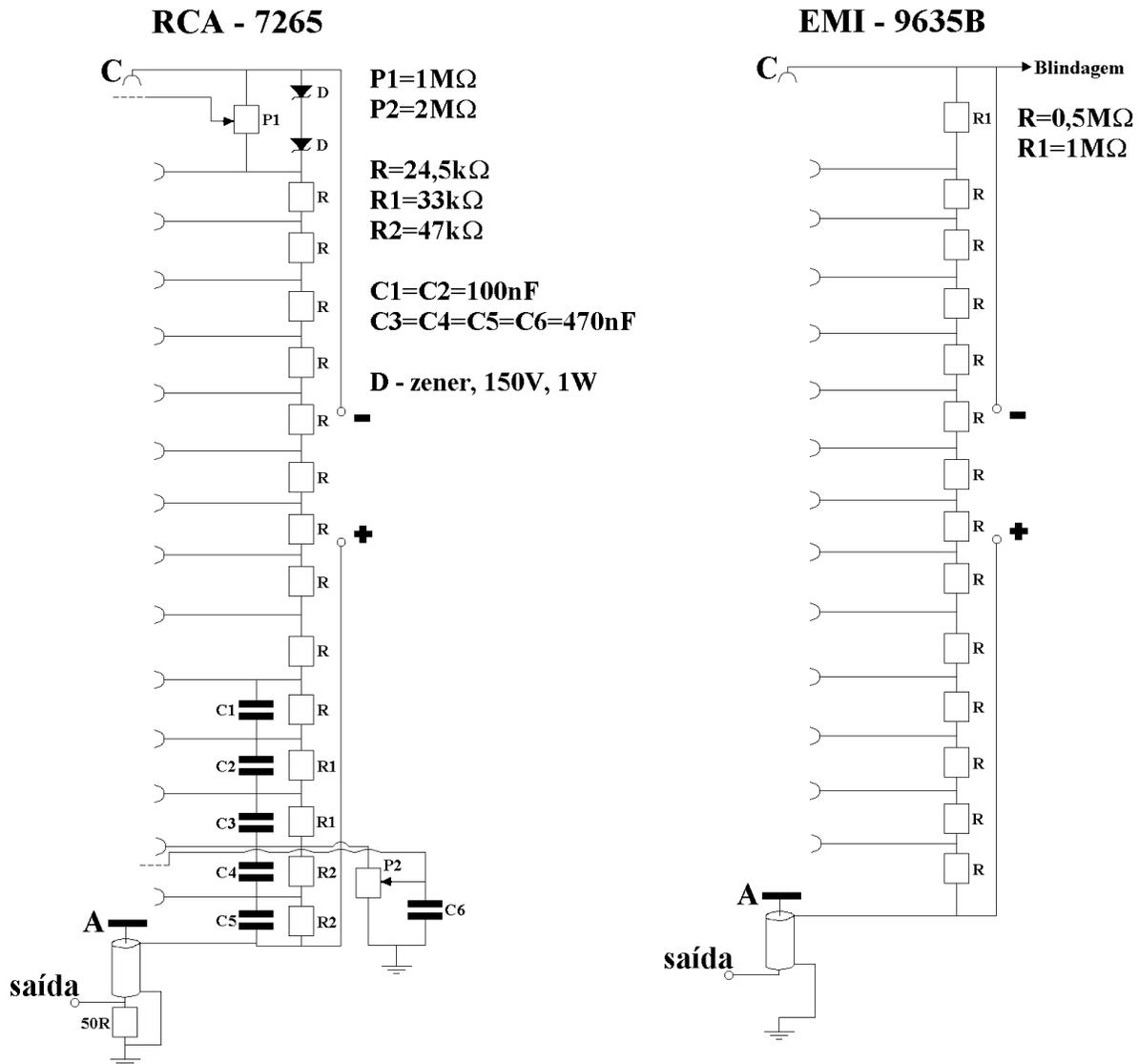


Fig. 4.4 – Divisores de tensão dos dinodos das fotomultiplicadoras utilizadas [16].

### 4.2.1 - Sistema Óptico de Coleta de Luz

Para o alinhamento do espectrômetro com o centro do plasma, foi colocado um laser de He-Ne na fenda de saída do aparelho (sem a presença da fotomultiplicadora), selecionando então o seu comprimento de onda no mostrador. A posição do laser e do espectrômetro foram ajustadas de modo que o feixe laser entrasse no centro da fenda de saída, refletisse nos centros da rede de difração e dos dois espelhos (para isso foram utilizadas máscaras próprias sobre os espelhos), saísse pelo centro da fenda de entrada, e por fim atingisse o centro da câmara de vácuo do tokamak. Tirando o laser e colocando de volta a fotomultiplicadora, foram realizadas descargas com um plasma de hélio (seção 5.4), utilizando-se um tubo preto, de 2,0 cm de diâmetro, entre a fenda de entrada e o tokamak, para colimação da luz incidente. Como nas medidas iniciais os sinais detectados não foram tão intensos quanto o esperado, o tubo, nas medidas posteriores (seções 5.2, 5.3 e 5.5), foi trocado por um conjunto de lentes.

Foram utilizadas duas lentes plano-convexas, uma com 40 cm de distância focal ( $f$ ), e a outra com 20 cm. A figura 4.5 contém a disposição das lentes junto ao tokamak e ao espectrômetro. A primeira lente (com  $f = 40$  cm) é chamada de lente de coleta, e tem como foco o centro do plasma. Os raios de luz que saem desse ponto chegam paralelos à segunda lente, denominada lente de casamento, e são focalizados na fenda de entrada, para então seguir o caminho óptico apontado na figura 4.3.

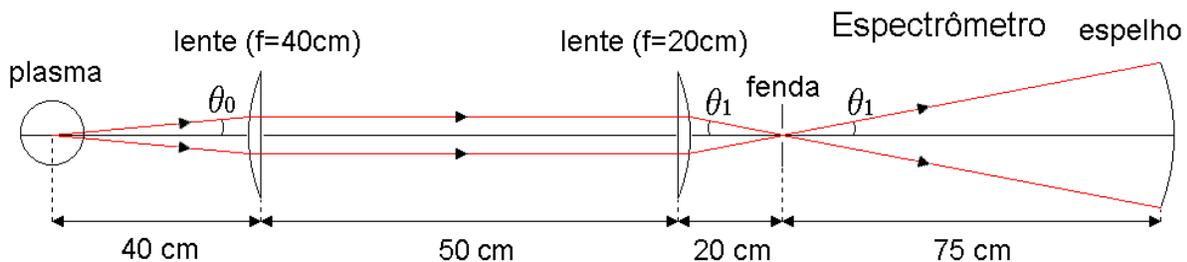


Fig. 4.5 – Posição das lentes utilizadas para coleta de luz no visível.

Para alinhar as lentes foi realizado inicialmente o mesmo procedimento descrito anteriormente (sem a presença destas). A seguir, foi colocada a lente mais próxima do espectrômetro ( $f = 20$  cm), e sua posição foi ajustada de modo que o feixe laser transmitido continuasse a atingir a câmara do tokamak na mesma posição anterior (sem

as lentes), e que as reflexões de suas duas faces voltassem exatamente sobre o centro da fenda de entrada. Colocou-se em seguida a outra lente, cujo ajuste de posição foi feito de forma similar.

Como a rede difração possui 10 cm de altura, e recebe raios paralelos do espelho colimador, qualquer feixe que atinja o espelho numa altura maior que 5 cm (a partir do eixo de simetria), poderá gerar *stray-light* (luz espúria) no interior do espectrômetro. Esses feixes são raios de luz focalizados na fenda de entrada com ângulos maiores que  $\theta_1 = \arctan(5/75) = 3,8^\circ$ , e portanto passam pelas lentes a uma altura maior que 1,33 cm (a partir do eixo de simetria). Poderia-se então fazer uma máscara com 2,66 cm de diâmetro para não permitir a passagem desses raios de luz; isto não foi feito contudo, pois não foi detectado um *stray-light* que atrapalhasse as medidas.

Existe um importante teorema, denominado Teorema de Helmholtz-Lagrange [13], que garante, para um sistema óptico como o da figura 4.6, a invariância do produto  $\theta_i \cdot h_i$ , onde  $h_i$  é a altura da imagem (ou objeto)  $i$ , e  $\theta_i$  é definido pelos raios marginais do sistema. Como a fenda de entrada do espectrômetro tem 1,25 cm de altura em relação ao eixo de simetria, o produto  $h \cdot \theta$  do sistema óptico da figura 4.5 vale:

$$h \cdot \theta = h_1 \cdot \theta_1 = 1,25 \times 3,8 = 4,75 \text{ cm} \quad (4.6)$$

Pela figura 4.5,  $\theta_0 = \arctan(1,33/40) = 1,9^\circ$ . Assim, pelo Teorema de Helmholtz-Lagrange, a altura total da coluna de plasma observada é de 5 cm (2,5 cm a partir do eixo de simetria), obtendo uma magnificação do sistema igual a 2.

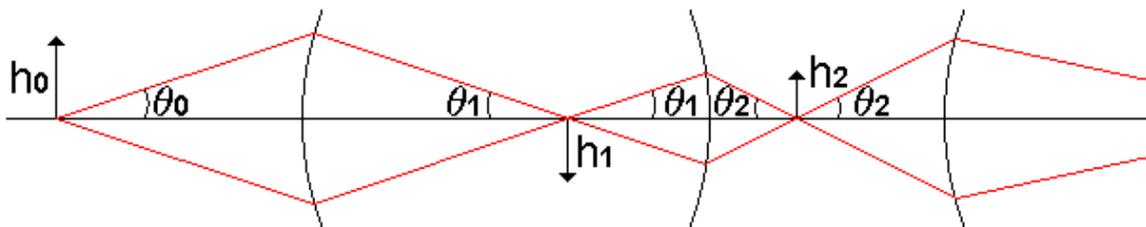


Fig. 4.6 – Ilustração do Teorema de Helmholtz-Lagrange.

### 4.3 - Espectrômetro no UVV

Para as medidas no ultravioleta no vácuo (UVV) foi utilizado um espectrômetro McPherson, modelo 225, bombeado por uma bomba difusora (a óleo) NRC M6, observando o plasma a  $225^{\circ}$  (sentido horário) do limitador (figuras 2.3 e 4.9). As principais características desse espectrômetro podem ser encontradas na tabela 4.2 [17].

<b>Incidência da luz</b>	Normal ( $i \approx r \approx 7,5^{\circ}$ )
<b>Raio de curvatura da rede</b>	995,4 mm
<b>Dimensão da rede</b>	96 x 56 mm
<b>Ranhuras da rede</b>	600 ranhuras/mm
<b>Revestimento da rede</b>	Al e $MgF_2$
<b>Blaze</b>	2000 Å
<b>Dispersão linear recíproca</b>	16,6 Å/mm

Tabela 4.2 – Características do espectrômetro McPherson.

Segundo o fabricante, a montagem do espectrômetro é conhecida como McPherson  $15^{\circ}$ , sendo possível medir comprimentos de onda entre 300 Å e 6000 Å. O aparelho possui uma rede esférica, construída em duas seções, com ranhuras de 56 mm de comprimento, distribuídas em 96 mm de largura.

Devido à curvatura da rede, a imagem (na fenda de saída) de uma fonte pontual colocada na fenda de entrada, possui uma altura dada por [12]:

$$Z = (\sin^2 r + \sin i \tan i \cos r)l \quad (4.7)$$

onde  $l$  é o comprimento das ranhuras.

Por esta equação, observa-se que o astigmatismo é maior para ângulos de incidência grandes ( $i \sim 90^{\circ}$ ). Portanto, apesar do nosso espectrômetro, de incidência normal, não poder medir comprimentos de onda abaixo de 300 Å, ele tem vantagem de possuir um astigmatismo menor que os espectrômetros de incidência rasante.

Para a detecção de luz, utilizou-se uma fotomultiplicadora EMI 9635B cujo divisor de tensão está representado na figura 4.4. A resposta espectral dessa fotomultiplicadora pode ser observada na figura 4.7, sendo a eficiência quântica a razão entre o número de elétrons primários e o número de fótons incidentes no fotocátodo. Como esta não é sensível para comprimentos de onda abaixo de 3000 Å, é utilizado um cintilador de silicilato de sódio entre a fenda de saída e a fotomultiplicadora. O cintilador tem a função de transformar a radiação no UVV em luz com comprimento de onda próximo de 4000 Å, região espectral de melhor resposta da fotomultiplicadora.

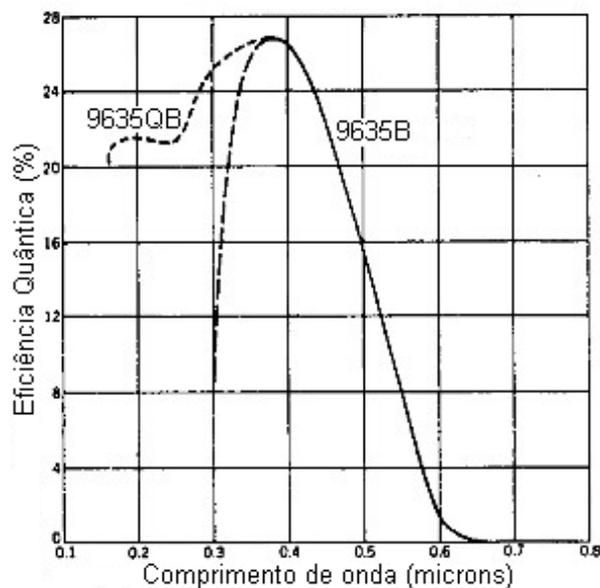


Fig. 4.7 – Resposta espectral da fotomultiplicadora utilizada no UVV [15].

Devido a dificuldade na identificação das linhas espectrais durante as primeiras descargas do tokamak, foi utilizada uma lâmpada de hidrogênio não encapsulada [18], colocada na flange de entrada do espectrômetro, para fazer uma calibração da leitura do comprimento de onda do aparelho. A lâmpada trabalha com um fluxo contínuo de hidrogênio, que é bombeado pelo próprio espectrômetro pela sua fenda de entrada (abertura de 50  $\mu\text{m}$ ). A lâmpada opera com uma pressão de aproximadamente 10 Torr, de modo que a pressão dentro do espectrômetro, bombeado somente pela bomba mecânica, chegava a apenas  $10^{-1}$  Torr. A bomba difusora não foi ligada, pois não pode-se expor o óleo da bomba a uma pressão muito alta. Variando-se a posição da rede de difração do espectrômetro, foi possível identificar três linhas bem fortes como sendo

$H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  e  $L_{\alpha}$ . Seus comprimentos de onda medidos e tabelados, bem como suas diferenças encontram-se na tabela abaixo

<b>Linha</b>	$\lambda$ medido(Å)	$\lambda$ tabelado (Å)	<b>Diferença (Å)</b>
$H_{\beta}$	6110	4861	1249
$H_{\gamma}$	5590	4340	1250
$L_{\alpha}$	2465	1216	1249

Tabela 4.3 – Comparação dos valores dos comprimentos de onda medidos e tabelados de algumas linhas espectrais do hidrogênio.

Todas as linhas se mostraram deslocadas de aproximadamente 1250 Å em relação ao seu valor tabelado. Procurou-se então medir as linhas  $H_{\delta}$ ,  $L_{\beta}$  e  $L_{\gamma}$ . As duas primeiras também foram encontradas 1250 Å deslocadas de sua posição tabelada; a última contudo, não foi identificada devido à alta pressão na câmara do espectrômetro. Conclui-se assim que em todo o espectro (visível e UVV) há essa mesma diferença entre os comprimentos de onda medido e tabelado. No capítulo seguinte, quando serão apresentados os resultados de descargas do tokamak, os comprimentos de onda medidos com esse espectrômetro já serão apresentados subtraindo-se 1250 Å do valor do mostrador do aparelho, isto é, de acordo com os valores tabelados.

### 4.3.1 - Sistema de Vácuo

Inicialmente foi montado um sistema de vácuo separado entre o tokamak (pressão de base:  $\sim 10^{-7}$  Torr, e pressão de trabalho  $\sim 10^{-4}$  Torr) e o espectrômetro (pressão:  $\sim 10^{-6}$  Torr) com uma janela de  $\text{CaF}_2$ , de três centímetros de espessura, para a isolação do vácuo dos dois aparelhos. A tubulação de vácuo era bombeada pelo próprio espectrômetro e, entre a janela e o tokamak, foi colocada uma válvula gaveta de segurança. Tal sistema contudo, não se mostrou viável para a medida no UVV, devido a dois fatores.

O primeiro, é a absorção da radiação no UVV pela janela. De acordo com [12], uma janela de  $\text{CaF}_2$  com 1-2 mm de espessura, possui uma transmitância de 50% para  $\lambda=1500 \text{ \AA}$ . Depois do material ser irradiado com luz no UVV, a transmitância cai ainda mais, podendo chegar até a 15%. Além disso, a presença de impurezas no material pode causar uma redução substancial de sua transmitância.

O segundo motivo, é que não foi possível atingir uma pressão muito pequena dentro da tubulação de vácuo ( $\sim 3 \times 10^{-4}$  Torr), devido a presença da fenda de entrada do espectrômetro.

Dessa forma, foi montado um outro sistema de vácuo (fig. 4.8), sem a presença da janela de  $\text{CaF}_2$ , mas com um bombeamento diferencial, utilizando uma pequena bomba turbomolecular de 70 l/s. Desse modo, não há mais nenhum material sólido entre o tokamak e o espectrômetro que possa absorver a radiação no UVV.

O sistema de vácuo consiste em: uma válvula de proteção, aberta apenas no momento da realização das medidas; um *bellow* (conexão flexível), para absorver vibrações que podem desalinhar ou até prejudicar o vácuo do sistema, dois medidores de vácuo, um pirani Edwards M7B (760 Torr até  $10^{-3}$  Torr) e um penning Edwards CP25-K ( $10^{-2}$  Torr até  $10^{-7}$  Torr); uma bomba turbomolecular Edwards EXT70; uma válvula entre esta bomba e a tubulação de vácuo; e uma bomba mecânica; além de tubos, conexões de vácuo e o-rings de viton.

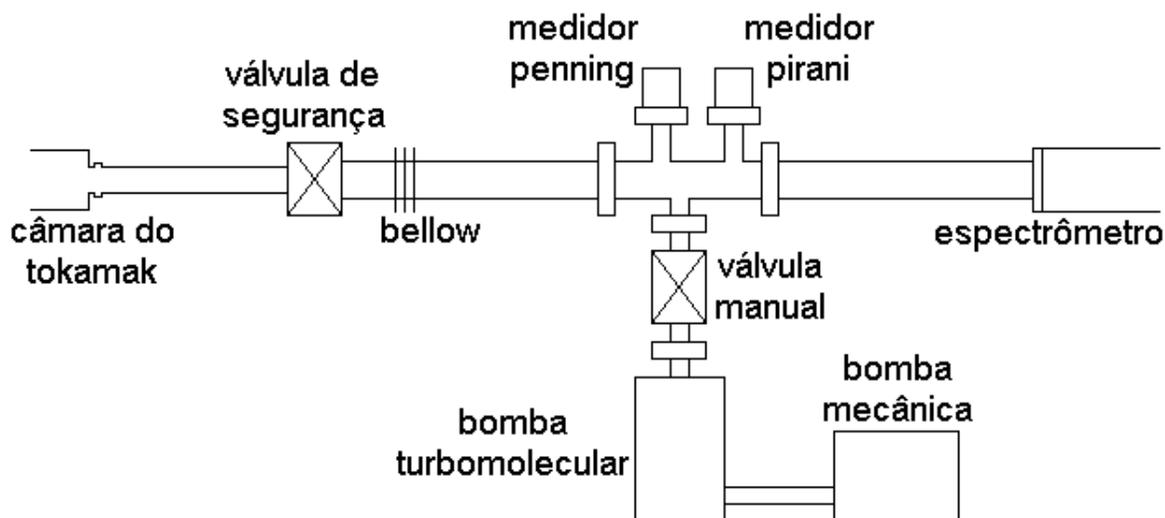


Fig. 4.8 – Sistema de vácuo para coleta de luz no UVV.

Como o espectrômetro não mede comprimentos de onda maiores que 6000 Å, não foi possível alinhar o aparelho e a tubulação de vácuo empregando o mesmo procedimento (utilizando um laser de He-Ne) adotado com o espectrômetro SPEX. Para realizar o alinhamento foi utilizada uma ponteira laser, de aproximadamente 10 mm de diâmetro, colocada dentro do tubo que entra na janela do tokamak, centrada e apontada na direção do espectrômetro. Em seguida, este foi posicionado de maneira que o feixe atravessasse o centro da fenda de entrada, e atingisse o centro da rede de difração. Desse modo, garante-se que o centro da câmara do tokamak está alinhado com as conexões de vácuo e com a fenda de entrada e a rede de difração do espectrômetro.

A tubulação de vácuo passou assim a ser bombeada pelo espectrômetro e pela bomba turbomolecular. Conseguiu-se então uma pressão na tubulação da ordem  $10^{-5}$  Torr com a válvula de segurança aberta, e  $3 \times 10^{-6}$  com ela fechada. Observou-se ainda que a presença do bombeamento diferencial ajudou a reduzir a pressão dentro da própria câmara da espectrômetro, passando de  $4 \times 10^{-6}$  a menos que  $10^{-6}$ .

Esta diminuição na pressão de base é importante pois existe uma forte absorção da luz entre 300 Å e 900 Å devido principalmente à fotoionização dos gases do ar e impurezas [12]. Para um caminho ótico de dois metros (a tubulação de vácuo possui 1,8 metros e o caminho ótico dentro do espectrômetro é de dois metros), a absorção é da ordem de 30% para uma pressão de  $3 \times 10^{-3}$  Torr. Contudo, essa absorção é muito maior para linhas espectrais estreitas, e pode tornar-se desprezível apenas a pressões menores que  $10^{-6}$  Torr.

