

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"**

**Dissertação de Mestrado**

**MEDIDAS DA TEMPERATURA E DENSIDADE ELETRÔNICA  
UTILIZANDO A UNICIDADE DO TEMPO DE CONFINAMENTO DE  
PARTÍCULAS NO TOKAMAK NOVA-UNICAMP.**

**FELLYPE DO NASCIMENTO**

**ORIENTADOR: PROF. DR. MUNEMASA MACHIDA**

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Munemasa Machida – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni – LAP/INPE

Este exemplar corresponde à redação final da Dissertação de Mestrado defendida pelo aluno Fellype do Nascimento e aprovada pela Comissão Julgadora.

*CAMPINAS, 24 de Setembro de 2009*  
*Munemasa Machida*

**Campinas  
Agosto de 2009**

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

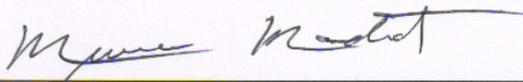
N17m	<p>Nascimento, Fellype do Medidas da temperatura e densidade eletrônica utilizando a unicidade do tempo de confinamento de partículas no Tokamak NOVA-UNICAMP / Fellype do Nascimento. -- Campinas, SP : [s.n.], 2009.</p> <p style="text-align: center;">Orientador: Munemasa Machida. Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".</p> <p>1                    1. Diagnostico de plasma. 2. Espectroscopia 2                    visível. 3. Tokamaks. 4. Plasma (gases ionizados). 3                    I. Machida, Munemasa. II. Universidade Estadual de 4                    Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". 5                    III. Título.</p> <p style="text-align: right;">6</p>
------	--

- **Título em inglês:** Electronic density and temperature measurements using the particle confinement time uniqueness in the NOVA-UNICAMP Tokamak.
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
  1. Plasma diagnostics
  2. Visible spectroscopy
  3. Tokamaks
  4. Plasma (ionized gases)
- **Área de concentração:** Física de Plasmas e Descargas Elétricas
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**

Prof. Munemasa Machida  
Prof. Roberto Antonio Clemente  
Prof. Luiz Ângelo Berni
- **Data da defesa:** 13.08.2009
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física

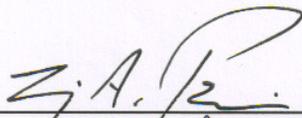
MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **FELLYPE DO NASCIMENTO – RA 016053** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 13 / 08 / 2009.

**COMISSÃO JULGADORA:**



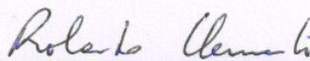
---

Prof. Dr. Munemasa Machida - Orientador do Candidato  
DEQ/IFGW/UNICAMP



---

Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni – LAP/INPE



---

Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente - DEQ/IFGW/UNICAMP

## **AGRADECIMENTOS**

Gostaria de agradecer ao meu orientador, o Prof. Dr. Munemasa Machida, por sua orientação neste trabalho e também pelo apoio, incentivo e amizade durante estes últimos anos.

Aos professores Roberto A. Clemente, Flávio C. G. Gandra e Mário A. B. de Moraes, pelos conselhos e sugestões para este trabalho.

Aos meus colegas do Laboratório de Plasmas, André, Bruno, Douglas (técnico do laboratório) e Gilson.

Agradeço também aos meus familiares e amigos, pelo apoio e incentivo que sempre me deram.

A meus professores e colegas do IFGW, que de alguma forma me ajudaram a chegar aqui.

Aos funcionários das Oficinas Mecânica e de Vácuo, da Biblioteca e da Secretaria de Pós-Graduação do IFGW.

À CAPES, pelo apoio financeiro.

Ao Laboratório Associado de Plasma do INPE, pelas fibras ópticas cedidas, as quais facilitaram grandemente a realização deste trabalho.

## RESUMO

Neste trabalho, foram feitas medidas simultâneas de três linhas de emissão de hidrogênio no tokamak NOVA-UNICAMP. A partir das medidas de brilho das emissões das linhas  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  e  $H_{\gamma}$  e fazendo uso de coeficientes que constam nas tabelas de Johnson e Hinnoy, foi possível determinar temperaturas e densidades eletrônicas no plasma ao longo de descargas do tokamak. Para isto, foi utilizada, e aperfeiçoada, uma técnica desenvolvida num trabalho de doutoramento recente do nosso grupo, a qual faz uso do conceito de unicidade do tempo de confinamento de partículas.