Outro fato a notar é que, como o sistema de vácuo possui um comprimento muito maior que a altura da fenda de entrada (20 mm), a luz incidente no espectrômetro está aproximadamente colimada. O menor diâmetro interno do sistema de vácuo é de 16 mm, sendo limitado pelo tamanho da janela de entrada do tokamak. Portanto, como não é possível a colocação de lentes (devido à absorção desses materiais) para aumentar a quantidade de luz incidente, a porção de plasma observada pelo espectrômetro no UVV acaba sendo menor que a observada pelo espectrômetro no visível.

## 4.4 - Coleta de Dados

Para a coleta de dados durante as descargas do tokamak, além dos espectrômetros, lentes e sistema de vácuo já descritos, foram utilizados um osciloscópio Tektronix 11403, uma placa GPIB STD-8410 e microcomputadores Pentium (100 MHz e 400 MHz).

Para comparação da emissão do hidrogênio em diferentes posições em torno do tokamak (seção 5.1), foram também utilizados dois outros espectrômetros: McPherson 2051, montagem Czerney-Turner, de um metro de distância focal, rede de difração de 1200 linhas/mm, dispersão linear recíproca de 8,33 Å/mm; e Jarrel-Ash, de 20 cm de distância focal, rede com 500 linhas/mm. Junto com ambos os aparelhos foram utilizados tubos escuros de 2 cm de raio e aproximadamente 1 metro de comprimento, para colimação da luz incidente no aparelho.

Os sinais gerados nas fotomultiplicadoras são observados no osciloscópio, de doze canais de entrada, podendo-se registrar até oito formas de onda simultaneamente. Utilizando uma resolução de 1024 pontos, é possível gravar em sua memória interna aproximadamente 400 formas de onda. Desse modo, durante as descargas, os dados coletados são armazenados no osciloscópio, sendo então transferidos posteriormente para um microcomputador através da placa GPIB, com velocidade máxima de transferência de 300 kbytes/s.

Os dados transferidos ao microcomputador estão no formato TEK. Através de um programa eles são convertidos em arquivos do tipo DAT, para então serem analisados no programa Origin 4.10 Microcal. Um esquema desse processo encontra-se na figura 4.9.

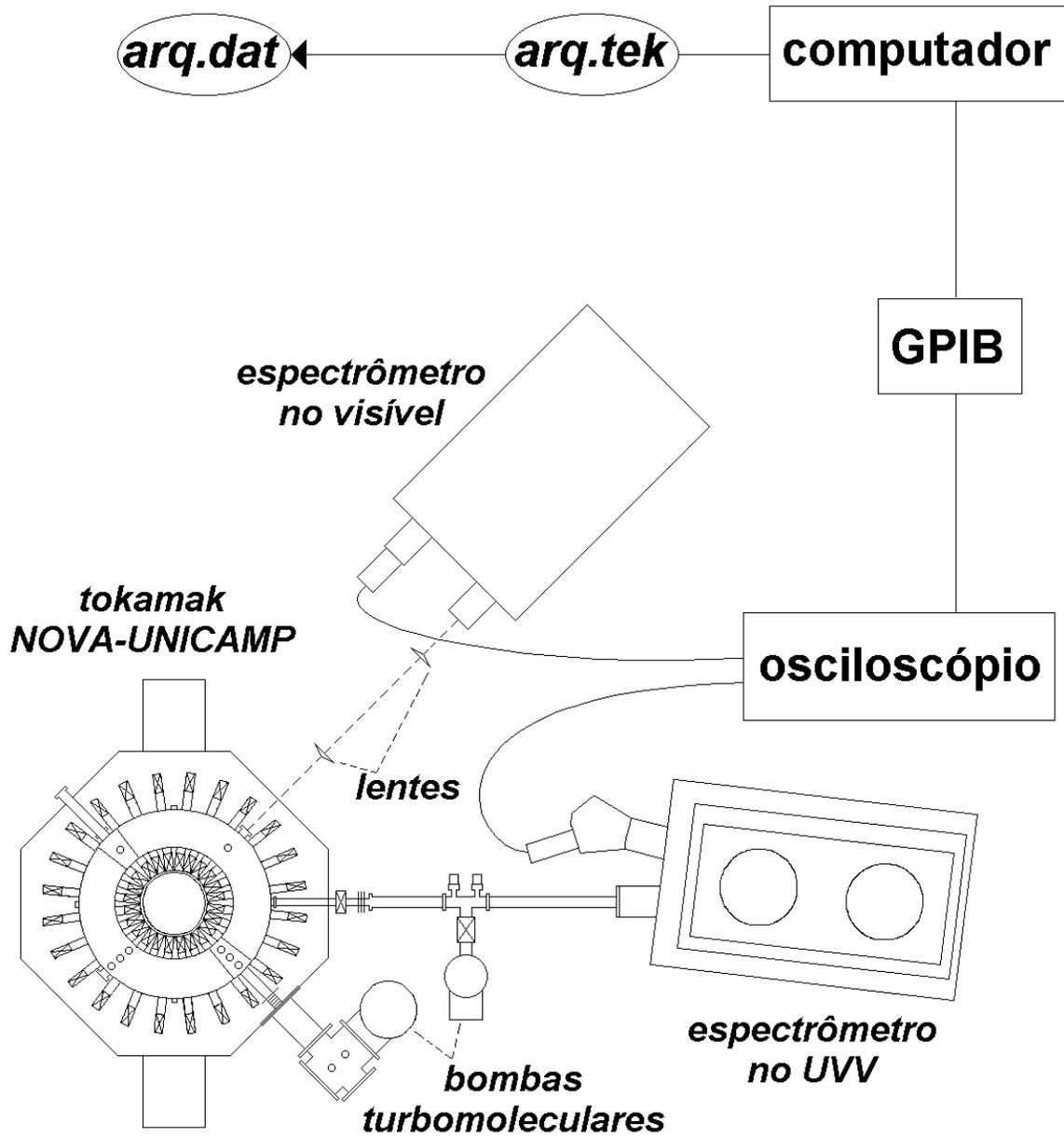


Fig. 4.9 – Tokamak NOVA-UNICAMP, posição dos espectrômetros e sistema de coleta de dados.

## Capítulo 5 - Resultados e Discussões

Este capítulo, dividido em cinco partes, apresenta os resultados experimentais obtidos neste trabalho, juntamente com as respectivas discussões. A seção 5.1 apresenta um breve estudo das descargas no tokamak, visando obter um plasma em melhores condições. Um pouco de progresso foi obtido, mas as descargas ainda não são as ideais [19,20]; o plasma conseguido ainda não atinge os parâmetros almejados para esta máquina, mas as temperaturas obtidas já são suficientes para medidas de alargamento Doppler, mostrando assim, a viabilidade dos diagnósticos instalados (justamente o objetivo deste trabalho). Tais medidas espectroscópicas estão presentes no decorrer deste capítulo: hidrogênio (seção 5.3), hélio (seção 5.4) e impurezas (seção 5.5); precedendo estas, é apresentada, na seção 5.2, as medidas de alargamento instrumental dos espectrômetros.

### 5.1 - Condições das Descargas do Tokamak NOVA-UNICAMP

Por este ser um dos primeiros trabalhos realizados no tokamak NOVA desde a sua chegada ao Brasil, foi feito um estudo para encontrar as melhores condições das descargas no tokamak, sem no entanto tentar modificações que implicassem em mudanças nos bancos de capacitores ou posição e enrolamento das bobinas.

Inicialmente, verificou-se que as descargas com o gás sendo injetado de forma pulsada não eram repetitivas e tão longas (além de apresentarem várias disrupturas na corrente de plasma) quanto aquelas em que o gás era injetado continuamente. Na figura 5.1 encontra-se um exemplo de descarga com o gás pulsado. Para haver um preenchimento aproximadamente homogêneo de gás na câmara de vácuo, os dois primeiros estágios da válvula são abertos antes do disparado do banco de aquecimento ôhmico; além disso, os melhores resultados foram obtidos aumentando a quantidade de gás injetado em cada um dos três estágios da válvula, como visto nesta figura. Exemplos de descarga com injeção contínua de gás encontram-se ao longo deste capítulo, como nas figuras 5.14, 5.21 e 5.40.

Sendo assim, optou-se pela operação do tokamak com fluxo contínuo de gás.

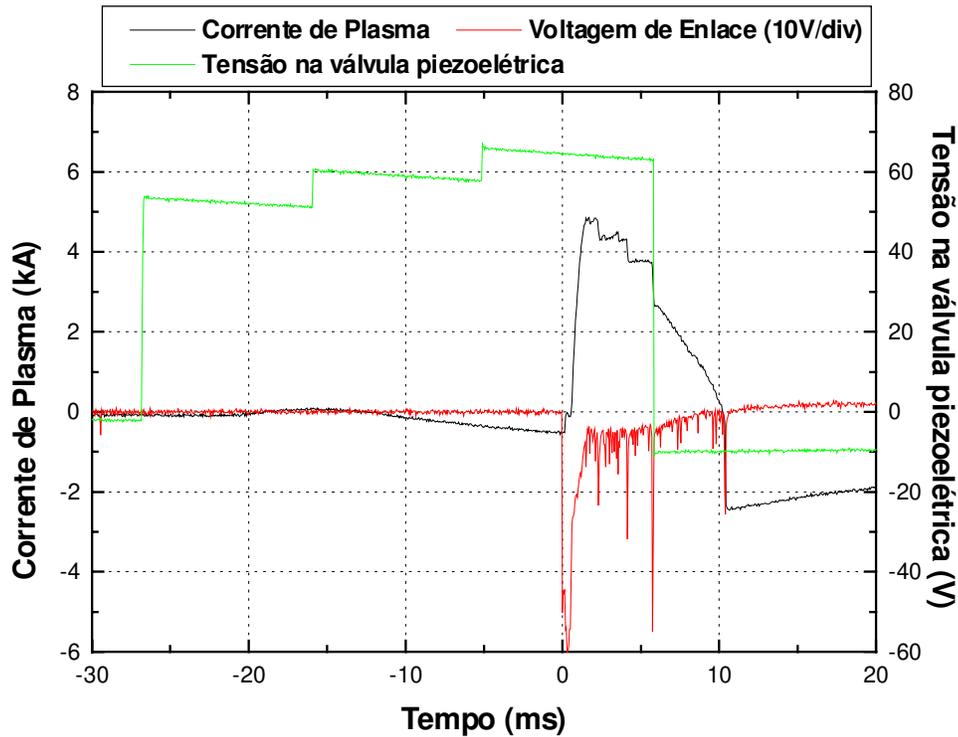


Fig. 5.1 – Descarga do tokamak com injeção pulsada de gás.

As primeiras medidas de corrente de plasma e linhas espectrais revelaram a presença de oscilações entre 2 e 5 kHz presentes nos sinais ópticos ( $H_{\alpha}$ ) e na voltagem de enlace (fig. 5.2). Para essas medidas foram utilizados quatro espectrômetros: Jarrell-Ash 82-415 observando a região do limitador ( $0^{\circ}$ ), McPherson 2051 colocado a  $90^{\circ}$  (sentido horário) deste (figura 2.3), SPEX a  $180^{\circ}$ , além do McPherson 225 a  $225^{\circ}$  (este último analisando as emissões de  $H_{\beta}$ ).

A observação de uma mesma oscilação em diferentes posições toroidais mostrou que o alargamento do pulso produzido na região do limitador é menor que nas outras regiões (fig. 5.3), mostrando que essas oscilações poderiam estar assim associadas com uma interação do plasma ou feixe de elétrons fugitivos (*runaway*) com o limitador.

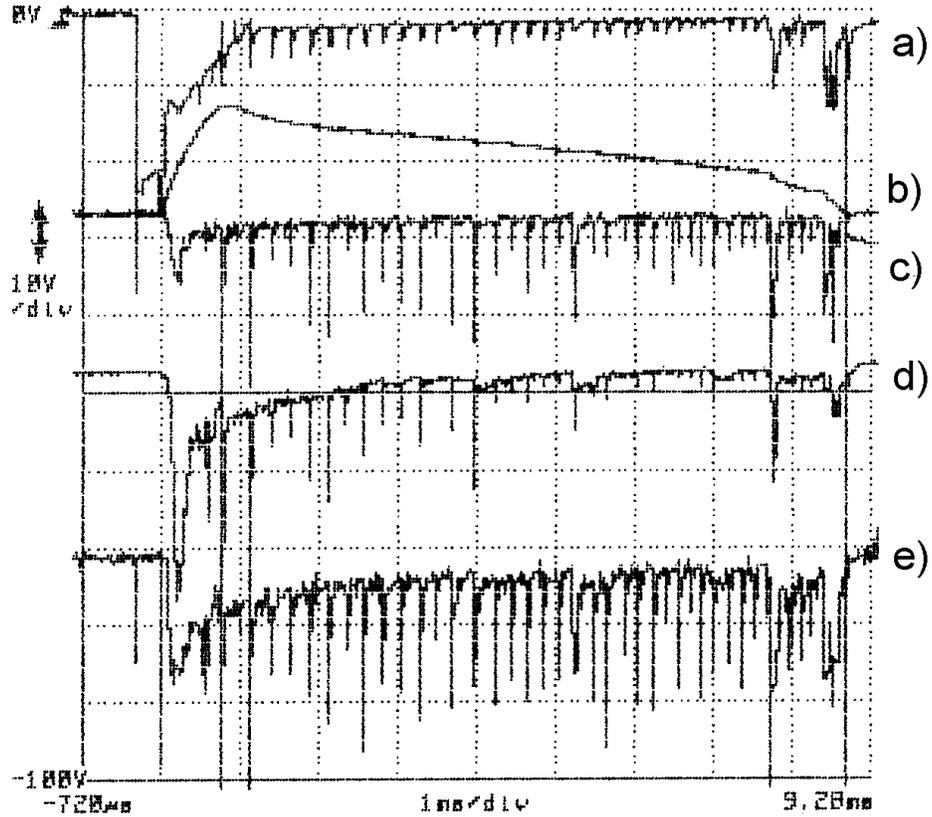


Fig. 5.2 – Descarga do tokamak com oscilações: a) Voltagem de Enlace; b) Corrente de Plasma; c)  $H\alpha-0^\circ$  (Jarrel-Ash); d)  $H\alpha-90^\circ$  (McPherson 2051); e)  $H\alpha-180^\circ$  (Spex).

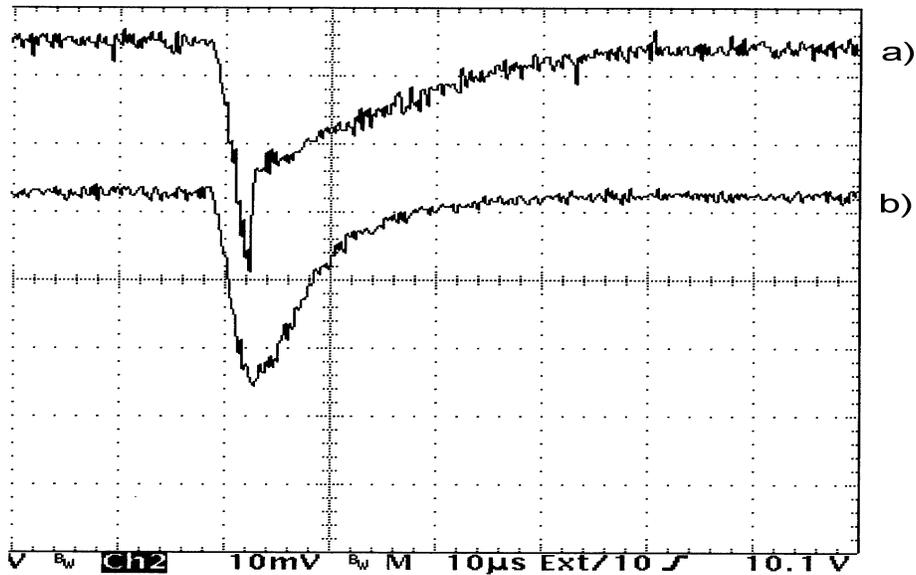


Fig. 5.3 – Evolução temporal de uma mesma oscilação: a) na região do limitador; b)  $180^\circ$  toroidalmente do limitador.

Utilizando o tempo de decaimento do sinal durante uma oscilação (aproximadamente 10  $\mu\text{s}$  pela figura 5.3), pode-se fazer uma estimativa do valor da densidade do plasma, através da expressão do tempo efetivo de ionização das partículas [21]:

$$\tau_{\text{ion}} \approx (n_e \langle \sigma v_e \rangle_{\text{ion}})^{-1} \quad (5.1)$$

onde  $n_e$  é a densidade eletrônica,  $v_e$  é a velocidade relativa entre os elétrons e o hidrogênio neutro, e  $\sigma$  representa a seção de choque da reação.

Se a temperatura medida no centro do plasma por espalhamento Thomson é aproximadamente 21 eV (ver parágrafo seguinte), na borda, onde ocorrem a maioria das emissões espectrais de hidrogênio, supõe-se que ela deve ser menor que 10 eV. Por [22], em tal situação, deve-se ter  $\langle \sigma v_e \rangle_{\text{ion}} < 5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , o que resulta (considerando  $\tau_{\text{ion}} = 10 \mu\text{s}$ ) em  $n_e > 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Essas oscilações podem assim estar relacionadas com a baixa temperatura ( $21 \pm 5$ ) eV, e alta densidade,  $(5,7 \pm 0,7) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , medidas previamente por Espalhamento Thomson e interferometria por microondas [23].

Os cálculos de temperatura iônica através da medida do alargamento Doppler, presente nas próximas seções, reforçaram mais ainda essa hipótese, pois ficou claro que as descargas com nenhuma ou poucas oscilações observadas, apresentavam maior temperatura que aquelas com muitas oscilações.

Verificou-se ainda que tais oscilações, e conseqüentemente o valor da temperatura iônica, estavam relacionadas com o valor da pressão de base na câmara do tokamak (quanto menor a pressão, maior a temperatura). Foi feito assim um estudo com o analisador de gás residual para detecção de vazamentos, o que resultou na troca de algumas conexões de vácuo, e na colocação de uma válvula de vácuo entre a válvula piezoelétrica e a câmara do tokamak. Foi possível assim obter uma pressão de base de até  $6,5 \times 10^{-8}$  Torr, valor muito menor que aquele encontrado no início do trabalho (aproximadamente  $10^{-6}$  Torr).

Na segunda coluna da tabela a seguir, encontram-se a pressão total e parcial dos vários gases medidos pelo analisador nessas condições. Tais resultados mostram que

as impurezas em maior presença na câmara de vácuo são o carbono e o oxigênio; tal resultado foi confirmado pelas medidas das linhas espectrais desses elementos, muito mais intensas que as de outras impurezas.

Utilizando o analisador, observou-se ainda que há uma melhora significativa no valor da pressão total dentro da câmara de vácuo após serem realizadas um grande número de descargas de limpeza (descargas de curta duração, com campos toroidal e vertical pequenos, em que o plasma não é confinado adequadamente, de maneira que ele se expande e toca as paredes da câmara e o limitador, retirando destas parte das impurezas adsorvidas). Por isso, antes das descargas no modo tokamak (com os campos magnéticos mais intensos) são feitas um grande número de descargas de limpeza (200-300). Na última coluna da mesma tabela, encontram-se as pressões total e parciais medidas pelo analisador após duzentas descargas de limpeza. Convém ressaltar que os dados desta tabela, antes das descargas de limpeza, e após as descargas, foram tomados no mesmo dia.

<b>Pressão Parcial</b>	<b>Pressão (Torr) antes de descargas</b>	<b>Pressão (Torr) depois de descargas de limpeza</b>
<b>H<sub>2</sub></b>	3,14 x 10 <sup>-9</sup>	1,23 x 10 <sup>-9</sup>
<b>CH<sub>4</sub></b>	5,35 x 10 <sup>-10</sup>	3,26 x 10 <sup>-10</sup>
<b>H<sub>2</sub>O</b>	5,24 x 10 <sup>-8</sup>	4,89 x 10 <sup>-8</sup>
<b>N<sub>2</sub></b>	1,26 x 10 <sup>-8</sup>	8,32 x 10 <sup>-9</sup>
<b>CO</b>	3,19 x 10 <sup>-9</sup>	1,55 x 10 <sup>-9</sup>
<b>O<sub>2</sub></b>	4,12 x 10 <sup>-9</sup>	2,07 x 10 <sup>-9</sup>
<b>Ar</b>	1,88 x 10 <sup>-10</sup>	6,85 x 10 <sup>-11</sup>
<b>CO<sub>2</sub></b>	1,31 x 10 <sup>-10</sup>	8,01 x 10 <sup>-11</sup>
<b>HC</b>	3,11 x 10 <sup>-8</sup>	1,34 x 10 <sup>-9</sup>
<b>Pressão Total</b>	1,07 x 10 <sup>-7</sup>	6,50 x 10 <sup>-8</sup>

Tabela 5.1 – Comparação das pressões parciais dos gases no interior da câmara de vácuo do tokamak medidas antes e depois de uma série de descargas de limpeza.

A figura 5.4 apresenta um gráfico da composição da atmosfera no interior da câmara de vácuo do tokamak (para uma pressão de base de  $10^{-6}$  Torr) em medidas feitas com o analisador de gás residual.

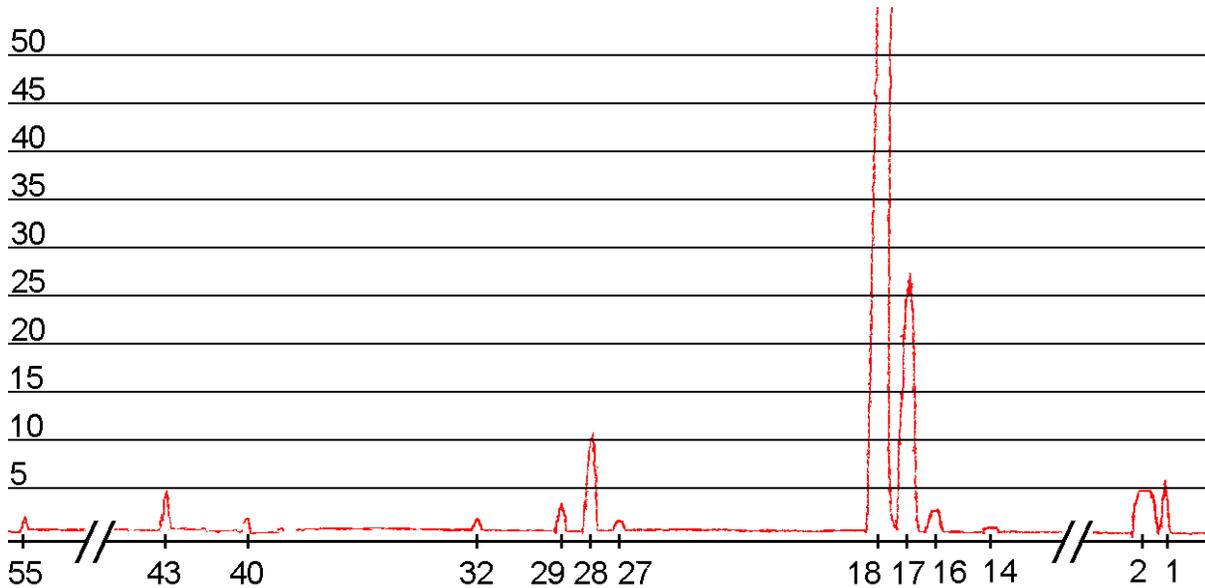


Fig.5.4 – Espectro de massa do gás residual na câmara de vácuo do tokamak (o pico em 18, H<sub>2</sub>O, atinge aproximadamente 100 na escala).

Segundo o manual do analisador [24], os picos observados representam os seguintes gases:

Massa atômica	Gases	Massa atômica	Gases
1	H	28	N <sub>2</sub> , CO
2	H <sub>2</sub>	29	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>
14	N, CH <sub>2</sub>	32	O <sub>2</sub>
16	O, CH <sub>4</sub>	40	Ar, C <sub>3</sub> H <sub>4</sub>
17	OH	43	C <sub>3</sub> H <sub>7</sub>
18	H <sub>2</sub> O	44	CO <sub>2</sub>
27	C <sub>2</sub> H <sub>3</sub>	55	C <sub>4</sub> H <sub>7</sub>

Tabela 5.2 Principais gases medidos pelo analisador de gás residual.

Junto com a massa 29, há ainda uma pequena quantidade de  $N_2$  e  $CO$ , já que na natureza 0,7% dos isótopos de nitrogênio são  $N^{15}$  e 1,1% dos isótopos de carbono são  $C^{13}$ . Além disso, devido à precisão da escala, não é possível afirmar com certeza que a massa indicada como 43 ( $C_3H_7$ ) não é na verdade 44 ( $CO_2$ ), pois não há nessa faixa outros sinais bem intensos e definidos (como o da água, 18, e os do nitrogênio e do monóxido de carbono, 28). De qualquer modo, observa-se que os elementos em maior quantidade (excluindo o hidrogênio), são o carbono e o oxigênio, seguidos pelo nitrogênio.

## 5.2 - Alargamento Instrumental dos Espectrômetros

A medida do alargamento instrumental do espectrômetro é fundamental para os cálculos de temperatura iônica, já que este alargamento, sempre presente (seção 3.2.5), influi no perfil da linha espectral estudada. Nesta seção, estão contidos os resultados das medidas do alargamento instrumental dos espectrômetros no visível (5.2.1) e no UVV (5.2.2).

### 5.2.1 - Alargamento Instrumental do Espectrômetro SPEX

A determinação do alargamento instrumental do espectrômetro SPEX, para várias aberturas das fendas de entrada e saída, foi feita utilizando-se um laser de He-Ne incidindo na janela de entrada do tokamak (tampada por um papel). Para obter um sinal pulsado, mais fácil de ser analisado no osciloscópio, foi utilizado um *chopper* entre o laser e a janela do tokamak. A radiação laser foi utilizada, pois ela possui um alargamento espectral muito pequeno, de forma que o alargamento medido pode ser considerado como sendo unicamente instrumental.

Assim, para uma dada abertura das fendas (no caso, sempre utilizou-se a mesma abertura para as duas fendas) o comprimento de onda detectado pelo espectrômetro foi variado de 0,2 em 0,2 Å, ou até de 0,1 em 0,1 Å quando necessário, e o sinal foi medido

no osciloscópio. A seguir, buscou-se a melhor curva de ajuste dos pontos experimentais obtidos. Nas figuras 5.5 e 5.6, são apresentados os pontos experimentais e dois ajustes possíveis, gaussiano e lorentziano, para duas aberturas diferentes das fendas.

Em ambos os gráficos, é fácil verificar que o ajuste gaussiano descreve melhor os pontos experimentais medidos. Portanto, já que o alargamento instrumental tem um perfil gaussiano, o alargamento Doppler de uma dada linha espectral medida pode ser obtido utilizando-se a relação (equivalente a equação 3.30):

$$\left(\Delta\lambda_D^{1/2}\right)^2 = \left(\Delta\lambda_{\text{medido}}\right)^2 - \left(\Delta\lambda_{\text{instr}}\right)^2 \quad (5.2)$$

A importância da abertura das fendas no alargamento instrumental pode ser observada na figura 5.7, onde estão apresentados os pontos medidos e os respectivos ajustes gaussianos para três aberturas diferentes das fendas: 10, 50 e 80  $\mu\text{m}$ . Para uma melhor visualização, as curvas tiveram seus máximos normalizados a um mesmo valor.

Os alargamentos instrumentais medidos, para algumas aberturas de fenda entre 10 e 150  $\mu\text{m}$ , estão representados na figura 5.8. Observa-se que o alargamento aumenta aproximadamente linearmente com a abertura das fendas. O valor do coeficiente angular fornece uma indicação da resolução do espectrômetro; quanto menor esse coeficiente, melhor a resolução, já que o alargamento resultante de uma dada variação da abertura das fendas é menor. Além disso, tal como discutido na seção 3.2.5, para pequenas aberturas, o alargamento não tende a zero, revelando a presença de outros fatores, tais como astigmatismo e imperfeições nos espelhos, que provocam o alargamento instrumental.

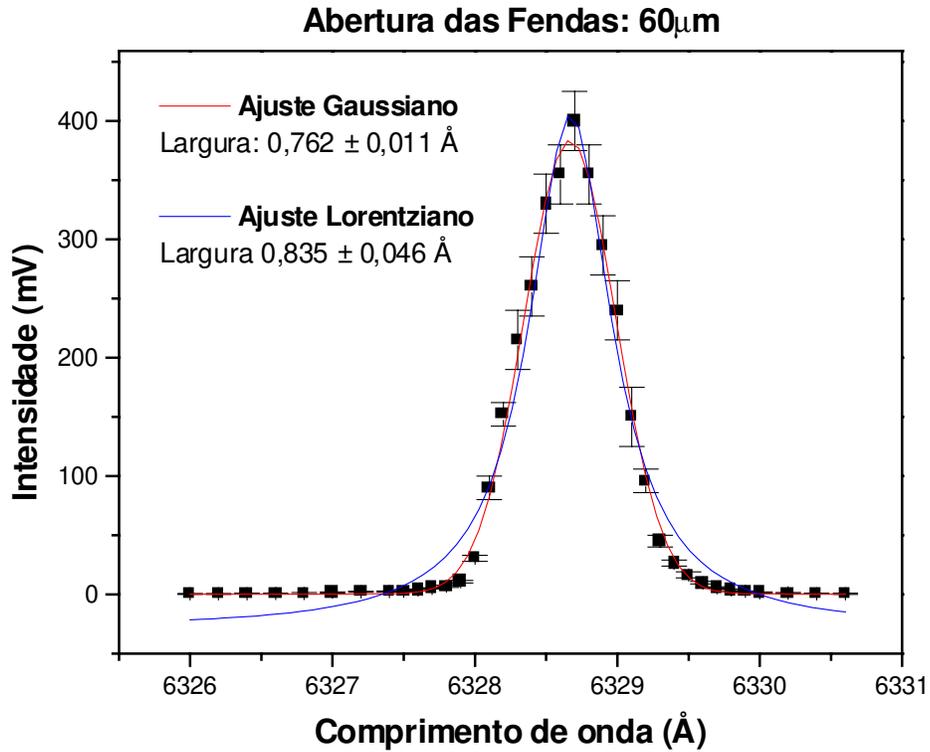


Fig. 5.5 – Medida do alargamento instrumental do espectrômetro SPEX com 60  $\mu$ m de abertura das fendas.

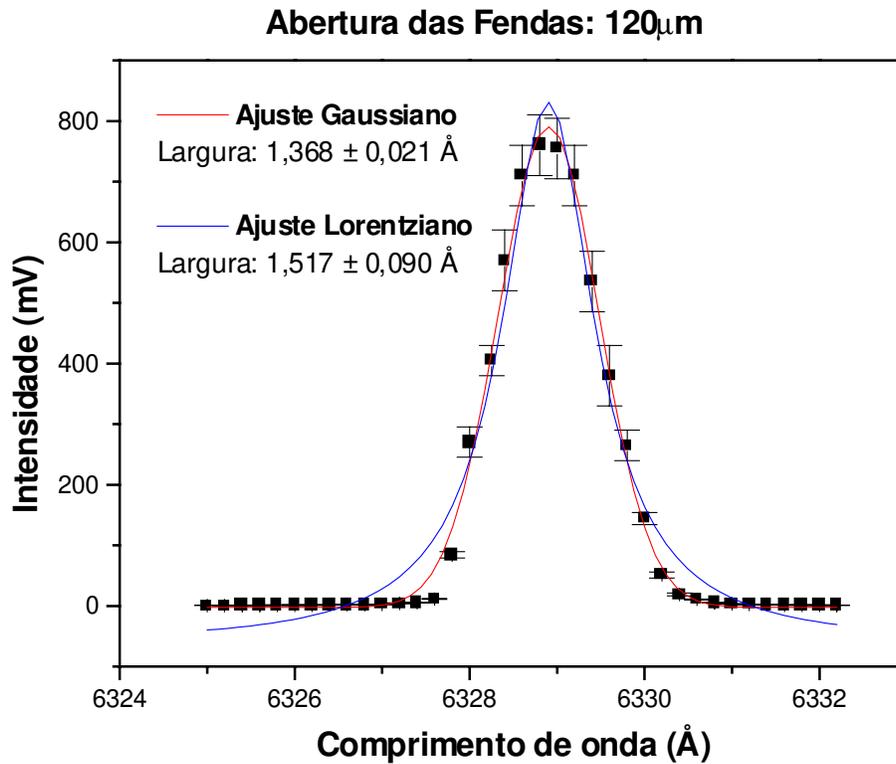


Fig. 5.6 – Medida do alargamento instrumental do espectrômetro SPEX com 120  $\mu$ m de abertura das fendas.

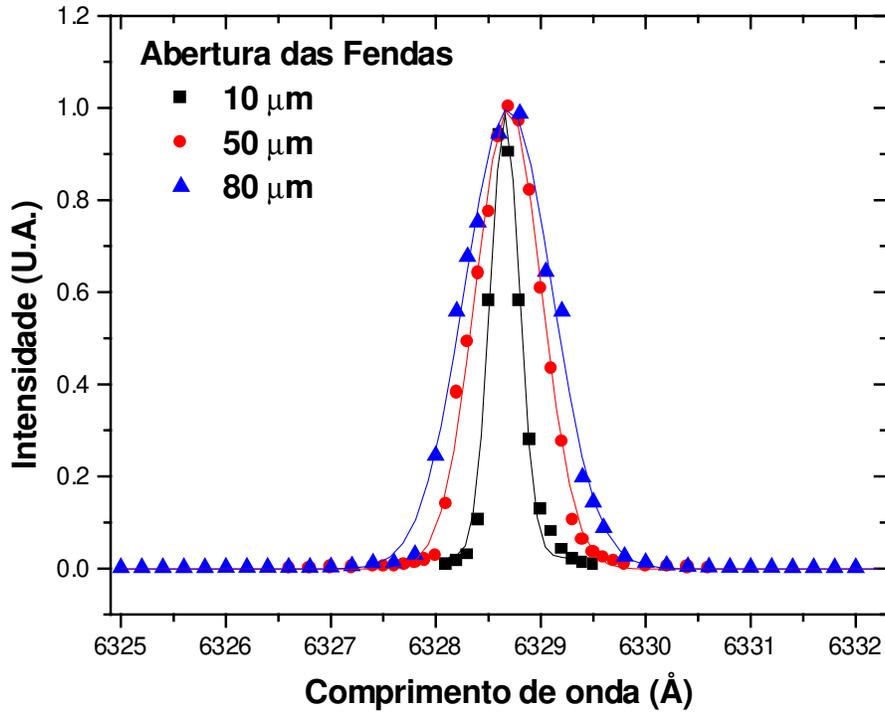


Fig. 5.7 – Comparação do alargamento instrumental do espectrômetro SPEX para algumas aberturas de fendas.

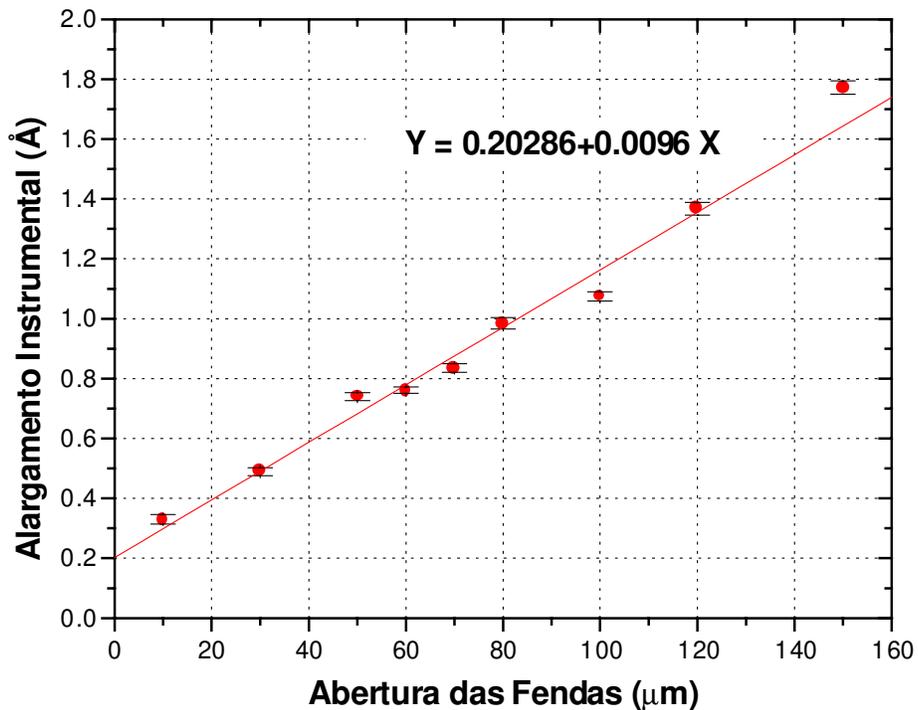


Fig. 5.8 – Alargamento instrumental do espectrômetro SPEX em função da abertura das fendas de entrada e saída. Regressão linear dos pontos experimentais: Y - alargamento instrumental em  $\text{\AA}$ ; X - abertura das fendas em  $\mu\text{m}$ .

## 5.2.2 - Alargamento Instrumental do Espectrômetro McPherson

A medida do alargamento instrumental do espectrômetro McPherson 225 não pode ser feita utilizando-se um laser de He-Ne (como a do espectrômetro SPEX), pois o comprimento de onda máximo detectado por este, devido a limitações mecânicas do instrumento, é de 6000 Å. Duas outras alternativas de medida de alargamento foram então testadas: a primeira utilizando uma lâmpada espectral encapsulada, e a segunda, medindo uma linha de impureza emitida durante descargas de limpeza no tokamak. Como pode ser visto na seção 5.4.1, a temperatura durante descargas de limpeza é de apenas alguns eV, de forma que o alargamento Doppler de uma linha de impureza será muito menor que o instrumental (a largura da linha de carbono CIV 1550 Å, a por exemplo 10 eV, calculada pela fórmula 3.28, é de apenas 0,1 Å). Como no caso anterior, todas as medidas foram feitas com aberturas iguais para as fendas de entrada e saída.

Na primeira alternativa, foi utilizada uma lâmpada de xenônio encapsulada, e o alargamento da linha 4871 Å foi medido (não foi possível a medida de uma linha no UVV, pois não havia sistema de vácuo entre a lâmpada e o espectrômetro). Os alargamentos medidos para as aberturas de fenda iguais à 30 e 55 µm foram, respectivamente, 1,12 Å e 1,48 Å.

Na segunda, foi medido o perfil da linha CII 1323,9 Å para abertura de fenda igual a 55 µm, e o duplete CIV 1548,2 Å e 1550,7 Å com 30 µm de abertura das fendas. Não foi possível escolher uma linha de impureza com massa maior e grau de ionização menor, devido ao fraco sinal obtido, principalmente com a abertura de 30 µm.

O processo de medida do perfil de uma dada linha consiste em:

- Determinar um intervalo de comprimentos de onda no qual é possível detectar algum sinal da emissão da linha.
- Escolher alguns comprimentos de onda dentro deste intervalo, e medir o sinal para 5 a 10 descargas do tokamak.
- Transferir os dados para o computador e calcular o valor médio do sinal para cada comprimento de onda.

- Escolher um determinado tempo na descarga, e fazer o gráfico do sinal (médio) obtido em função do comprimento de onda.
- Determinar a curva que melhor descreve os pontos experimentais através de um ajuste computacional, obtendo então, a largura total a meia altura desta curva.

Na figura 5.9 estão apresentados os sinais de corrente de plasma, voltagem de enlace e emissão da linha de CIV em uma dessas descargas. Como deseja-se um plasma não muito quente (já que esta é uma medida do alargamento instrumental, com alargamento Doppler o menor possível), foi utilizado um aquecimento ôhmico menor do que o usual. Isto fica evidente no valor da corrente de plasma, bem menor que o obtido nas descargas apresentadas nas seções seguintes.

Exemplos dos perfis das linhas de CII e CIV, encontram-se nas figuras 5.10 e 5.11 (a origem dos tempos representa a descarga do banco de aquecimento ôhmico). É possível observar que novamente o perfil gaussiano descreve melhor o alargamento instrumental. As barras de erro nos pontos experimentais representam o desvio padrão da média calculada para cada comprimento de onda. O erro na largura da curva é fornecido pelo programa de ajuste.

A posição do centro das linhas medidas não é exatamente igual ao valor tabelado [25] devido a imprecisões no ajuste do comprimento de onda do espectrômetro, mas a separação entre os picos do CIV é bem próximo ao valor tabelado.

Calculando-se a média da largura das curvas ajustadas para vários tempos diferentes durante a descarga, obteve-se o alargamento instrumental do espectrômetro McPherson (Tabela 5.3 - o erro representa o desvio padrão da média calculada). Observa-se que esta largura é muito maior que a estimada devido o efeito Doppler ( $\sim 0,1 \text{ \AA}$ ).

<b>Largura das Fendas</b>	<b>30 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>55 <math>\mu\text{m}</math></b>
<b>Alargamento Instrumental</b>	$0,807 \pm 0,027 \text{ \AA}$	$1,268 \pm 0,031 \text{ \AA}$

Tabela 5.3 – Alargamento medido do espectrômetro McPherson em função da abertura das fendas.

Estes valores são menores que os obtidos utilizando-se a lâmpada de xenônio [10]. Isto mostra que o alargamento intrínseco das linhas de xenônio são maiores que os das linhas de impurezas durante a descarga de limpeza. Por isso, considerou-se este último alargamento como sendo o instrumental.

Mesmo medindo-se esse alargamento para apenas duas aberturas de fendas (pois as medidas foram bem mais trabalhosas que no visível) é possível observar que a resolução do espectrômetro McPherson é menor que a do SPEX. Se calculado o coeficiente angular da reta que liga os pontos da tabela 5.3 (com o alargamento instrumental em  $\text{Å}$  e a abertura das fendas em  $\mu\text{m}$ ) obteria-se 0,01844, valor aproximadamente duas vezes maior que o obtido na figura 5.8. Isto é resultado principalmente do número de ranhuras por milímetro da rede de difração do espectrômetro McPherson, duas vezes menor que a do SPEX.

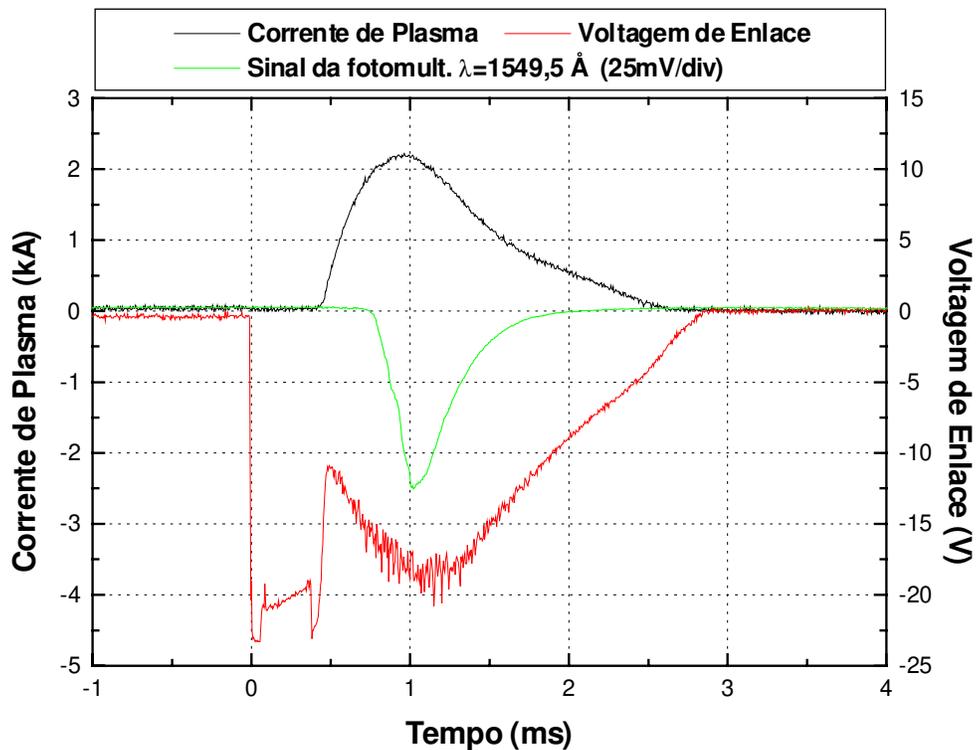


Fig. 5.9 – Descarga do tokamak em modo limpeza para determinação do alargamento instrumental do espectrômetro McPherson.