Os principais aprimoramentos realizados neste diagnóstico foram: utilização de três espectrômetros para medidas simultâneas das emissões de hidrogênio, instalação de fibras ópticas para coletar a luz emitida pelo plasma, adoção de um sistema de colimação para obter um certo grau de definição espacial nas medidas, uso de um maior número de valores de temperaturas na análise dos dados e desenvolvimento de um novo método (algoritmo) para obter os valores de temperaturas e densidades dos elétrons no plasma.

As temperaturas e densidades eletrônicas médias obtidas ficaram em torno de 7,5 eV e  $7,0 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ , respectivamente. Estes valores estão dentro do esperado para tais parâmetros na borda do tokamak NOVA-UNICAMP. Isto indica que este diagnóstico pode ser usado para monitorar densidades e temperaturas de elétrons em plasmas gerados por tokamaks.

Além disso, foram efetuados alguns experimentos com detectores multicanal e o gás hidrogênio foi trocado pelo hélio, na tentativa de mostrar a versatilidade do diagnóstico proposto.

## ABSTRACT

In this work, we have made simultaneous measurements of three hydrogen emission lines on our tokamak. From the measurements of absolute brightness of the  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $H_\gamma$  lines and using data from Johnson and Hinnov table, was possible to determine electronic densities and temperatures during the tokamak discharges. For this, we have used, and refined, a technique developed in a recent PhD thesis in our work group. This technique uses the concept of particle confinement time uniqueness.

The main upgrades made in this diagnostic were: the use of three spectrometers for simultaneous measurements of the hydrogen emissions, installation of optical fibers to collect the light emitted by the plasma, adoption of a collimation system for having some spatial definition of the measurements, use of a greater range of temperature values during the data analysis and development of a new method (algorithm) for obtaining the electronic densities and temperatures in the plasma.

The average temperature and density obtained was about 7.5 eV and  $7.0 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ , respectively. The results obtained are in accordance with the expected values for these parameters at the edge of the NOVA-UNICAMP tokamak plasma. This indicates that this diagnostic can be used to monitor the electronic densities and temperatures in tokamak plasmas.

Additionally, we have made experiments with multichannel detectors, and the hydrogen gas was replaced by helium, in an attempt to show the versatility of the proposed diagnostic.

# ÍNDICE

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 2 – TEORIAS ENVOLVIDAS NO TRABALHO.....	4
2.1 – Emissões Espectrais do Hidrogênio.....	4
2.2 – Modelos de Equilíbrio em Plasmas.....	5
2.2.1 – Modelo Colisional Radiativo.....	5
2.3 – Teoria do Tempo de Confinamento de Partículas e sua Relação com as Emissões de Hidrogênio.....	7
2.4 – A unicidade do tempo de confinamento de partículas.....	11
2.5 – Efeitos da ação de impurezas.....	13
2.6 – Coeficientes obtidos da tabela de Johnson e Hinnov.....	14
CAPÍTULO 3 – INSTRUMENTOS.....	18
3.1 – Espectrômetros, Fotomultiplicadoras e Fibras Ópticas.....	18
3.1.1 – Espectrômetros de Canal Único.....	18
3.1.2 – Redes de Difração.....	18
3.1.3 – Fotomultiplicadoras (conceitos básicos).....	22
3.1.4 – Medidas de Alargamento Instrumental dos Espectrômetros de Canal Único.....	22
3.1.5 – Verificação das Leituras de Comprimento de Onda.....	24
3.1.6 – Calibração Absoluta de Intensidade.....	25
3.1.7 – Espectrômetro com Detector Multicanal.....	29
3.1.8 – Fibras Ópticas.....	30