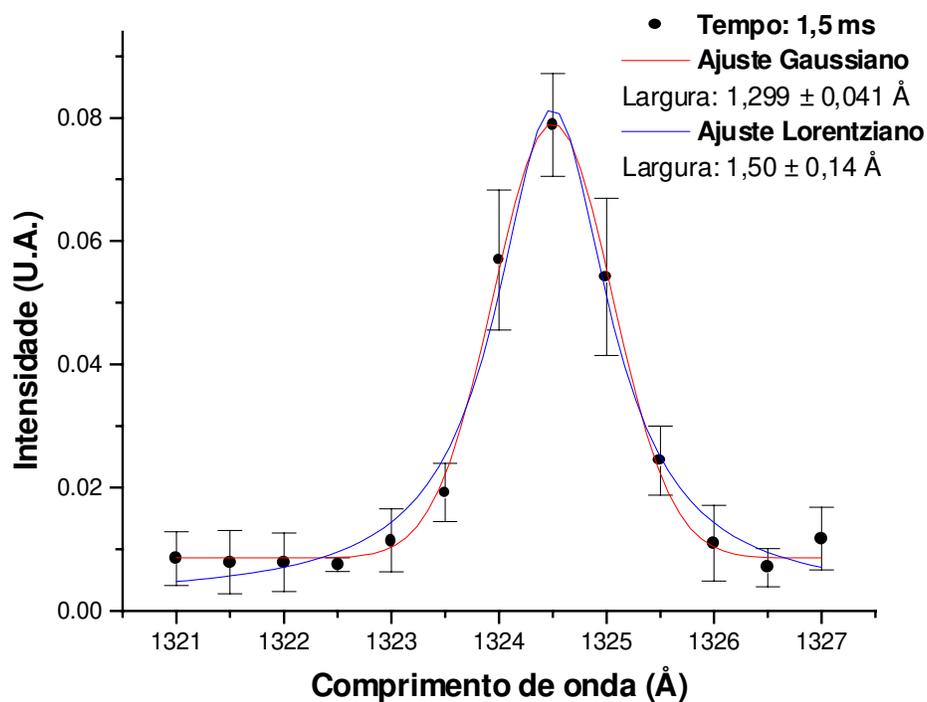


Fig. 5.10 – Perfil da linha de CII 1323,9 Å em descarga de limpeza para determinação do alargamento instrumental do espectrômetro McPherson com 55  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas.

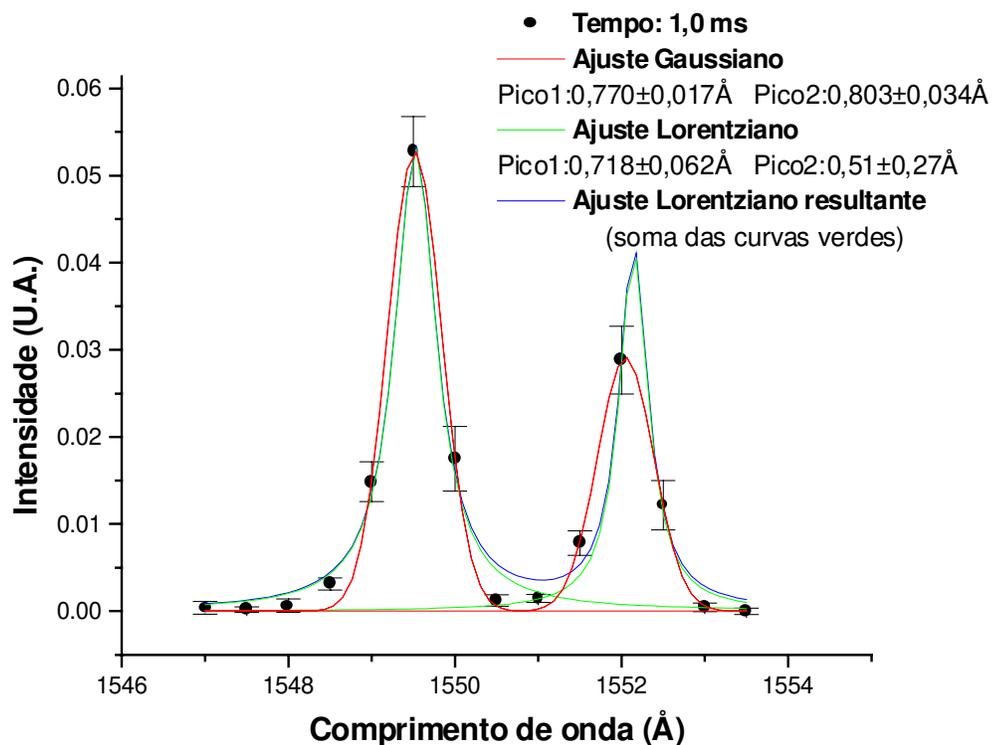


Fig. 5.11 – Perfil das linhas CIV 1548,2 e CIV 1550,7 Å em descarga de limpeza para determinação do alargamento instrumental do espectrômetro McPherson com 30  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas.

### 5.3 - Espectroscopia de Hidrogênio - Séries de Balmer e Lyman

Como o hidrogênio (neutro), com uma energia de ionização de 13,6 eV, encontra-se em sua maior parte na borda do plasma (região mais fria que o centro), a medida do alargamento Doppler das linhas desse elemento não fornecerá temperaturas iônicas elevadas.

Mesmo assim, a medida das emissões espectrais do hidrogênio pode trazer muitas informações úteis sobre o plasma em estudo, tais como o tempo de confinamento  $\tau_p$  e taxa de reciclagem  $R$  de partículas [26,27]. Estes parâmetros são calculados a partir da medida absoluta da intensidade de qualquer linha espectral, não importando a emissão escolhida. No entanto, em recentes trabalhos no tokamak TBR - 1 da USP [27], foram utilizadas as linhas de  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  e  $H_\delta$  para se determinar os mesmos fatores  $\tau_p$  e  $R$ , obtendo valores bastante distintos, com até 30% de variação, o que leva a concluir que um estudo mais minucioso seria necessário. Uma proposta a ser realizada futuramente é o cálculo desses fatores utilizando duas linhas em regiões espectrais distintas, como  $H_\alpha$  (6562,8 Å) e  $L_\alpha$  (1215,7 Å), para verificar com mais segurança se realmente existe tal diferença nos valores calculados.

Neste trabalho, foi medida a emissão de algumas linhas das séries de Balmer e Lyman, comparando seus perfis temporais (como os espectrômetros não possuem calibração absoluta, o cálculo do tempo de confinamento não foi realizado). Essas medidas se mostraram úteis na escolha dos parâmetros adequados para as futuras medidas.

Nas figuras 5.12 a 5.19 pode-se comparar os sinais das linhas  $H_\alpha$  e  $L_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $L_\beta$ ,  $H_\gamma$  e  $L_\gamma$ , e  $H_\delta$  e  $L_\delta$ , em descargas de limpeza e em descargas tokamak. As linhas da série de Balmer foram medidas pelo espectrômetro SPEX, enquanto as linhas da série de Lyman foram medidas pelo espectrômetro McPherson.

Observando as figuras, e os valores de tensão nas fotomultiplicadoras e abertura das fendas presentes nas legendas, nota-se inicialmente que o sinal obtido é mais intenso em descargas de limpeza que em descargas tokamak. Isto deve-se ao fato de que durante a descarga de limpeza, o plasma interage bastante com o limitador e as

paredes. Quando isso ocorre, o plasma esfria-se e os elétrons são desexcitados, de modo que há um grande número de transições eletrônicas por unidade de tempo.

Como os sinais são mais fracos nas descargas tokamak, foi preciso, principalmente nas medidas das linhas da série de Lyman, uma maior abertura das fendas. Não é possível também aumentar a tensão, pois o ruído no sinal aumenta bastante nessas descargas. Devido ao fraco sinal,  $L_{\delta}$  foi medido apenas em descargas de limpeza.

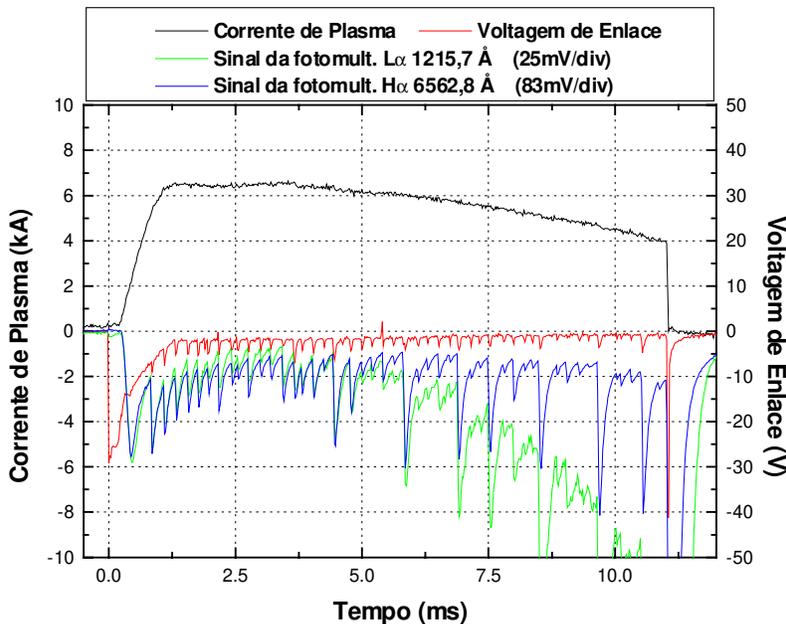
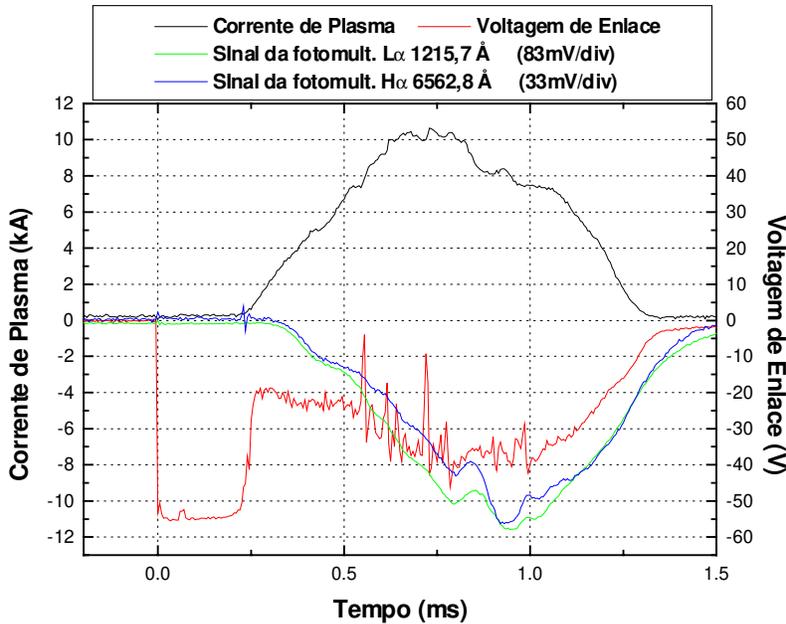
O sinal medido das linhas da série de Lyman é mais fraco que o das linhas da série de Balmer, pois o sistema do UVV não possui lentes de coleta de luz, como o do visível, de forma que o volume de plasma observado é bem menor. Além disso, as linhas dessa série, com exceção de  $L_{\alpha}$ , estão muito próximas do menor comprimento de onda que foi registrado pelo espectrômetro, 904 Å (ver seção 5.5.1).

Com exceção das figuras 5.17 e 5.19, a evolução temporal das linhas das séries de Balmer e Lyman são aproximadamente iguais (isto fica mais evidente na figura 5.14, onde é subtraído o ruído medido com as fendas fechadas). Este já é um primeiro passo para o cálculo do tempo de confinamento, pois, caso a evolução temporal das linhas fosse diferente, provavelmente os valores de  $\tau_p$  calculados por elas seriam diferentes (as diferenças na evolução de  $H_{\gamma}$  e  $L_{\gamma}$ , e  $H_{\delta}$  e  $L_{\delta}$ , são provavelmente devido ao fraco sinal obtido, de modo que tais medidas não possuem uma precisão muito grande).

Além disso, para a realização dessas futuras medidas, será necessário que se elimine as oscilações presentes nos sinais medidos. A teoria de tempo de confinamento pressupõe que haja uma igualdade na produção eletrônica e recombinação dos elétrons com os íons, atingindo uma situação de equilíbrio. Como durante as oscilações há uma variação do número de elétrons desexcitados por unidade de tempo, provavelmente o mesmo ocorre com a densidade eletrônica, de modo que tais medidas podem fornecer valores incorretos de  $\tau_p$ .

Foi medido também o perfil (seguindo os passos descritos na seção 5.2.2) da linha  $L_{\alpha}$ , com 55  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas. Na figura 5.20 encontram-se sinais típicos (corrente de plasma, voltagem de enlace e emissão de  $L_{\alpha}$ ) da descarga. O perfil de  $L_{\alpha}$  pode ser observado nas figuras 5.21 e 5.22 em dois tempos diferentes da descarga. Nota-se que a largura da curva obtida é praticamente igual ao alargamento instrumental

medido na seção 5.2.2 (mantendo-se ao longo da descarga); por causa disto, não foi feito o cálculo de sua temperatura iônica. Isto ocorreu pois, a uma temperatura de por exemplo 10 eV, o alargamento Doppler dessa linha (calculado pela equação 3.28) será aproximadamente  $0,3 \text{ \AA}$ , muito menor que o alargamento instrumental. Mesmo assim, essa medida serviu como um importante teste para a obtenção posterior do perfil de linhas de impurezas.



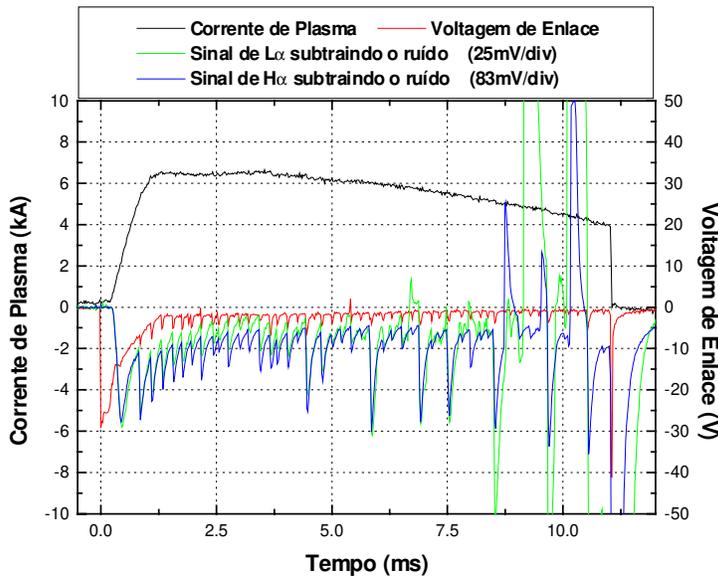


Fig. 5.14 – Comparação de  $H_{\alpha}$  (100  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 1200 V na fotomult.) e  $L_{\alpha}$  (150  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 750 V na fotomult.) em descarga tokamak subtraindo-se o ruído, medido com as fendas fechadas, de cada espectrômetro.

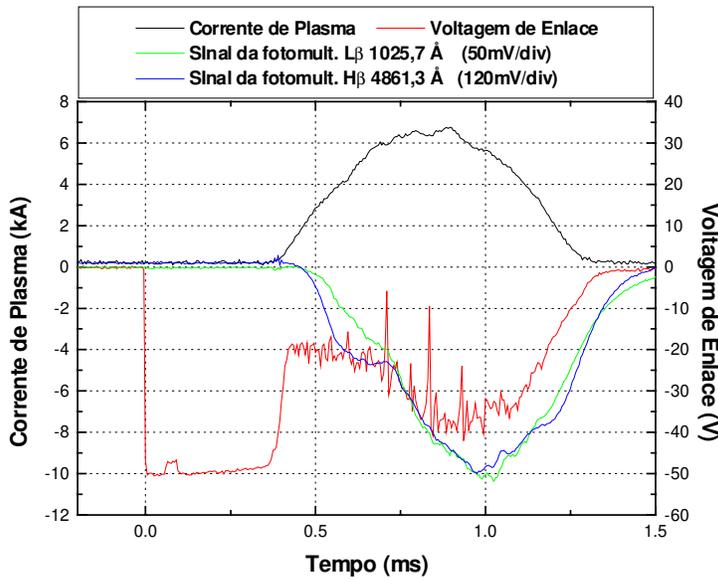


Fig. 5.15 – Comparação de  $H_{\beta}$  (70  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 1200 V na fotomult.) e  $L_{\beta}$  (150  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 1000 V na fotomult.) em descarga de limpeza.

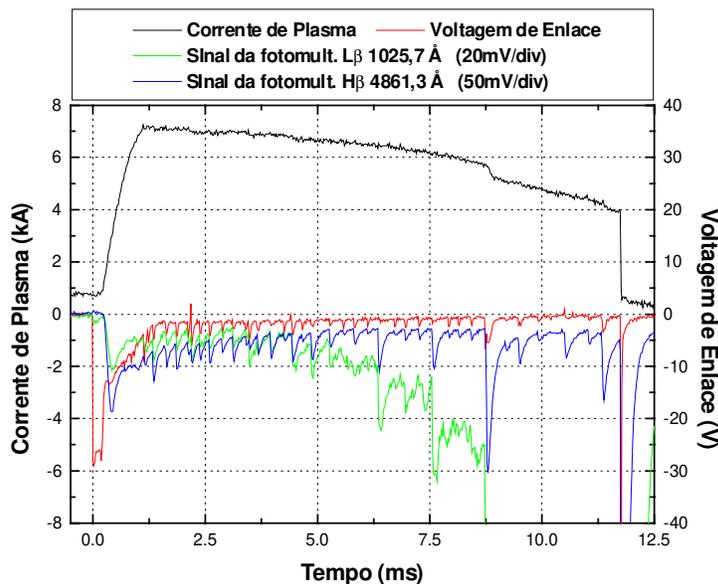


Fig. 5.16 – Comparação de  $H_{\beta}$  (70  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 1200 V na fotomult.) e  $L_{\beta}$  (1000  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 800 V na fotomult.) em descarga tokamak.

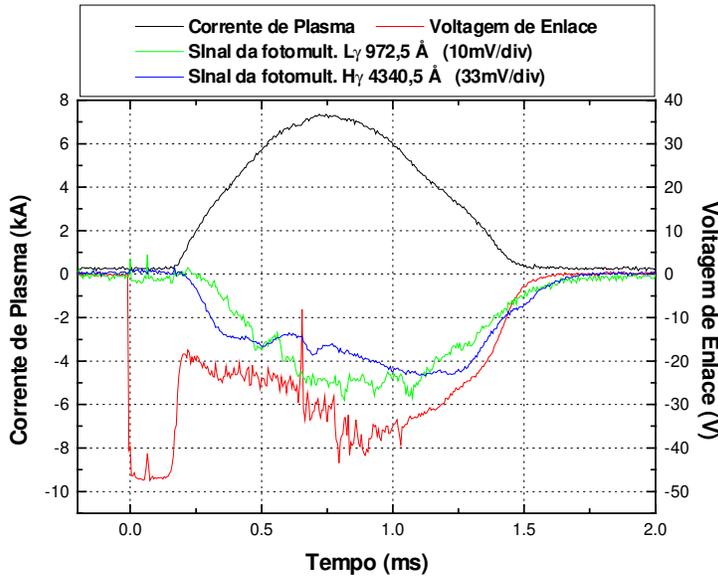


Fig. 5.17 – Comparação de  $H_\gamma$  (70  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 1200 V na fotomult.) e  $L_\gamma$  (150  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 950 V na fotomult.) em descarga de limpeza.

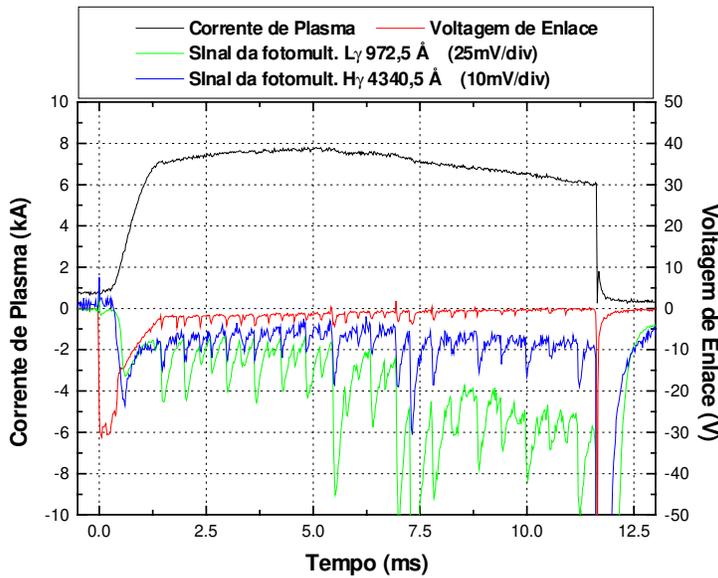


Fig. 5.18 – Comparação de  $H_\gamma$  (100  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 1200 V na fotomult.) e  $L_\gamma$  (1500  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 800 V na fotomult.) em descarga tokamak.

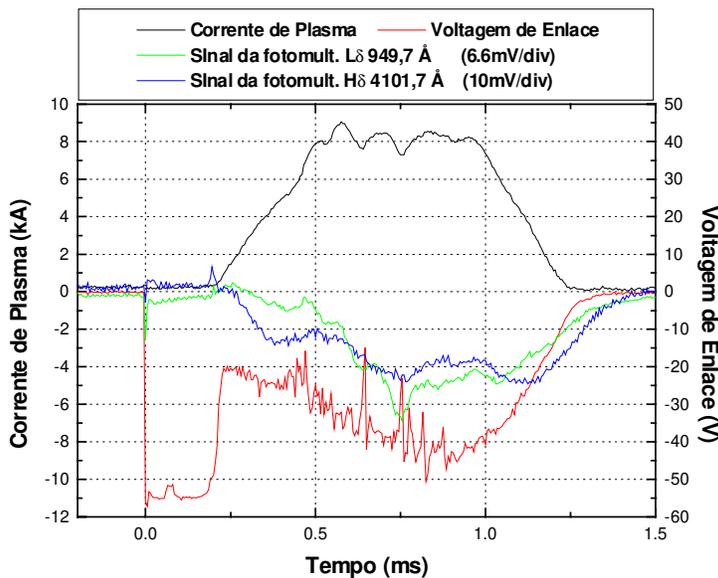


Fig. 5.19 – Comparação de  $H_\delta$  (100  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 1200 V na fotomult.) e  $L_\delta$  (200  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas e 900 V na fotomult.) em descarga de limpeza.

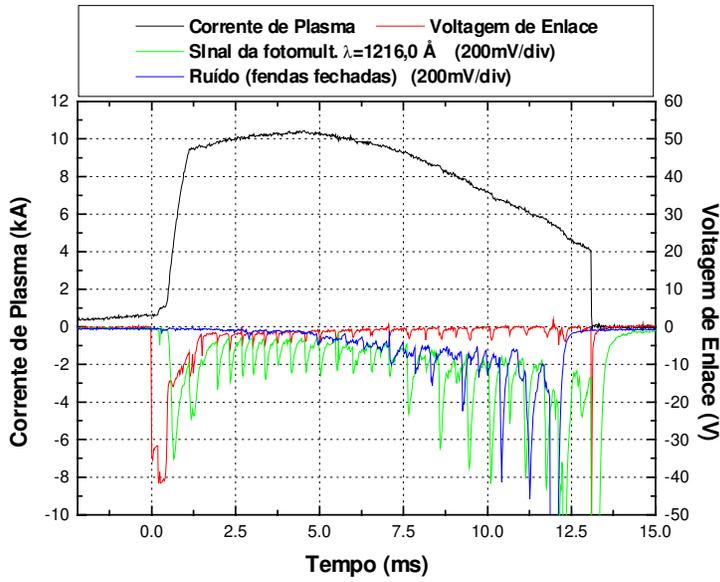


Fig. 5.20 – Descarga do tokamak para medida do perfil de  $L_{\alpha}$ . A medida do ruído foi feita em uma descarga similar à indicada.

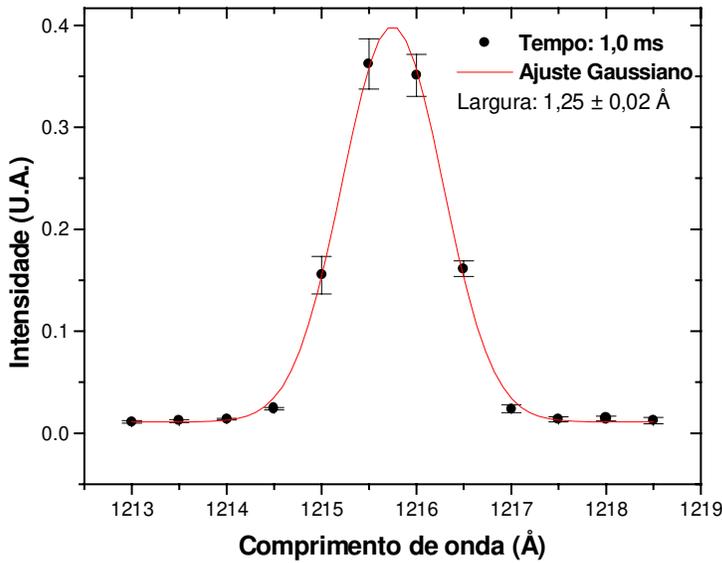


Fig. 5.21 – Perfil medido de  $L_{\alpha}$ .

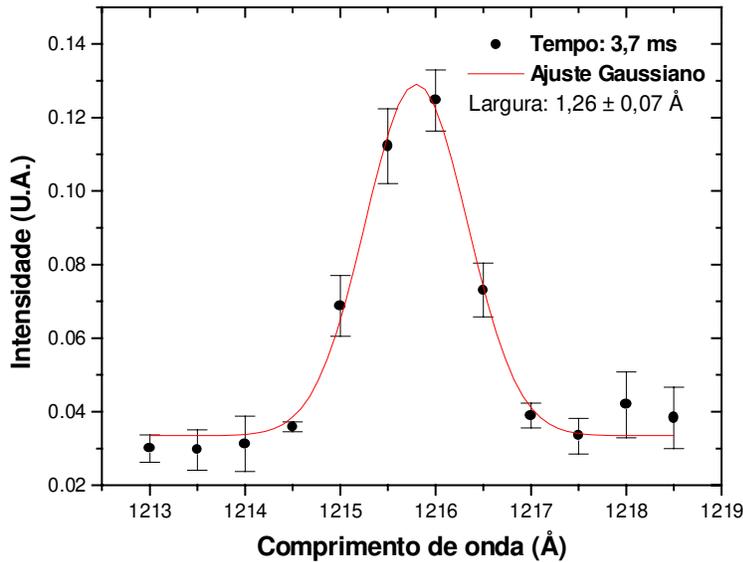


Fig. 5.22 – Perfil medido de  $L_{\alpha}$ .

## 5.4 - Espectroscopia de Hélio

Com um plasma de Hélio, foram medidas as emissões espectrais das linhas HeI 6678,2 Å e HeII 4685,7 Å (o número em algarismos romanos, subtraído da unidade, representa o grau de ionização do íon – HeI: neutro; HeII: uma vez ionizado). Como elas estão na faixa do visível, o alargamento Doppler de tais linhas é maior que, por exemplo, de  $L_{\alpha}$ , ambas à mesma temperatura ( $\Delta\lambda_D^{1/2}$  é proporcional a  $\lambda_0$  pela equação 3.28). Foi calculada assim, a temperatura do HeI em descargas de limpeza e em descargas tokamak, e do HeII nesse último tipo de descarga. Todas essas medidas foram realizadas com o espectrômetro SPEX.

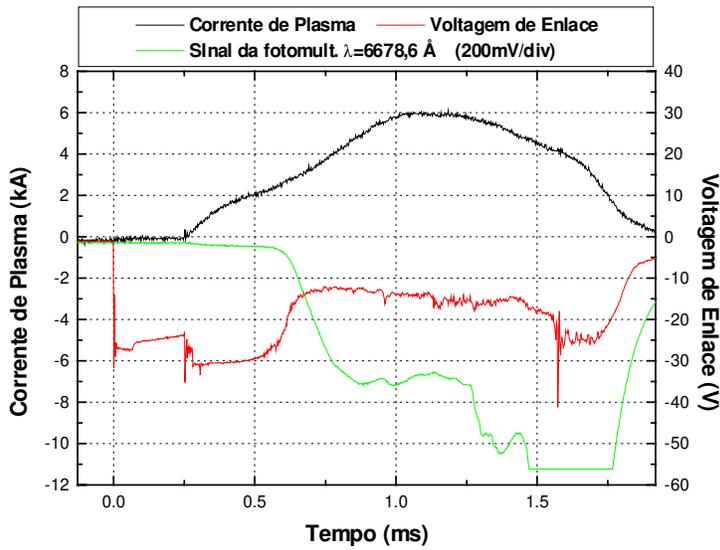
Mesmo as linhas de Hélio possuindo uma forte intensidade, o sinal obtido, principalmente de HeII, não ficou muito maior que o ruído, pois essas medidas foram feitas antes da colocação da óptica de coleta de luz (lentes) descrita na seção 4.2.1.

### 5.4.1 - Medidas de HeI - Descargas de Limpeza

Sinais típicos da corrente de plasma, voltagem de enlace e a emissão da linha de HeI 6678,2 Å em uma descarga de limpeza encontram-se na figura 5.23 (a abertura das fendas utilizada foi de 100  $\mu\text{m}$ ). Na figura 5.24 é possível observar o perfil da linha em um dado tempo da descarga, já com os valores da largura Doppler e temperatura iônica, calculados pelas equações 5.2 e 3.28 respectivamente.

A temperatura iônica foi calculada entre os tempos 0,9 e 1,3 ms, em intervalos de 0,1 ms (figura 5.25). Fora dessa faixa, a largura da curva ajustada era essencialmente a largura instrumental.

Como a temperatura iônica do HeI em descargas de limpeza é de alguns poucos eV, aproximadamente 10 vezes menor que a observada em descarga tokamak, o cálculo do alargamento instrumental do espectrômetro McPherson, apresentado na seção 5.2.2, é válido: apesar do CIV ou CII estarem a uma temperatura provavelmente maior que o HeI nesse tipo de descarga, como essas são linhas de impurezas, e estão situadas no UVV, devem apresentar um alargamento Doppler muito pequeno.



**Tempo - 1,2 ms**  
**Centro - 6678,8 Å**  $\Delta\lambda_{D}^{1/2} = (0,380 \pm 0,048) \text{ \AA}$   
**Temperatura = (2,20 ± 0,39) eV**

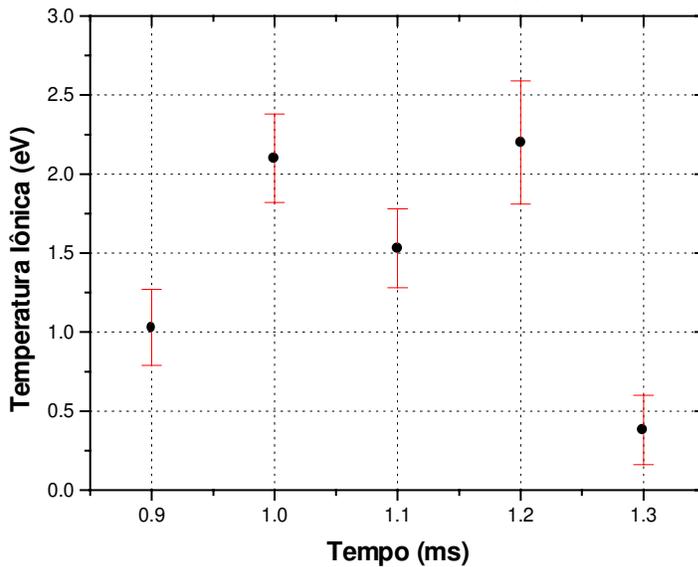
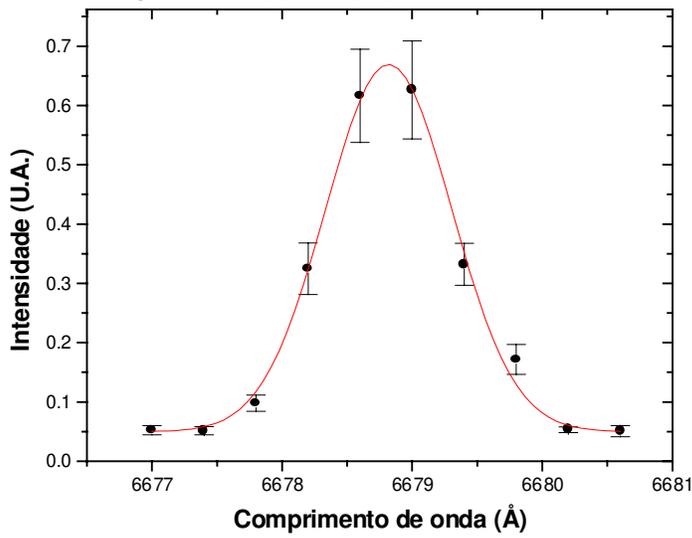


Fig. 5.23 – Medida da linha Hel 6678,2 Å em descarga de limpeza.

Fig. 5.24 – Perfil medido da linha de Hel 6678,2 Å em descargas de limpeza.

Fig. 5.25 – Evolução temporal da temperatura do Hel em descargas de limpeza.

## 5.4.2 - Medidas de Hel - Descargas Tokamak

Em descargas tokamak, o sinal óptico da linha de Hel 6678,2 Å possui alguns picos (oscilações) mais intensos espalhados aleatoriamente ao longo da base do sinal, principalmente quando é ajustado um comprimento de onda perto do centro da linha em estudo (figura 5.26). Se é utilizado um sinal assim, o perfil da linha traçado (para determinação da temperatura iônica) pode ser comprometido, já que, para um dado tempo, pode existir um desses picos no sinal medido para alguns comprimentos de onda, enquanto que para os outros não.

Para possibilitar o trabalho com o sinal, foi então utilizado o comando “Smooth” do osciloscópio no sinal óptico gravado. Dessa forma, é obtido uma curva mais suave (sem perder seu contorno), mas sem os picos intensos que levariam a resultados errôneos (figura 5.26).

Estas descargas foram as melhores conseguidas neste trabalho. Com uma pressão de base inferior à  $10^{-7}$  Torr, o sinal da voltagem de enlace não apresentou as oscilações existentes nas outras descargas e, como resultado, a temperatura calculada durante a descarga revelou um plasma mais quente e melhor confinado.

A evolução temporal da emissão do Hel pode ser melhor visualizada na figura 5.27, onde foi subtraído do sinal (suavizado) para alguns comprimentos de onda, o sinal (também suavizado) de um comprimento de onda longe do centro da linha (no caso 6681,3 Å), onde não há praticamente mais emissão dessa linha. Nota-se que o pico da linha está próximo de 6678,8 Å.

O perfil da linha para dois tempos diferentes (com 100 μm de abertura das fendas), já com os valores calculados do alargamento Doppler e da temperatura iônica, pode ser observado nas figuras 5.28 e 5.29. A evolução temporal da temperatura, entre os tempos de 0,5 e 6,2 ms (em intervalos de 0,1 ms) está apresentada na figura 5.30.

Tomando a média dos 58 valores de temperatura calculados durante a descarga, obtém-se uma temperatura média de  $28,9 \pm 5,8$  eV (o erro representa o desvio padrão da média calculada). Este valor está dentro da barra de erro de quase todos os pontos calculados, e revela um plasma com alta temperatura, já que o Hel se concentra principalmente nas regiões mais frias do plasma.

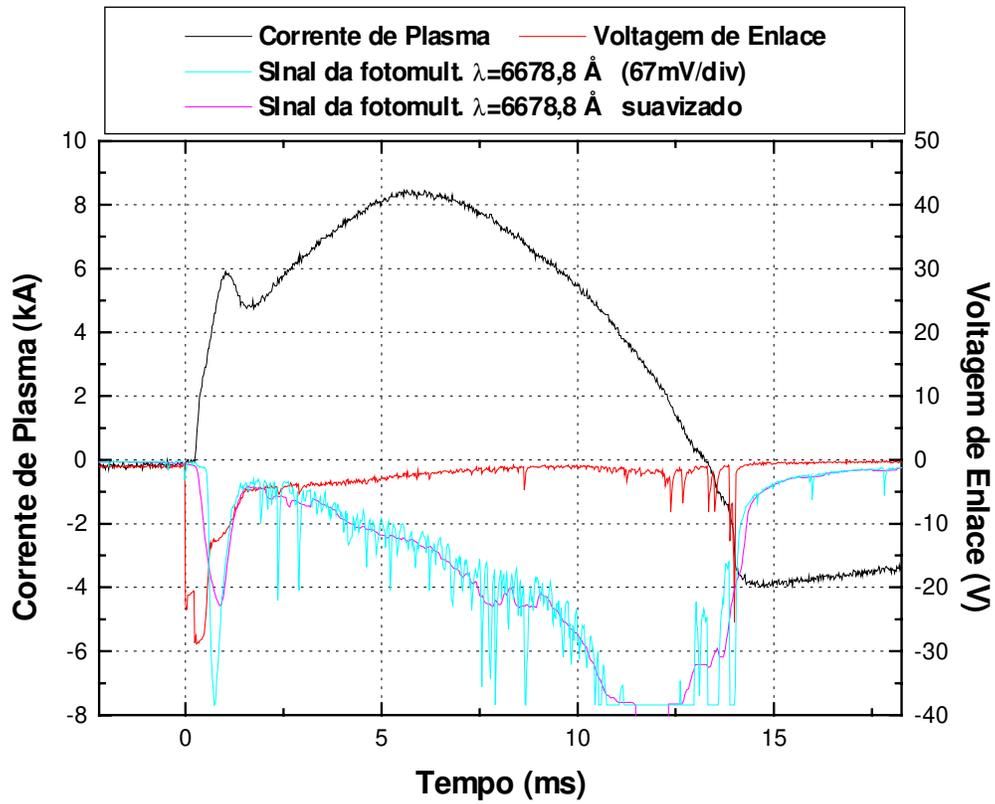


Fig. 5.26 – Medida da linha HeI 6678,2 Å em descarga tokamak.

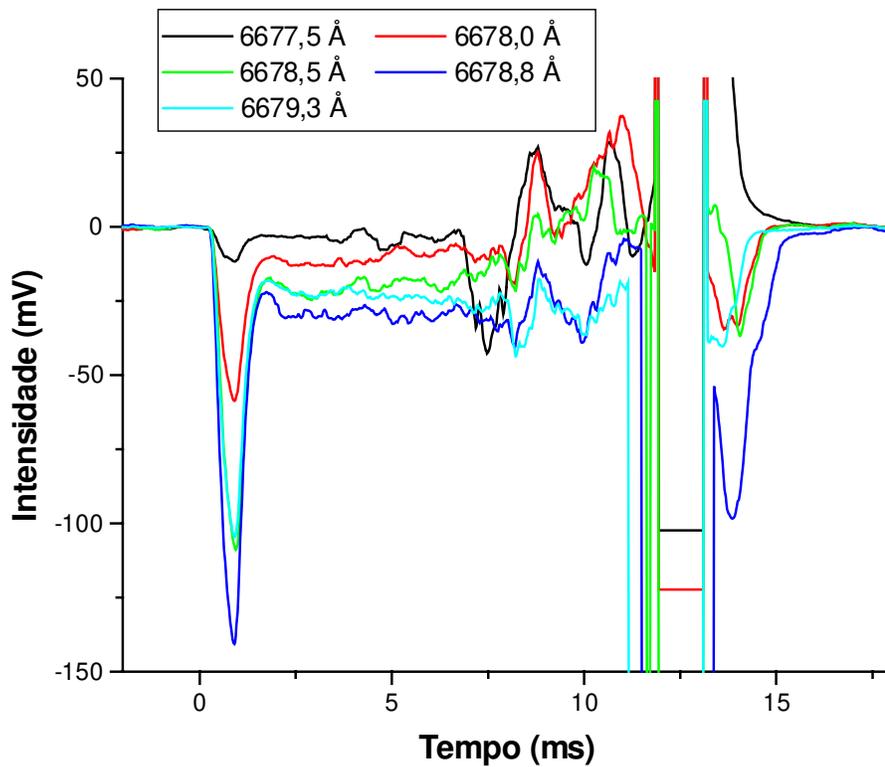


Fig. 5.27 – Sinais da linha de HeI subtraindo-se o ruído de fundo.

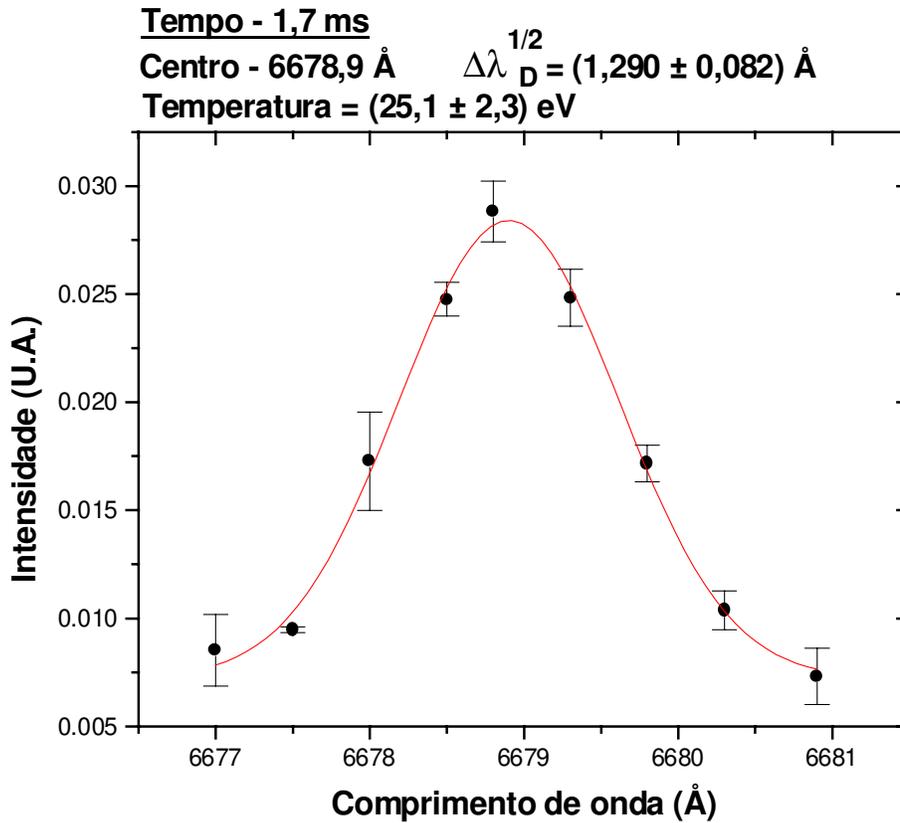


Fig. 5.28 – Perfil medido da linha de Hel 6678,2 Å em descargas tokamak.