CAPÍTULO 4 – TOKAMAK E MONTAGEM EXPERIMENTAL.....	33
4.1 – Tokamak.....	33
4.1.1 – Informações Básicas.....	33
4.1.2 – Tokamak NOVA-UNICAMP.....	36
4.2 – Sistema Para Coleta de Luz.....	38
4.3 – Digitalização dos Sinais.....	41
CAPÍTULO 5 – ANÁLISE DOS DADOS E RESULTADOS OBTIDOS.....	42
5.1 – Métodos Utilizados para Obter Densidades e Temperaturas Eletrônicas.....	42
5.2 – Evolução Temporal das Medidas de $T_e$ e $n_e$ .....	48
5.3 – Espectros Obtidos com o Detector Multicanal HR4000.....	53
5.4 – Experimentos com Gás Hélio.....	55
CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES, CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS.....	57
CAPÍTULO 7 – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	59
APÊNDICE 1 – MODOS DE OPERAÇÃO DO TOKAMAK NOVA-UNICAMP.....	61
A.1 – Operação com descargas de limpeza.....	61
A.2 – Operação com descargas em “Modo Tokamak”.....	62
A.3 – Instantes de tempo para acionamento dos bancos de capacitores.....	63
APÊNDICE 2 – CÓDIGO FONTE DO PROGRAMA ELABORADO PARA CALCULAR TEMPERATURAS E DENSIDADES ELETRÔNICAS.....	66

## CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

Nos dias atuais, um dos maiores desafios da humanidade é produzir energia em quantidade suficiente, a um baixo custo e de forma sustentável, ou seja, sem prejudicar o meio ambiente.

Boa parte das matrizes energéticas existentes no mundo são baseadas na queima de combustíveis fósseis, uma atividade que gera prejuízos ao meio ambiente. Em alguns países, como o Brasil, por exemplo, boa parte da geração primária de energia provém de usinas hidrelétricas, que por sua vez também trazem impactos negativos ao meio ambiente nas regiões onde são construídas. Outras formas de produção de energia nem sempre são possíveis de serem implementadas em uma determinada região, a energia solar é um bom exemplo disso. Deste modo, destacamos que a produção de energia a partir de reações nucleares (fusão e fissão) pode ser o caminho mais conveniente num futuro próximo. Sendo que o processo de fusão nuclear tem a vantagem de ser mais limpo e de ter maior rendimento energético que a fissão nuclear.

A fusão nuclear é um processo no qual dois ou mais átomos tem seus núcleos unidos para formar um outro átomo de maior número atômico. Quando os elementos envolvidos na reação são átomos leves, como o deutério, trítio, lítio e hélio, por exemplo, uma grande quantidade de energia é liberada no processo.

Um tipo de reator que está mais próximo de realizar a fusão nuclear em escala comercial é o Tokamak. Atualmente estão sendo feitos, no mundo todo, grandes investimentos com o intuito de tornar a fusão nuclear um processo economicamente viável. Após o sucesso do reator JET (Joint European Torus, Experimento Toroidal Europeu), que chegou a produzir cerca de 16 MW de energia, foi iniciada a construção do ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor, Reator Experimental Termonuclear Internacional), um reator que deverá produzir aproximadamente 500MW de energia e cujos estudos realizados nele deverão servir de base para a construção de um reator já em escala comercial, o DEMO, que deverá produzir pelo menos 2000MW.

Todos os reatores citados são tokamaks.

No Brasil, foi criada recentemente a Rede Nacional de Fusão, que deverá direcionar as atividades desta área no país. A maioria dos estudos sobre fusão nuclear deverá ser concentrada no Laboratório Nacional de Fusão, que ainda será construído.

No Laboratório de Plasmas do IFGW/Unicamp existe um tokamak de pequeno porte, que é utilizado, principalmente, para desenvolver e aprimorar diagnósticos em plasmas quentes, dentre os quais está o diagnóstico sobre o qual dissertaremos aqui.

O desenvolvimento de diagnósticos tem grande importância no estudo da fusão nuclear, pois o conhecimento de parâmetros como temperaturas iônicas e eletrônicas, densidades de partículas e tempo de confinamento é essencial para verificar se as condições necessárias para ocorrer a reação de fusão estão sendo obtidas.

O trabalho de medidas de temperaturas e densidades eletrônicas por meio da unicidade do tempo de confinamento de partículas em tokamaks é um aprimoramento de um diagnóstico desenvolvido em uma recente tese de doutoramento no grupo [1]. No trabalho anterior foi utilizado apenas um espectrômetro e as medidas das emissões de hidrogênio ( $H_{\alpha}=6562,8 \text{ \AA}$ ,  $H_{\beta}=4860,8 \text{ \AA}$  e  $H_{\gamma}=4340,5 \text{ \AA}$ ) eram realizadas em descargas distintas. No trabalho atual, foram utilizados três espectrômetros para monitorar as três emissões simultaneamente. Também foi implementado um sistema para obtenção de definição espacial nas medidas (antigamente a definição espacial era limitada pelo ângulo de convergência de uma lente, dependendo da distância focal da mesma e do tamanho da fenda).

Um dos objetivos deste trabalho é tornar confiável o processo de medidas de temperaturas e densidades eletrônicas por meio da espectroscopia no visível. Este é um diagnóstico no qual os custos de implementação e manutenção são relativamente baixos e, uma vez que o mesmo seja eficiente, poderia ser largamente utilizado em reatores (tokamaks) de maior porte.

No Capítulo 2 desta dissertação são descritas as principais teorias envolvidas neste trabalho, que incluem os modelos de equilíbrio em plasmas, a teoria

do tempo de confinamento de partículas e sua relação com as emissões de hidrogênio e a forma como se utiliza a unicidade do tempo de confinamento de partículas para determinar temperaturas e densidades eletrônicas. Além disso, são abordados efeitos da ação de impurezas e o uso dos coeficientes obtidos da Tabela de Johnson e Hinnov.

O Capítulo 3 descreve os materiais e instrumentos utilizados neste trabalho. São descritas as principais características dos espectrômetros de canal único disponibilizados para realização das medidas, o que inclui a calibração absoluta de intensidade e os ajustes efetuados. Este capítulo descreve também as características do espectrômetro multicanal e das fibras ópticas utilizadas.

No Capítulo 4 apresentamos o funcionamento básico de um tokamak, com uma descrição das características do tokamak NOVA-UNICAMP, e descrevemos a montagem experimental utilizada para aquisição dos dados.

No Capítulo 5 mostramos como foi realizada a análise dos dados experimentais e são apresentados algumas medidas de evolução temporal das temperaturas e densidades eletrônicas obtidas pelo método proposto, utilizando espectrômetros de canal único. Alguns dados obtidos com o detector multicanal e experimentos realizados utilizando gás hélio também são mostrados neste capítulo.

O Capítulo 6 contém as conclusões deste trabalho, considerações finais em relação à este diagnóstico e as perspectivas futuras em relação à aplicação do mesmo em máquinas de maior porte.

Sempre que não houver alguma especificação em relação às unidades de medida de uma grandeza, esta deverá ser considerada no Sistema Internacional de Unidades (SI). No entanto, no decorrer deste trabalho algumas grandezas são dadas, na maioria das vezes, em unidades diferentes do SI. Alguns exemplos disso são: temperaturas em eV, densidades em  $\text{cm}^{-3}$  e pressão em Torr.

## CAPÍTULO 2 – TEORIAS ENVOLVIDAS NO TRABALHO

### 2.1 – Emissões Espectrais do Hidrogênio

O estudo das emissões espectrais em plasmas é de grande importância, pois são vários os parâmetros que podem ser determinados através da observação da luz emitida, ou seja, por técnicas de espectroscopia. Uma das vantagens de tais técnicas, é que os diagnósticos desenvolvidos a partir delas são todos passivos, e assim não causam perturbações no sistema em observação.

Uma condição importante no uso da espectroscopia para desenvolvimento de diagnósticos é considerar se o plasma analisado é opticamente fino ou grosso, pois isto poderá afetar a intensidade das emissões de linhas espectrais.

Se um fóton emitido em uma transição atômica ou molecular qualquer for capaz de atravessar todo o plasma sem ser reabsorvido, então o plasma em questão é opticamente fino, e as reações de fotoionização ou excitação do tipo:



podem ser desprezadas. Aqui,  $h\nu$  representa o fóton incidente,  $N(z)$  é um átomo (ou íon) de carga atômica (ou iônica)  $z$ ,  $N^*$  é um elemento no estado excitado e  $e$  representa um elétron.