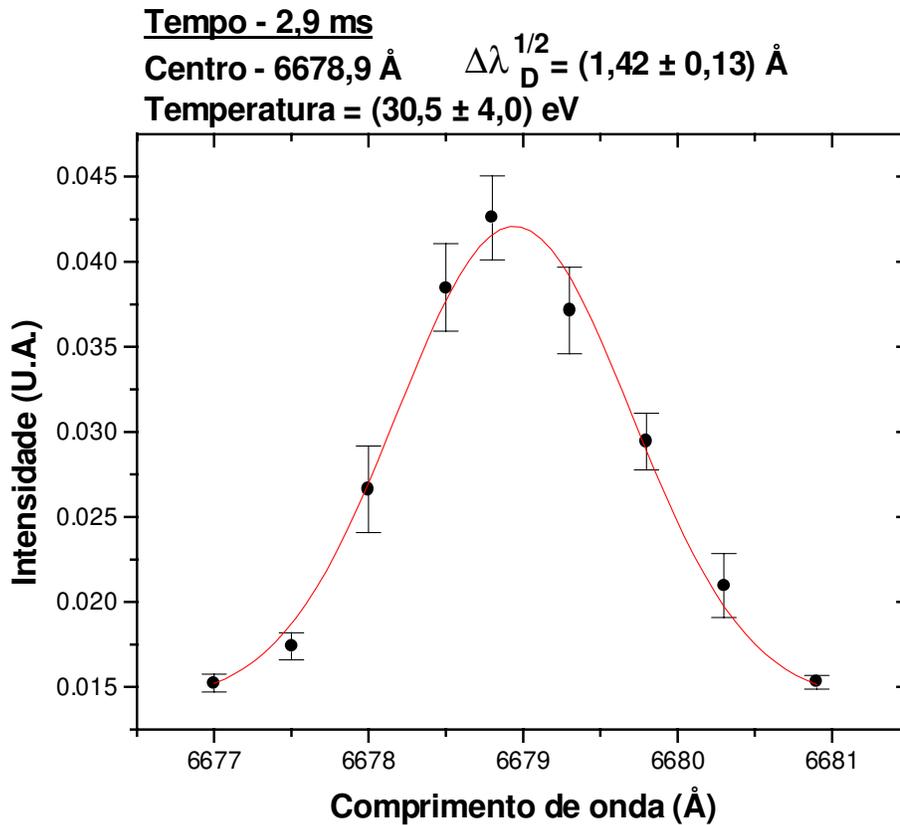


Fig. 5.29 – Perfil medido da linha de Hel 6678,2 Å em descargas tokamak.

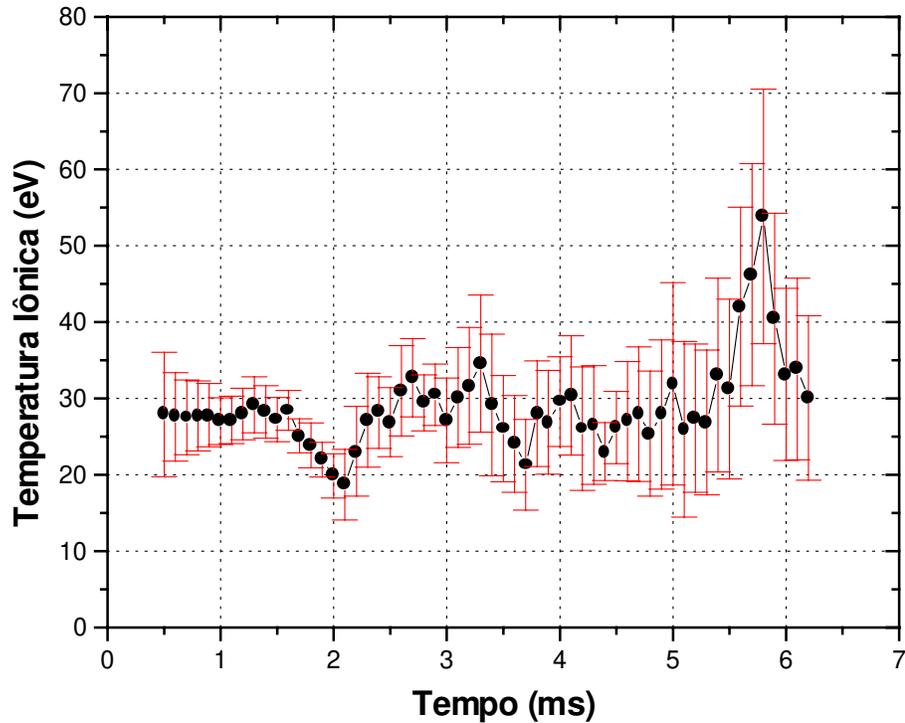


Fig. 5.30 – Evolução temporal da temperatura do Hel em descargas tokamak.

### 5.4.3 - Medidas de Hell

Esperava-se que a medida do alargamento Doppler de uma linha de Hell fornecesse uma temperatura maior que a obtida pelo Hel, pois o Hell concentra-se mais no centro do plasma. Contudo, devido à várias interrupções no bombeamento da câmara, a pressão de base estava ruim ( $\sim 10^{-6}$  Torr). Dessa forma, mesmo mantendo os mesmos parâmetros utilizados nas descargas das medidas do Hel, não foi possível conseguir descargas sem as oscilações na voltagem de enlace e no sinal óptico. Isto pode ser visto na figura 5.31, na qual encontram-se os sinais de corrente de plasma, voltagem de enlace e emissão da linha Hell 4685,7 Å em uma descarga, juntamente com o ruído da fotomultiplicadora, medido com as fendas fechadas (note que, como não havia sistema de lentes de coleta de luz, o sinal é pouco maior que o ruído).

Nas figuras 5.32 e 5.33, pode ser observado o perfil da linha (com 100  $\mu\text{m}$  de abertura das fendas) para dois tempos diferentes.

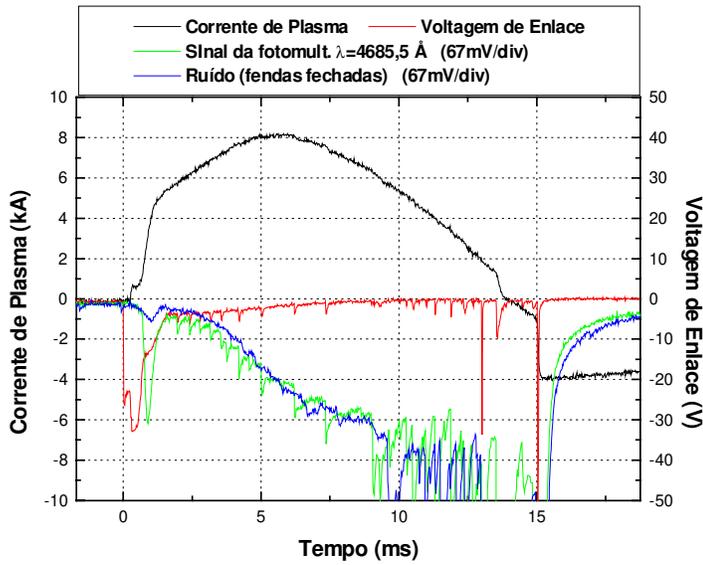


Fig. 5.31 – Medida da linha Hell 4685,7 Å em descarga tokamak. A medida do ruído foi feita em uma descarga similar à indicada.

**Tempo - 4,5 ms**  
**Centro - 4685,7 Å**     $\Delta\lambda_D^{1/2} = (0,55 \pm 0,22) \text{ \AA}$   
**Temperatura = (9,1 ± 5,3) eV**

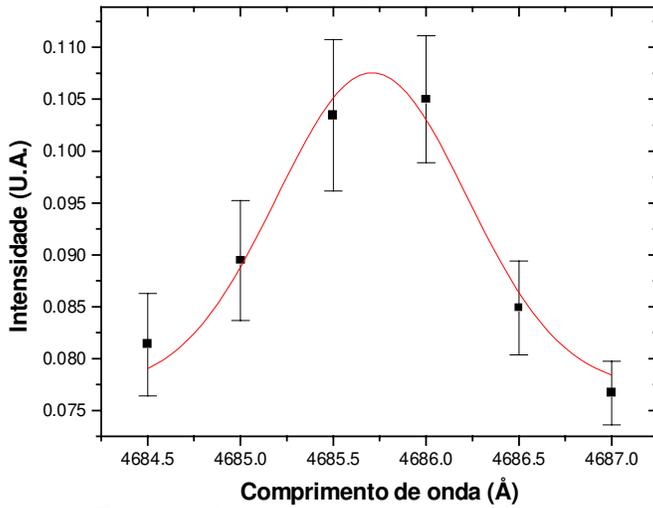


Fig. 5.32 – Perfil medido da linha de Hell 4685,7 Å em descargas tokamak.

**Tempo - 5,2 ms**  
**Centro - 4685,7 Å**     $\Delta\lambda_D^{1/2} = (0,67 \pm 0,25) \text{ \AA}$   
**Temperatura = (13,9 ± 7,2) eV**

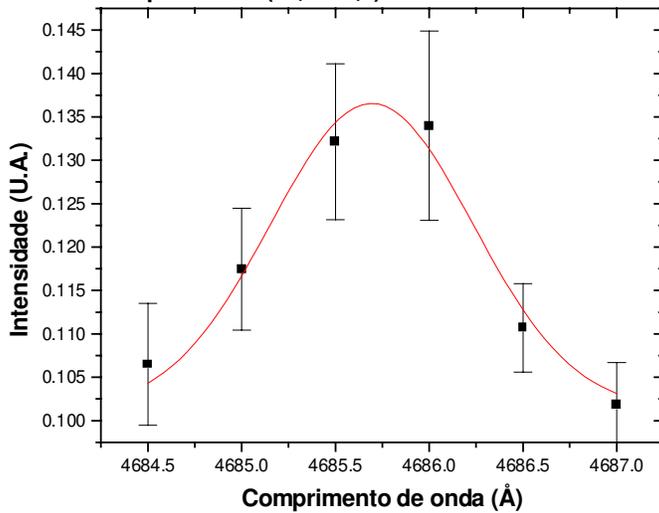


Fig. 5.33 – Perfil medido da linha de Hell 4685,7 Å em descargas tokamak.

Na figura 5.34 é mostrada a evolução da temperatura iônica durante a descarga. Para tempos inferiores a 3,4 ms o alargamento medido é essencialmente o instrumental, e superiores a 5,7 ms, o erro na largura da curva ajustada torna-se excessivamente grande. Isto mostra que o plasma demora para conseguir um aquecimento eficiente e, quando a temperatura atinge valores mais altos, o grande erro no seu valor impede que se continue a monitorar sua evolução. Essa grande diferença no comportamento da temperatura em relação àquela medida para o Hel mostra que é essencial manter uma pressão de base bem reduzida para se obter um plasma mais quente.

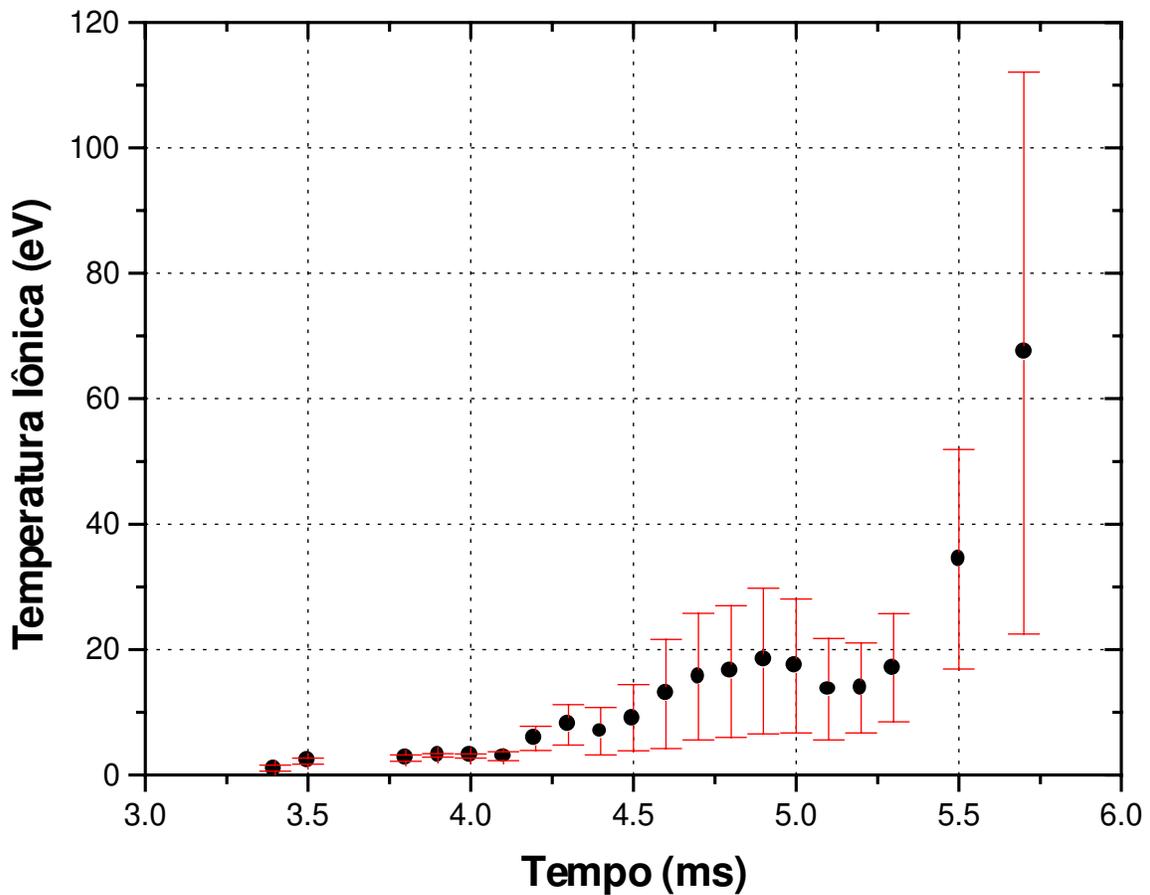


Fig. 5.34 – Evolução temporal da temperatura do Hell em descargas tokamak.

## 5.5 - Espectroscopia de Impurezas

Determinar o valor da temperatura nas regiões mais quentes do plasma é muito importante em máquinas destinadas à fusão nuclear, como o tokamak, já que altas temperaturas são essenciais para obter-se fusão nuclear de maneira sustentada. Como as impurezas com alto grau de ionização, encontram-se, em sua maioria, no centro mais quente do plasma, a medida do alargamento Doppler de uma dessas impurezas pode fornecer uma estimativa da temperatura iônica nessas regiões.

Nesta seção, trabalhando-se com um plasma de hidrogênio, são apresentadas: a determinação do menor comprimento de onda medido pelo espectrômetro McPherson, a comparação da evolução temporal das linhas de carbono com diferentes graus de ionização, e a determinação da temperatura iônica por medidas das linhas de CIII e OII no visível e CIV no UVV.

### 5.5.1 - Determinação do Menor Comprimento de Onda Medido pelo Espectrômetro McPherson

Como discutido na seção 4.1.1, os espectrômetros de incidência normal, como o utilizado aqui, são eficientes na medida de radiação com comprimento de onda superior a 500 Å. Procurou-se então determinar qual o menor comprimento de onda que poderia ser detectado pelo espectrômetro, através da tentativa de medida das linhas mais intensas de carbono e oxigênio, entre 500 e 1000 Å (dadas por [25]). Foram utilizadas descargas de limpeza pois, como observado anteriormente, os sinais nessas condições são maiores e com menos ruído que em descargas tokamak.

Só foi possível detectar algum sinal de linhas espectrais acima dos 900 Å. A transição do CII 904 Å foi a de menor comprimento de onda detectado. Sinais dessa descarga encontram-se na figura 5.35.

Como esse espectrômetro utiliza uma bomba difusora a óleo há muito tempo, já pode ter-se formado uma película de óleo sobre a rede de difração a qual impede que o limite de 300 Å, dado pelo fabricante, seja alcançado. Além disso, como visto na

seção 4.3.1, apesar das pressões no interior do sistema de vácuo e do espectrômetro estarem baixas, existe a absorção entre 300 Å e 900 Å devido a presença dos gases do ar e impurezas.

Provavelmente a principal causa que impossibilitou a medida de comprimentos de onda menores que 900 Å deve ser então a qualidade da rede de difração, de modo que se for utilizado uma rede nova e de melhor qualidade, deverá ser possível detectar radiação com comprimentos de onda menores. A instalação de um sistema de vácuo com uma bomba turbomolecular mais eficiente para o espectrômetro seria interessante, pois impediria a deposição de óleo sobre a nova rede de difração e garantiria que o problema da absorção do ar seria reduzido ou até anulado.

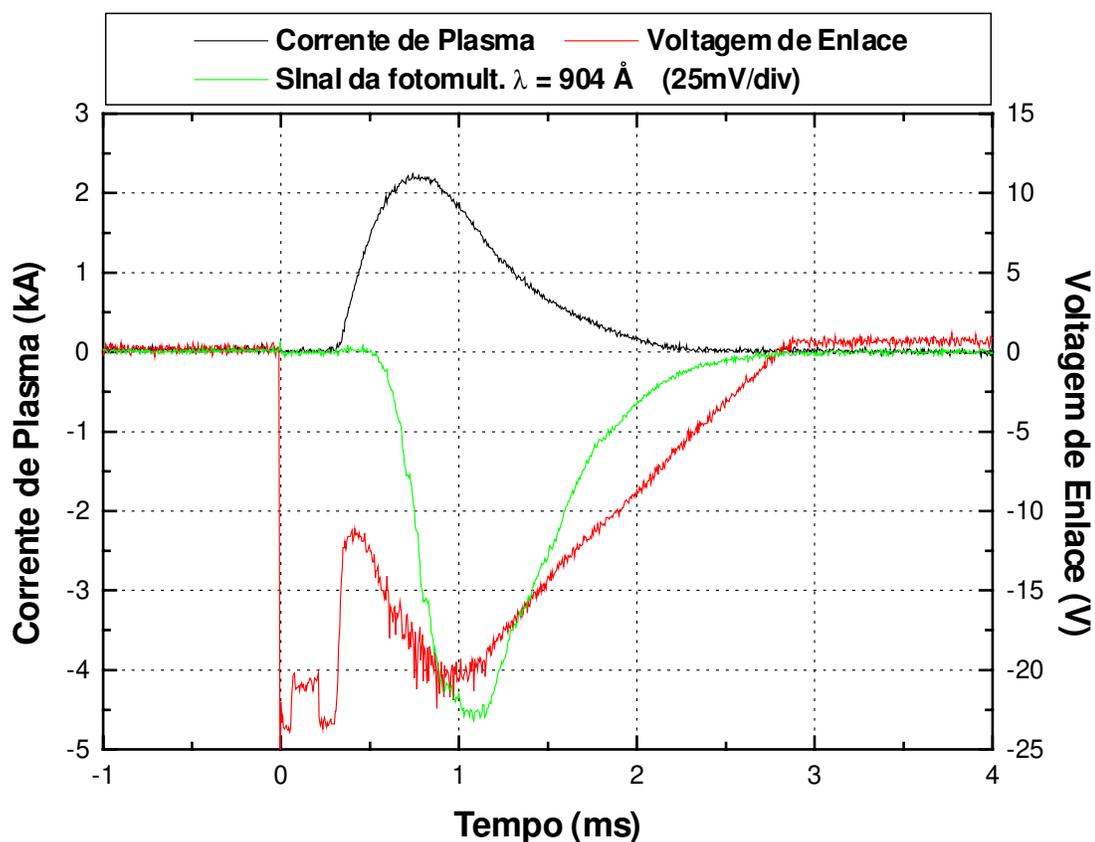


Fig. 5.35 – Sinal da emissão de CII 904 Å (menor comprimento de onda detectado pelo espectrômetro) em descarga de limpeza.

### 5.5.2 - Comparação da Evolução Temporal das Linhas de Carbono com Diferentes Graus de Ionização

Foram medidas e comparadas a evolução temporal das linhas de carbono com diferentes graus de ionização. Tais medidas foram realizadas em descargas de limpeza com pouco aquecimento ôhmico, pois nesses casos é possível obter descargas praticamente iguais umas às outras. Foi utilizado o espectrômetro no UVV, pois a sua faixa de trabalho (em comprimentos de onda) é maior. Assim, foi possível escolher linhas mais intensas que as existentes no visível (com destaque para a linha CIV 1548 Å).

Na figura 5.36, observa-se a corrente de plasma e a voltagem de enlace medidas durante as descargas, juntamente com a emissão das linhas CI 2967 Å, CII 4267 Å, CIII 2297 Å e CIV 1548 Å. Na figura 5.37 é feito um “zoom” dessas mesmas linhas.

Pelas figuras, observa-se que quanto maior o grau de ionização do íon emissor, maior é a demora no início da emissão da linha. Isto ocorre, pois o plasma demora um certo tempo para se aquecer e conseqüentemente produzir íons com alto grau de ionização. Dessa forma, logo quando a corrente de plasma é estabelecida, já é possível observar emissão de CI, pois os átomos de carbono (neutros) estão presentes desde o início da descarga. Contudo, o início da detecção da emissão de uma linha por exemplo do CIV, demora mais, já que este íon praticamente não existe no início da descarga, e apenas após um certo tempo de aquecimento estará presente em grandes quantidades.

Nota-se também que os picos de emissão das linhas com maior grau de ionização ocorrem antes. Este comportamento é devido provavelmente ao resfriamento do plasma. Quando isso começa a ocorrer, diminuem o número de íons com alto grau de ionização, aumentando assim o número de íons menos ionizados. Dessa forma, a emissão do CIV atinge o pico antes das outras; após isso o número desses íons passa a diminuir produzindo mais íons CIII, CII e CI, de modo que o sinal emitido por eles aumenta. O mesmo processo ocorre em seguida com íons menos ionizados.

Essa hipótese ganha força com as medidas de HeI em descargas de limpeza. Nestas medidas, mesmo com um padrão de corrente bem diferente, a queda no valor da temperatura iônica (fig. 5.25) ocorre pouco depois do pico da corrente (fig.5.23). O mesmo ocorre neste caso; no qual o pico de CIV ocorre pouco após o pico da corrente.