Em um plasma de densidade  $n$ , o livre caminho médio  $l_m$  de um fóton pode ser calculado, de maneira aproximada, por [2]:

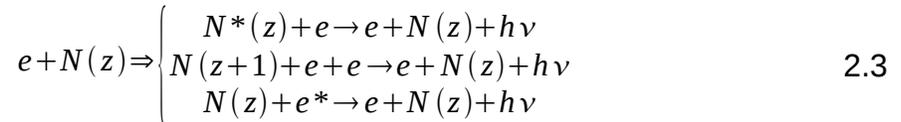
$$l_m = (\sigma n)^{-1} \quad 2.2$$

onde  $\sigma$  é a seção de choque das partículas no plasma, que, por sua vez, é aproximadamente igual à área da seção transversal de uma partícula ( $\pi r^2$ ), com  $r$  sendo o raio desta.

No caso de plasmas constituídos de hidrogênio, cujo raio atômico é de  $0,5 \text{ \AA}$ , o livre caminho médio é maior que  $30\text{cm}$ , para densidades menores que  $10^{14}\text{cm}^{-3}$ . Se considerarmos um plasma de hélio ( $r_{\text{hélio}} \sim 0,3 \text{ \AA}$ ),  $l_m$  será maior que  $350\text{cm}$ , para  $n <$

$10^{14}\text{cm}^{-3}$ . Portanto, no caso do tokamak NOVA-Unicamp, cujo raio do plasma é de 6cm e a densidade é menor que as citadas acima, a condição de plasma oticamente fino se verifica tanto para operações com hidrogênio quanto com hélio.

Com esta condição satisfeita, podemos nos concentrar nos processos de ionização e excitação dominantes no plasma, que são as interações entre elétrons livres com os átomos e íons:



Tais processos são todos colisionais.

## **2.2 – Modelos de Equilíbrio em Plasmas**

O assunto desta seção já foi bastante discutido por [1,3,4], incluindo detalhes sobre aplicações no tokamak NOVA-UNICAMP [4]. Por isto, dentre os quatro principais modelos de equilíbrio em plasmas, que são: Equilíbrio Térmico Local (ETL), Corona (dependente e independente do tempo) e Colisional Radiativo, discutiremos apenas este último, pois é o que melhor descreve o plasma formado no tokamak utilizado neste trabalho, devido aos valores que podem ser obtidos para os parâmetros de temperatura, densidade e tempo de confinamento de partículas.

### **2.2.1 – Modelo Colisional Radiativo**

Nas situações em que o plasma em questão não é denso o suficiente para que seja aplicado o modelo ETL, ou não atende a todos os quesitos necessários para que o modelo corona seja totalmente válido, utiliza-se um modelo misto, conhecido como Colisional Radiativo, para descrevê-lo.

O modelo Colisional Radiativo parte das seguintes premissas [5]:

- A distribuição de velocidades dos elétrons livres é Maxwelliana;

- As ionizações no plasma são devidas às colisões eletrônicas e ocorrem a partir de qualquer nível ligado. Além disto, estas ionizações são parcialmente balanceadas pela recombinação de três corpos em qualquer nível. Estes processos podem ser representados por:

$$N(z, p) + e \Leftrightarrow N(z+1, g) + e + e \quad 2.4$$

onde  $p$  é o nível quântico do átomo (ou íon)  $N$  (sendo  $g$  o nível fundamental).

A taxa de ionização para este evento pode ser escrita como:

$$n_e n(z, p) S(T_e, z, p) \quad 2.5$$

onde  $n_e$  é a densidade eletrônica,  $n(z, p)$  é a densidade populacional dos níveis atômicos e  $S(z, p)$  é o coeficiente de ionização colisional.

Já a taxa de recombinação é dada por:

$$n_e^2 n(z+1, g) \beta(T_e, z+1, p) \quad 2.6$$

com  $\beta(z+1, p)$  sendo o coeficiente de recombinação.

- Transições eletrônicas são permitidas entre quaisquer pares de níveis ligados e são decorrentes de colisões entre elétrons. Estes processos podem ser representados como:

$$N(z, p) + e \Leftrightarrow N(z, q) + e \quad 2.7$$

Sendo a taxa de ocorrência de transições para níveis excitados dada por:

$$n_e n(z, p) X(T_e, z, p, q) \quad 2.8$$

onde  $X(z, p, q)$  é o coeficiente de excitação por colisão para transição do nível  $p$  para o nível  $q$ .

- Quando um elétron faz uma transição atômica espontânea entre um nível superior e outro mais baixo ou quando um elétron livre se recombina com um íon, ocorre emissão de radiação, onde os processos radiativos são representados por:

$$N(z, p) \Leftrightarrow N(z, q) + h\nu \quad 2.9$$

e

$$N(z+1, p) + e \Leftrightarrow N(z, q) + h\nu \quad 2.10$$

A taxa de ocorrência para o decaimento espontâneo do nível  $p$  para  $q$ , que ocorre com probabilidade  $A(z, p, q)$ , é dada por:

$$n(z, p) A(z, p, q) \quad 2.11$$

enquanto a recombinação radiativa se dá a uma taxa:

$$n_e n(z+1, g) \alpha(T_e, z+1, p) \quad 2.12$$

com  $\alpha(z+1, p)$  sendo o coeficiente de recombinação radiativa.

- Por último, temos que no modelo colisional radiativo o plasma é considerado oticamente fino.

Este modelo que acabamos de apresentar é o que abrange um maior número de processos colisionais e radiativos, sendo o mais indicado para descrever plasmas gerados em tokamaks.

### **2.3 – Teoria do Tempo de Confinamento de Partículas e sua Relação com as Emissões de Hidrogênio**

O diagnóstico proposto neste trabalho só é possível devido à relação existente entre o tempo de confinamento de partículas  $\tau_p$  e as emissões espectrais do hidrogênio. Nesta seção mostraremos como relacionar as medidas absolutas de tais emissões com o tempo de confinamento de partículas e a densidade e temperatura dos elétrons no plasma. Aqui, assumiremos que o plasma é bem descrito pelo modelo Colisional-Radiativo e, num primeiro momento, livre de impurezas.

A variação temporal da densidade eletrônica  $n_e$  (em  $\text{cm}^{-3}$ ) é descrita pela equação de continuidade como [6]:

$$\frac{dn_e}{dt} = \sum_j \tilde{S}_j - \frac{n_e}{\tau_p} \quad 2.13$$

sendo o primeiro termo do lado direito referente à produção de elétrons, ou taxa de ionização por unidade de volume, e o segundo à recombinação eletrônica.

A taxa de ionização no plasma por sua vez, pode ser determinada através de medidas das emissões de hidrogênio, sendo que tais termos são relacionados por [6,7]:

$$\sum_j \tilde{S}_j = \frac{S}{X_{1p} \beta_{pq}} \varepsilon_{pq} \quad , p > q \quad 2.14$$

onde  $S$  é o coeficiente de ionização por impacto eletrônico,  $X_{1p}$  é o coeficiente de excitação por colisão para transição do nível 1 para o nível  $p$ ,  $\beta_{pq}$  é o coeficiente de Einstein para de-excitação do nível  $p$  para o nível  $q$  e  $\varepsilon_{pq}$  a emissividade da linha espectral do átomo em questão. Mas a taxa de ionização no plasma pode ser ainda relacionada com a densidade eletrônica através de [7]

$$\sum_j \tilde{S}_j = n_0 n_e S \quad 2.15$$

com  $n_0$  sendo a densidade de partículas neutras.

Para uma dada transição, define-se a emissividade  $\varepsilon_{pq}$  (em fótons·cm<sup>-3</sup>·s<sup>-1</sup>) como o produto da densidade  $n_p$  de partículas no nível excitado  $p$  pela probabilidade de transição atômica  $A_{pq}$  do nível  $p$  para  $q$  ( $p > q$ ):

$$\varepsilon_{pq} = n_p A_{pq} \quad 2.16$$

Supondo que a quantidade de impurezas no plasma seja pequena, as densidades  $n_0$  e  $n_p$  podem ser tomadas como sendo apenas devido ao hidrogênio. Assim, utilizamos os resultados apresentados por Johnson & Hinnov [8], que, partem da hipótese de que para qualquer conjunto de parâmetros do plasma ( $n_e$ ,  $n^+$ ,  $T_e$ ) existe um nível quântico  $p_0$  tal que