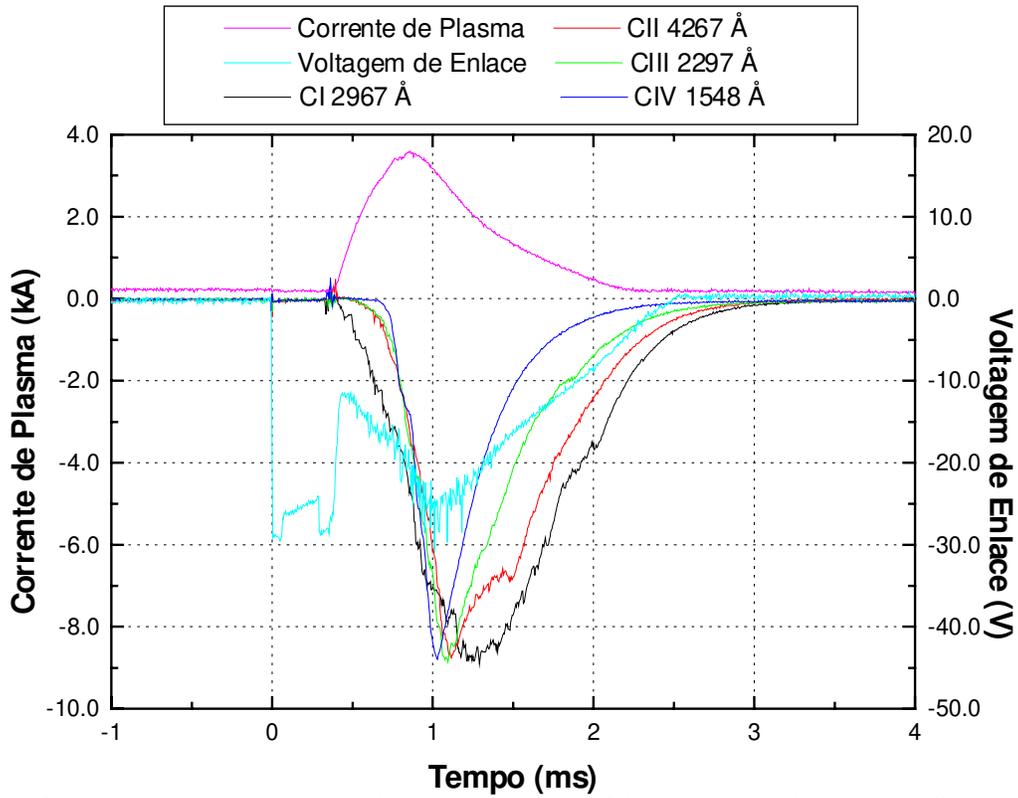


Fig. 5.36 – Comparação da emissão do carbono com vários graus de ionização diferentes.

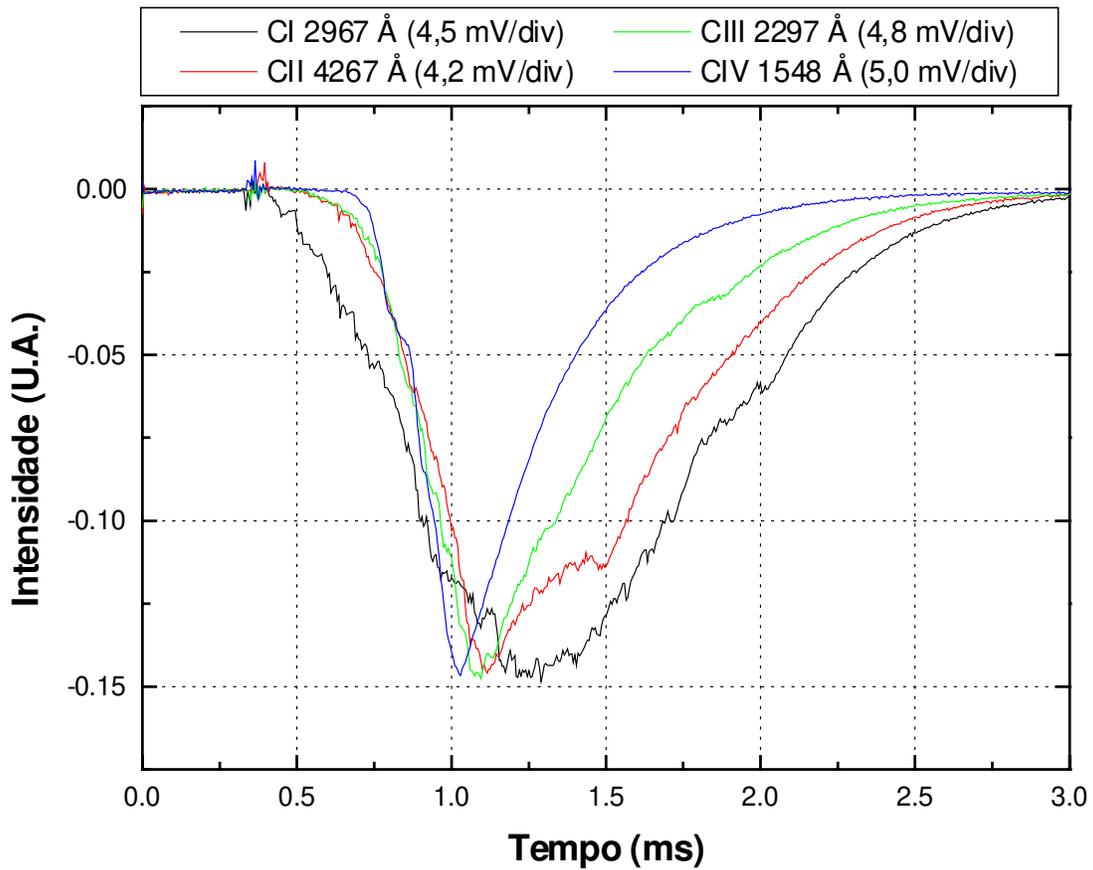


Fig. 5.37 – Comparação da emissão do carbono com vários graus de ionização diferentes.

### 5.5.3 - Medidas de CIII e OII no Visível

Para a determinação de temperaturas iônicas mais elevadas, foi estudada com o espectrômetro SPEX, uma faixa de 6,5 Å na região de 4650 Å, onde existem algumas linhas de CIII (potencial de ionização igual a 47,9 eV) e OII (potencial de ionização igual a 35,1 eV). Como o alargamento Doppler de impurezas não é muito grande, foi utilizada uma pequena abertura de fenda, 60 µm, para que o alargamento instrumental não seja muito influente (foi possível reduzir a abertura das fendas em relação às medidas com Hélio devido à colocação das lentes de coleta de luz).

Na figura 5.38 encontram-se a corrente de plasma, voltagem de enlace e o sinal da fotomultiplicadora para dois comprimentos de onda (além do ruído obtido com as fendas fechadas). A pressão de base na câmara do tokamak estava em  $2 \times 10^{-7}$  Torr.

Para o traçado do perfil das linhas, o sinal óptico foi suavizado, como discutido na seção 5.4.2. Nas figuras 5.39 e 5.40, pode ser visto o sinal obtido em função do comprimento de onda para dois tempos diferentes da descarga. Nitidamente é notada a presença de pelo menos quatro linhas espectrais diferentes, que foram identificadas como: CIII 4647,4 Å, OII 4649,1 Å, CIII 4650,3 Å e CIII 4651,0 Å; o valor do pico das linhas medidas não é igual ao tabelado, mais a separação entre os picos é praticamente a mesma das linhas apresentadas acima. Foi feito então um ajuste gaussiano de quatro picos (testou-se vários parâmetros iniciais para o ajuste, mas a variação da largura dos picos ficou dentro do erro fornecido pelo programa).

Os valores das larguras calculadas para os picos 3 e 4 variam muito de um tempo a outro da descarga, além de possuírem erros muito grandes. A provável causa é a presença de mais uma outra linha nessa região que, apesar de não estar evidente, afeta a largura calculada dos picos. Consultando [25], essa linha deve ser OII 4650,8 Å. Tentou-se fazer um novo ajuste para cinco picos, mas o programa não forneceu uma curva satisfatória.

Dessa forma, para os cálculos de temperatura iônica, utilizou-se a largura calculada apenas para os dois primeiros picos. Mesmo assim, pelo fato da linha de OII estar muito próxima dos outros dois picos, sua largura calculada apresenta um erro

maior que a do primeiro pico de CIII. Por esse motivo o valor da sua largura variou mais que a do CIII entre um tempo e outro da descarga.

Assim, na figura 5.41 é possível observar o valor da temperatura iônica do CIII e do OII entre os tempos 1,0 e 5,0 ms (a largura medida do CIII em 1,0 ms é essencialmente a instrumental e, em 5,0 ms, o erro calculado da largura do OII é demasiadamente alto). Observa-se que o comportamento temporal da temperatura do CIII segue o mesmo padrão do medido para o Hell, iniciando baixa mas apresentando uma tendência de aumento durante a descarga. Como esperado, o valor da temperatura é maior que a calculada para o Hélio. Ainda assim, já que a temperatura não é tão alta no início da descarga, o plasma produzido nessa situação não deve ser tão quente quanto aquele das medidas do Hel (outra indicação disso é a presença das oscilações nos sinais ópticos e na voltagem de enlace).

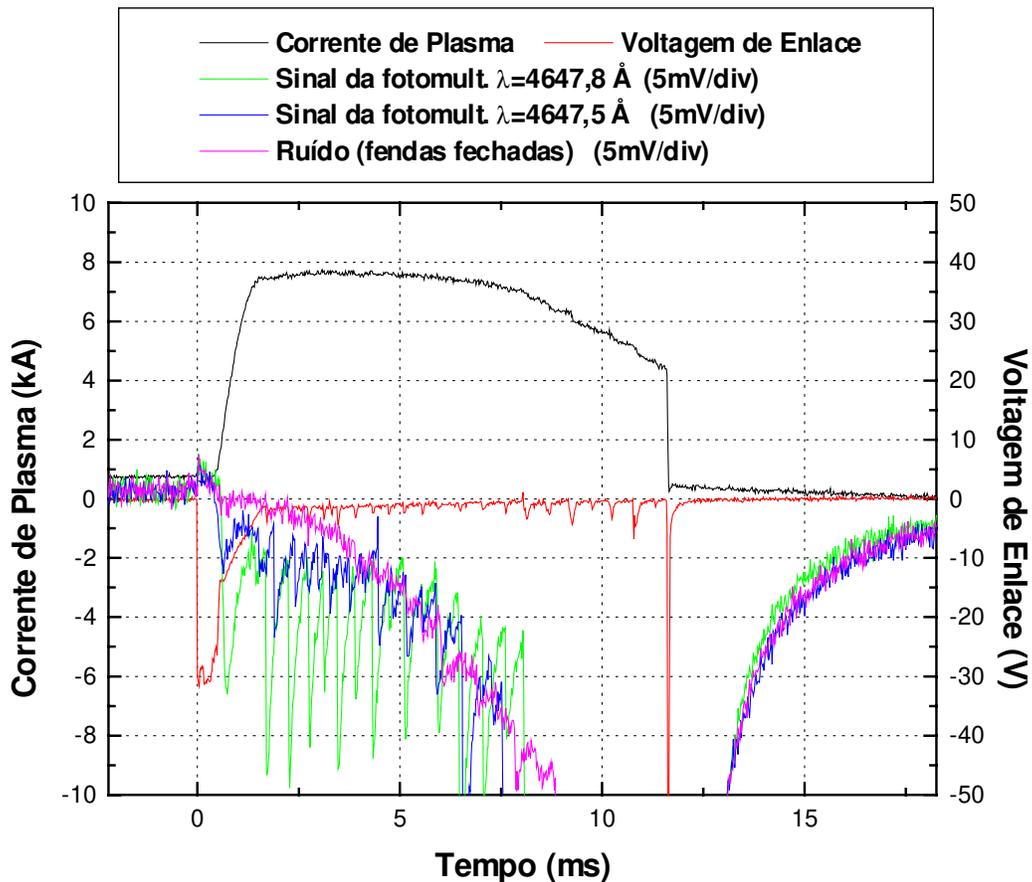


Fig. 5.38 – Descarga do tokamak para obtenção da temperatura iônica do CIII. Comparação do ruído com o sinal próximo do pico de uma linha de CIII. O ruído e o sinal da fotomultiplicadora com  $\lambda = 4647,5 \text{ \AA}$  foram obtidos em descargas similares à indicada.

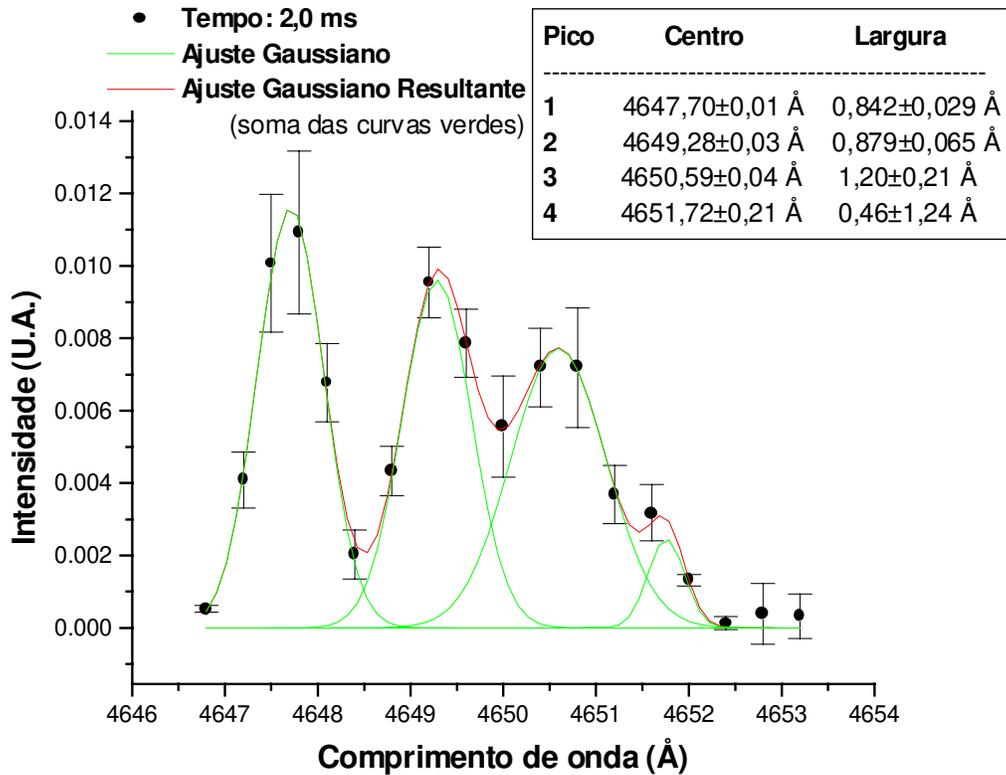


Fig. 5.39 – Ajuste gaussiano de 4 picos para identificação das linhas presentes na faixa espectral estudada e obtenção de suas larguras.

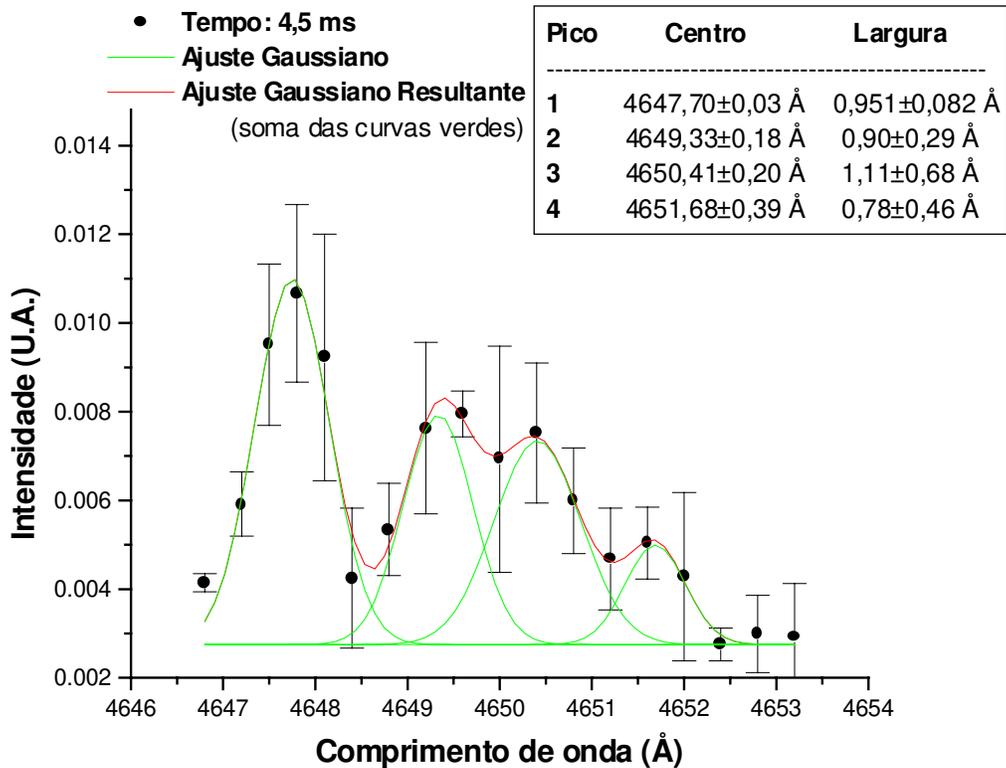


Fig. 5.40 – Ajuste gaussiano de 4 picos para identificação das linhas presentes na faixa espectral estudada e obtenção de suas larguras.

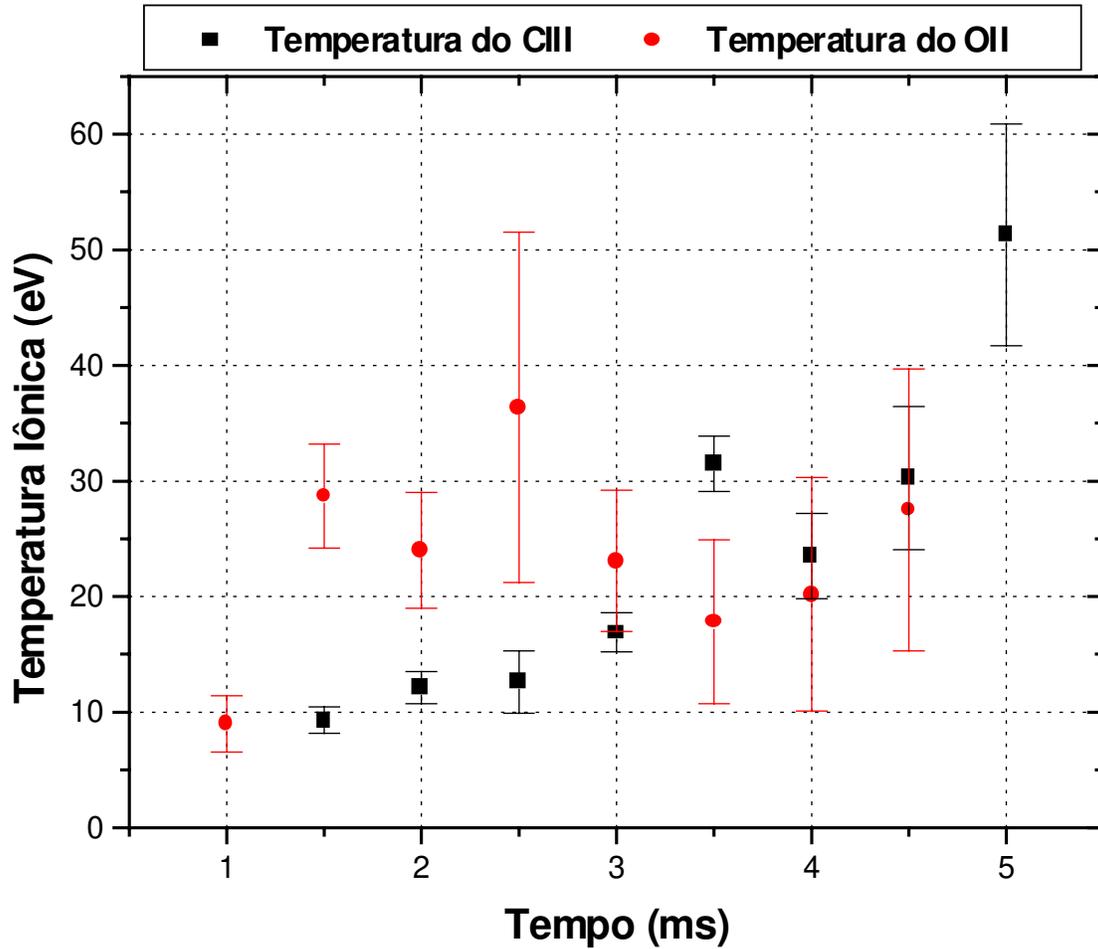


Fig. 5.41 – Evolução das temperaturas iônicas do CIII e do OII em descargas tokamak.

#### 5.5.4 - Medidas de CIV no UVV

Para tentar calcular temperaturas maiores que as fornecidas pelo CIII e o OII, foi feita a medida do alargamento Doppler das linhas CIV 1548,2 Å e CIV 1550,8 Å (potencial de ionização igual a 64,5 eV) utilizando-se o espectrômetro McPherson. Tal espectrômetro foi utilizado para as medidas, pois as linhas do CIV no visível são muito menos intensas que estas escolhidas (por sinal, elas representam a transição do primeiro estado excitado para o nível fundamental do CIV). A abertura escolhida das fendas do aparelho foi 30  $\mu\text{m}$  e a pressão de base da câmara do tokamak era igual a  $1,2 \times 10^{-7}$  Torr.

Como pode ser visto na figura 5.42 o sinal óptico é muito fraco, e se sobressai ao ruído apenas nos instantes iniciais da descarga. Mesmo assim, não utilizou-se aberturas de fendas maiores, pois, neste caso, o alargamento instrumental iria mascarar o alargamento Doppler. Como resultado, só foi possível obter o perfil das linhas entre 0,7 e 1,7 ms (figuras 5.43 e 5.44).