$$n_p = n_E(p) \quad , p > p_0 \quad 2.17$$

onde  $n_E(p)$  é a densidade de população de equilíbrio de Saha:

$$n_E(p) = n^+ n_e p^2 \left( \frac{h^2}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} e^{I_p/kT_e} \quad 2.18$$

com  $n^+$  sendo a densidade de íons de hidrogênio,  $I_p$  o potencial de ionização para o

nível  $p$  e  $T_e$  a temperatura eletrônica (os demais parâmetros tem seus significados usuais), e obtém uma expressão para  $n_p$ :

$$n_p = n_1 r_1(p) \frac{n_E(p)}{n_E(1)} \quad 2.19$$

onde  $r_1(p)$  é um coeficiente numérico tabelado neste mesmo trabalho.

Fazendo os cálculos para  $n_E(p)/n_E(1)$  e substituindo em 2.19 temos:

$$n_p = n_1 r_1(p) p^2 e^{(I_p - I_1)/kT_e} \quad 2.20$$

Por esta última relação, e levando em conta os valores de  $r_1(p)$ , pode-se verificar que  $n_1$  é consideravelmente maior que  $n_p$ , devido ao modelo utilizado (colisional radiativo), mesmo para valores elevados de  $n_e$  e  $T_e$ . Logo, podemos assumir que  $n_0 \approx n_1$ , substituir este dado em 2.20 e combinar com 2.15 para obter:

$$\sum_j \tilde{S}_j = \frac{1}{p^2} \frac{n_e S}{r_1(p)} n_p e^{(I_1 - I_p)/kT_e} = \frac{1}{p^2} \frac{n_e S}{r_1(p)} \frac{1}{A_{pq}} e^{(I_1 - I_p)/kT_e} \overbrace{(n_p A_{pq})}^{\varepsilon_{pq}} \quad 2.21$$

Considerando apenas as transições relacionadas à série de Balmer ( $q = 2$ ) e comparando as equações 2.21 e 2.14 temos:

$$\frac{S}{X_{1p} \beta_{p2}} = \frac{1}{p^2} \frac{n_e S}{A_{p2} r_1(p)} e^{(I_1 - I_p)/kT_e} = R[H_{p2}] \quad 2.22$$

em que  $R[H_{p2}]$  representa a taxa de ionização por fóton emitido na transição eletrônica entre os níveis  $p$  e 2. Com isso, já temos uma relação entre a produção de elétrons por unidade de volume no plasma com a emissividade, temperatura e densidade eletrônicas:

$$\sum_j \tilde{S}_j = R[H_{p2}] \varepsilon_{p2} \quad 2.23$$

Partindo agora para a produção total de elétrons no plasma temos:

$$\sum_j S_j = \int \sum_j \tilde{S}_j d^3 r = \int R[H_{p2}] \varepsilon_{p2} d^3 r \quad 2.24$$

que supondo simetria poloidal e toroidal se transforma em:

$$\sum_j S_j = 2\pi l \int_0^a R[H_{p2}] \varepsilon_{p2} r dr \quad 2.25$$

sendo  $l$  o comprimento do toroide e  $a$  o raio do plasma.

Em plasmas quentes, nos quais os perfis radiais de distribuição de

temperaturas tendem a decair do centro para a borda, as emissões de hidrogênio se concentram na borda do plasma, com um pico em  $r_0 < a$  ( $r_0 \approx a$ ). Isto deve-se à distribuição radial da densidade de hidrogênio neutro no plasma, que é menor no centro, pois a probabilidade de ionização torna-se maior com o aumento da temperatura do meio. Estudos do perfil de distribuição radial das emissões da linha  $H_\alpha$  e de hidrogênio neutro já foram efetuados em algumas máquinas como em [9,10,11], além disso, simulações do perfil de distribuição radial da emissividade das linhas  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $H_\gamma$  no tokamak NOVA-UNICAMP foram efetuadas por [1], uma destas simulações é mostrada na Fig. 2.1, juntamente com um exemplo de distribuição radial das emissões de  $H_\alpha$  obtidas por [9]. Tais figuras mostram que a maior parte das emissões de hidrogênio provém da borda do plasma.