Entre 0,7 e 1,1 ms, o alargamento do segundo pico de CIV apresentou um erro muito grande, levando a valores incoerentes de temperatura. Nos outros instantes calculados, a largura medida das duas linhas não diferiu muito. Isto já era esperado, pois ambas são linhas do CIV com comprimentos de onda bem próximos. Dessa forma, o valor da temperatura calculada em 1,7 ms é o mais confiável, pois nesse instante, o alargamento Doppler medido dos dois picos é aproximadamente igual (figura 5.45).

O intervalo de tempo em que foi possível calcular a temperatura do CIV é muito pequeno para permitir uma análise da evolução da temperatura durante toda a descarga do tokamak. Mesmo assim, no intervalo em questão, a figura 4.45 mostra que é possível afirmar que o plasma atinge, em suas regiões mais quentes, uma temperatura de pelo menos 60 - 80 eV.

Convém ressaltar novamente que o objetivo deste trabalho não é obter temperaturas iônicas bem elevadas; mas sim, instalar os espectrômetros no visível e no UVV e comprovar a eficiência das medidas espectroscópicas para uma boa caracterização do plasma em estudo. Dessa forma, as medidas do alargamento do Doppler do CIV, além de fornecerem uma estimativa da temperatura do plasma nas condições atuais (ainda que estas não sejam as ideais), representam um importante passo para mostrar a viabilidade e detectar as principais dificuldades das medidas do perfil (e cálculo da largura) de linhas de impurezas no UVV. Tais medidas serão muito importantes dentro em breve, quando deverão ser novamente realizadas com um plasma já em melhores condições, revelando assim os reais valores de temperatura iônica, além de outros parâmetros de interesse, que podem ser alcançados com este tokamak.

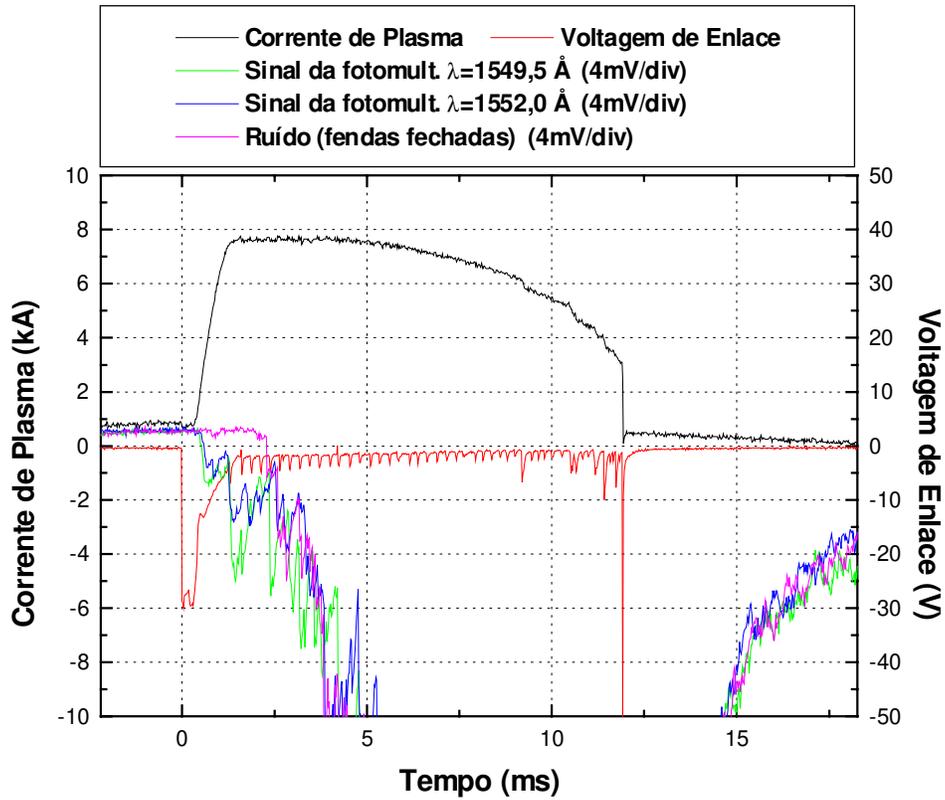


Fig. 5.42 – Descarga do tokamak para obtenção da temperatura iônica do CIV (comparação do ruído com o sinal próximo do pico de uma linha de CIV). O ruído e o sinal da fotomultiplicadora com  $\lambda = 1552,0 \text{ \AA}$  foram obtidos em descargas similares à indicada.

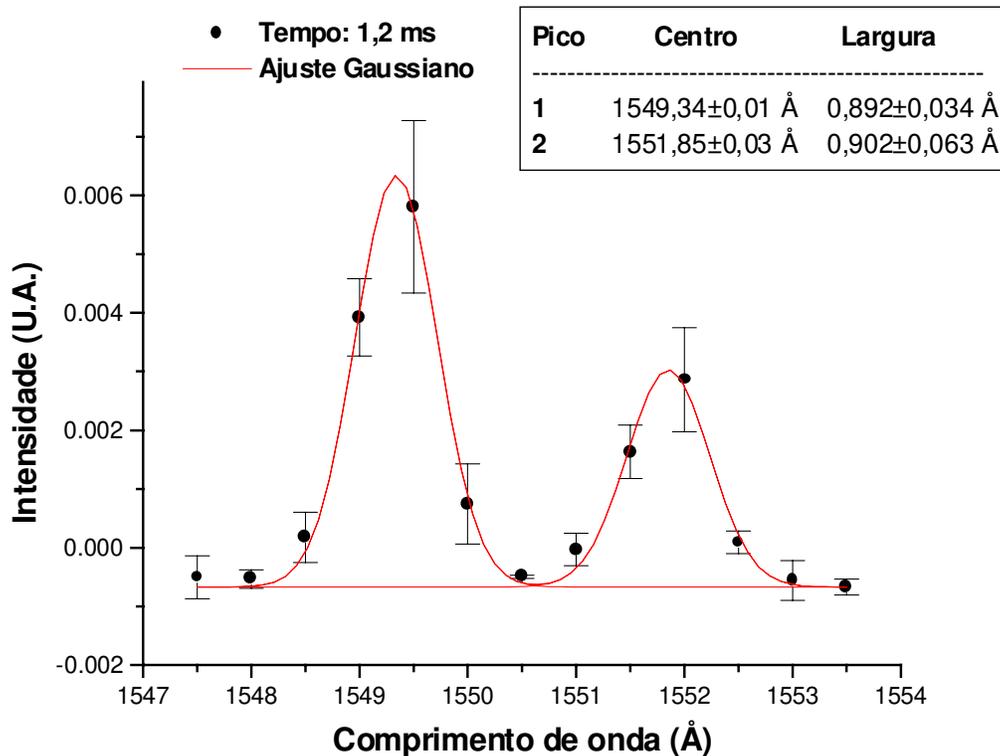


Fig. 5.43 – Ajuste gaussiano para determinação do perfil das linhas de CIV.

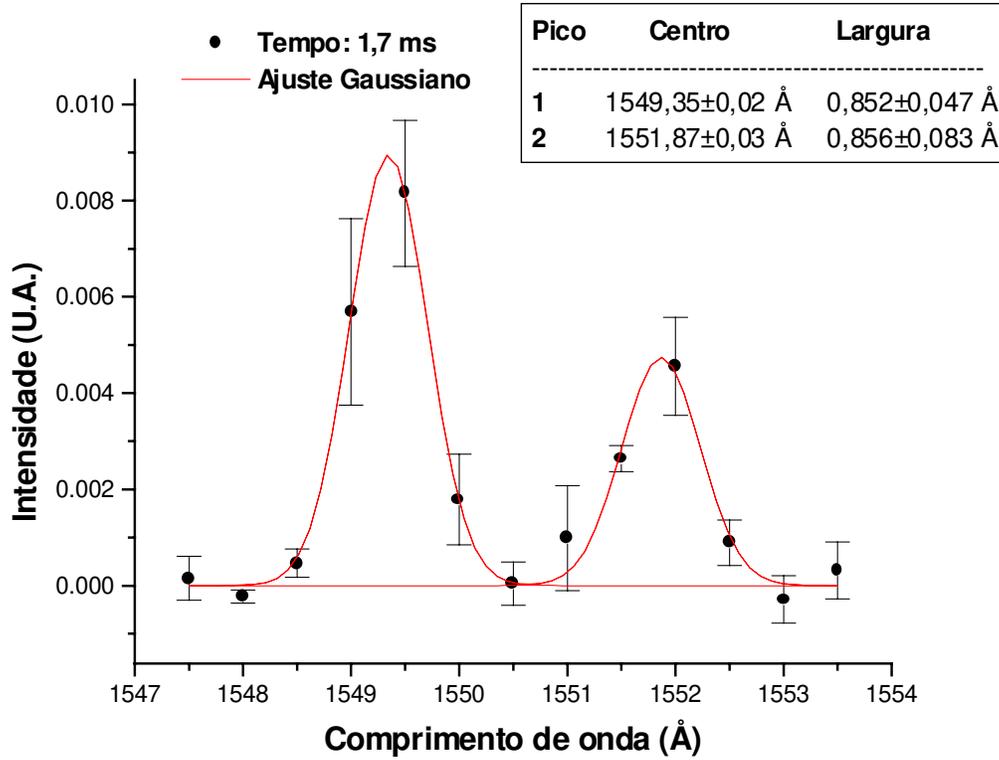


Fig. 5.44 – Ajuste gaussiano para determinação do perfil das linhas de CIV.

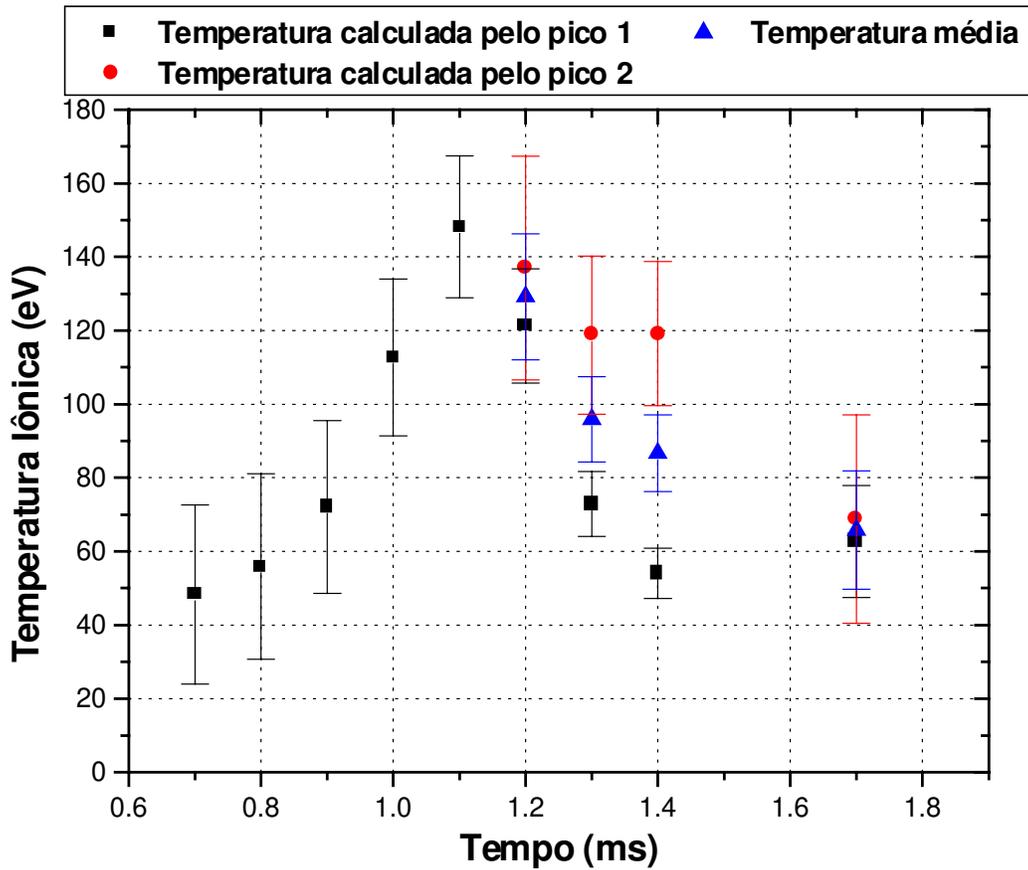


Fig. 5.45 – Evolução da temperatura iônica do CIV em descargas tokamak.

## Capítulo 6 - Conclusões

Este trabalho representa a primeira pesquisa mais profunda realizada no tokamak NOVA-UNICAMP desde sua chegada ao Laboratório de Plasmas da UNICAMP em 1996, iniciando assim, uma série de relevantes estudos a serem desenvolvidos nessa máquina em um futuro próximo. Estes estudos, juntamente com aqueles que serão produzidos nos tokamaks TCA-BR da USP e ETE do INPE, devem levar a Física de Plasma no país a um grande avanço nos próximos anos.

Um dos destaques deste trabalho de tese é o emprego, pela primeira vez no Brasil, da espectroscopia no ultravioleta no vácuo (UVV) para diagnósticos de plasmas confinados em tokamaks. Durante seu desenvolvimento, um conjunto de espectrômetros para medidas de emissões espectrais no visível e no UVV foi instalado no tokamak NOVA-UNICAMP.

Com um dos espectrômetros no visível foram utilizadas duas lentes para aumentar a quantidade de luz incidente; já no espectrômetro no UVV foi montado um sistema de vácuo com bombeamento diferencial, essencial para medidas nessa faixa do espectro. Dois outros espectrômetros (com colimador espacial) foram também utilizados para medidas simultâneas de linhas espectrais em diferentes posições toroidais do tokamak.

As medidas espectroscópicas no UVV mostraram-se mais difíceis de serem realizadas que na faixa do visível por uma série de fatores: necessidade de um bom sistema de vácuo entre o tokamak e o espectrômetro; impossibilidade de colocação de lentes para um aumento do volume de plasma observado; menor resolução do aparelho, principalmente devido à dificuldade técnica de se fazer um rede de difração côncava com qualidade igual a uma rede plana. Além disso, o alargamento instrumental desse espectrômetro não pode ser calculado utilizando um laser de He-Ne, devido ao seu alcance espectral; foram então utilizadas emissões de impurezas em descarga de limpeza com um pequeno aquecimento ôhmico para estimar o alargamento, dificultando ainda mais as medidas.

As condições do plasma estudado não são ainda as ideais, principalmente devido às oscilações detectadas nos sinais ópticos e da voltagem de enlace, mas as descargas

melhoram após análise da emissão de hidrogênio em diferentes posições toroidais e do estudo da atmosfera residual no interior da câmara de vácuo, possibilitando uma diminuição considerável na pressão de base ( $10^{-6}$  Torr no início do trabalho, chegando à  $6,5 \times 10^{-8}$  Torr no seu fim).

A comparação da evolução temporal das linhas das séries de Balmer e Lyman do hidrogênio foram realizadas, mostrando a viabilidade de futuras medidas onde pretende-se comparar o tempo de confinamento de partículas calculado por linhas dessas duas séries.

As medidas da emissão de hélio em descarga de limpeza revelaram um plasma muito pouco aquecido (apenas alguns eV) comprovando a validade do cálculo do alargamento instrumental do espectrômetro no UVV. Em descargas tokamak foi obtido o plasma com melhores condições neste trabalho, sem as oscilações até então observadas, apresentando um temperatura iônica alta para o HeI (acima de 20 eV) desde o início da descarga. Por outro lado, as medidas de HeII foram realizadas com uma pressão de base muito alta ( $10^{-6}$  Torr), resultando em temperaturas iônicas mais baixas (inferiores a 20 eV até 5,3 ms), principalmente no início da descarga.

As medidas de impurezas mostram a importância do espectrômetro no UVV, faixa em que ocorrem a maioria das emissões de impurezas mais ionizadas. Devido ao fraco sinal dessas emissões contudo, não foi possível fazer um estudo muito detalhado. Mesmo assim, apesar de só ter sido possível a análise dos instantes iniciais da descarga, as medidas de CIV no UVV apresentaram uma temperatura maior (de pelo menos 60-80 eV) que as de OII (entre 20 e 30 eV) e CIII (chegando até  $\sim 50$  eV em 5,0 ms) no visível.

O menor comprimento de onda medido, 904 Å, mostra que a rede de difração utilizada, muito antiga por sinal, já não está em perfeitas condições. Desse modo, a sua substituição (por uma de melhor resolução) seria muito interessante para as futuras medidas. Juntamente com isso, seria importante a substituição da bomba difusora do espectrômetro por uma turbomolecular para impedir a contaminação por óleo da nova rede. Dessa forma, com um sistema de vácuo mais limpo e com uma resolução melhor, seria possível obter sinais de comprimentos de onda menores, além de facilitar bastante a medida do alargamento de impurezas.

Com esse trabalho ficou comprovada a eficiência da espectroscopia como uma poderosa fonte de informações do plasma. Modificações nas indutâncias das bobinas do tokamak e instalação de algumas sondas magnéticas já estão em curso, com o intuito de obter um plasma em melhores condições. Dessa forma, os espectrômetros instalados neste trabalho irão ser muito importantes para as futuras pesquisas a serem realizados, tais como:

- Cálculo do tempo de confinamento e taxa de reciclagem de partículas utilizando linhas espectrais no visível e no UVV.
- Medidas de temperaturas iônicas mais elevadas que as obtidas até então, utilizando também um detetor multicanal (se for possível adquiri-lo). Determinação da distribuição espacial da temperatura utilizando emissões na faixa do visível.
- Medidas da densidade iônica de várias impurezas com diferentes graus de ionização, obtendo distribuição espacial se for possível utilizar o processo de inversão de Abel.
- Cálculo do  $Z_{eff}$  através das medidas de densidade iônica e pela medida da radiação contínua na região de 5230 Å. Comparação entre os dois métodos.

Com a realização destas medidas, juntamente com a obtenção dos valores de densidade e temperatura eletrônicas (calculadas via interferometria por microondas e espalhamento Thomson), será então possível obter no futuro uma boa descrição do plasma confinado no tokamak NOVA-UNICAMP. Além disso, os métodos aqui desenvolvidos poderão servir de base para trabalhos detalhados, com a possibilidade de aplicação em máquinas de maior porte, como por exemplo tratando a interação plasma-limitador, revelando novos entendimentos físicos que ajudarão o avanço da física de tokamaks.

## Referências Bibliográficas

- [1] T. Kammash; "Fusion Reactor Physics, Principles and Technology"; Ann Arbor, Ann Arbor Science Publishers, 1976.
- [2] F. Wagner; "Topics in toroidal confinement"; Plasma Phys. Control. Fusion, 39, A23-A50, 1997.
- [3] R. Pepe da Silva; "Sistema eletrônico do TBR"; Dissertação de Mestrado, IF-USP, 1980.
- [4] N. F. Ferrari, I. C. Nascimento; "Fusão Termonuclear"; Ciência Hoje, vol. 7, No. 41, Abril de 1988.
- [5] F. F. Chen; "Introduction to plasma physics"; New York, Plenum Press, 1970.
- [6] Manual do tokamak NOVA II.
- [7] R. H. Huddlestone & S. L. Leonard; "Plasma Diagnostic Techniques"; New York, Academic Press, 1965.
- [8] J. A. Cobble; "A spectroscopic study in the vacuum ultraviolet of a neon plasma in ELMO"; Ph.D. Dissertation, Oak Ridge National Laboratory, 1974.
- [9] H. R. Griem; "Plasma Spectroscopy"; New York, Mcgraw-Hill, 1964.
- [10] I. El Chamaa Neto; "Implantação de um sistema de diagnósticos por espectroscopia e medida da temperatura iônica no TBR-1"; Dissertação de Mestrado, IF-USP, 1992.
- [11] R. C. Weast & M. J. Astle; "CRC Handbook of Chemistry and Physics"; Boca Raton, CRC Press, 1981.
- [12] A. N. Zaidel & E. Ya. Shreider; "Vacuum ultraviolet spectroscopy"; London, Ann Arbor – Humphrey Science Publishers, 1970.
- [13] J. F. James & R. S. Sternberg; "The design of optical spectrometers"; London, Chapman and Hall, 1969.
- [14] D. H. Martin; "Spectroscopy Techniques"; Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1967.
- [15] Site na internet: [www.mcphersoninc.com](http://www.mcphersoninc.com).

- [16] L. A. Berni; "Espalhamento Thomson no Toróide Compacto TC-1"; Tese de Doutorado, IFGW / UNICAMP, 1996.
- [17] Manual do espectrômetro McPherson (modelo 225).
- [18] Manual da lâmpada de luz no UVV (modelo 630).
- [19] M. Fukao, Y. Fujiwara, H. Zushi, H. Suemitsu, Y. Terumichi & H. Nishihara; "A Small Tokamak "NOVA II""; Memo. Fac. Engng, Kyoto Univ., 39, pp. 431 to 445, 1977.
- [20] M. Fukao, K. Mori & T. Tanihara; "Response of a tokamak plasma to toroidal electric field pulse and determination of the plasma current profile"; Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol 33, No. 3, pp. 199 to 213, 1991.
- [21] L. Marton, H. R. Griem e R. H. Lovberg; "Methods of Experimental Physics" - Volume 9 - Part A - Plasma Physics; New York, Academic Press, 1970.
- [22] K. Sawada, T. Fujimoto; "Effective ionization and dissociation rate coefficients of molecular hydrogen in plasma"; J. Appl. Phy., vol 78, No. 5, 2913, September 1995.
- [23] D. O. Campos, L. A. Berni, M. Machida, S. Moshkalyov; "Low-angle Thomson scattering experiment for determination of plasma electron density and temperature"; Latin America Workshop on Plasma Physics, Caracas-Venezuela, 20 a 31 de janeiro de 1997.
- [24] Manual do analisador gás residual ANELVA QIG-066.
- [25] A. R. Striganov, N. S. Sventitskii; "Tables of spectral lines of neutral and ionized atoms"; New York, IFI/Plenum, 1968.
- [26] M. Machida, A. C. P. Mendes, E. K. Sanada, C. R. M. Rincoski; "Experimental study on recycling source profiles in TBR-1"; Brazilian Journal of Physics, vol 25, 1, 1995.
- [27] A. C. P. Mendes; "Medidas Espectroscópicas no Tokamak TBR-1"; Tese de Mestrado, IF-USP, 1993.