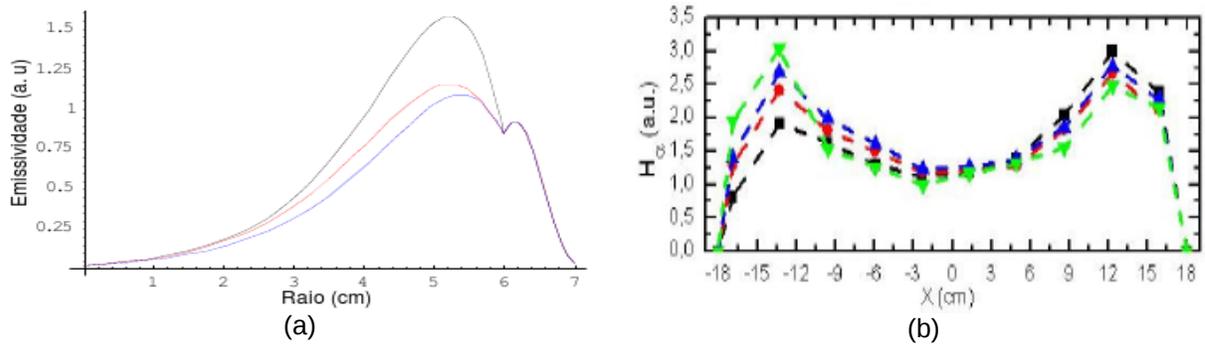


Figura 2.1: a) Simulação da emissividade das linhas  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $H_\gamma$  (de cima para baixo) no tokamak NOVA-UNICAMP (figura extraída de [1]); b) Exemplos de perfis radiais de distribuição das emissões de  $H_\alpha$  no tokamak TCABR-USP (figura extraída de [9]).

Pelas simulações feitas para a emissividade das linhas de hidrogênio no tokamak NOVA-UNICAMP, podemos considerar o valor de  $r_0$ , nesta máquina, em torno de  $0,8a$ .

Devido à ausência dos valores de temperatura e densidade eletrônicas ao longo da coluna de plasma, só podemos utilizar valores médios para os fatores  $R[H_{p2}]$ . Com isto, a Eq. 2.25 torna-se:

$$\sum_j S_j = 2\pi l \bar{R}[H_{p2}] r_0 \frac{1}{2} \int_{-a}^a \varepsilon_{p2} dr \quad 2.26$$

Na prática, o que é possível medir experimentalmente não é a emissividade de uma linha mas sim o seu brilho (em fótons·cm<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup>·sr<sup>-1</sup>), que é a contribuição de

todas as emissões, da linha em questão, observadas no plasma ao longo de um caminho óptico, cuja conexão com a emissividade é:

$$B_{pq} = \frac{1}{4\pi} \int_{-a}^a \varepsilon_{pq} dr \quad 2.27$$

Combinando 2.27 com 2.26 temos:

$$\sum_j S_j = 4\pi^2 l r_0 \bar{R} [H_{p2}] B_{p2} \quad 2.28$$

Para ligarmos esta expressão ao tempo de confinamento de partículas  $\tau_p$ , retornamos à Eq. 2.13, substituindo a densidade eletrônica pelo número total de

elétrons  $N_e$ , e consideramos a situação em que o sistema atinge o equilíbrio,  $\frac{dN_e}{dt} = 0$ ,

obtendo:

$$\sum_j S_j = \frac{N_e}{\tau_p} \quad 2.29$$

Com isto, a expressão para o tempo de confinamento fica:

$$\tau_p = \frac{N_e}{4\pi^2 l r_0 \bar{R} [H_{p2}] B_{p2}} \quad 2.30$$

A partir deste momento, vamos restringir nossas análises às emissões que foram utilizadas neste trabalho ( $H_{32} = H_\alpha$ ,  $H_{42} = H_\beta$  e  $H_{52} = H_\gamma$ ) e, para efeitos de praticidade, adotaremos notações do tipo:

$$R[H_{32}] = R[H_\alpha] = R_\alpha \quad \text{e} \quad B_{32} = B_\alpha$$

## **2.4 – A unicidade do tempo de confinamento de partículas**

Uma vez que os valores obtidos para o parâmetro  $\tau_p$  são característicos de cada máquina, deveríamos esperar que o mesmo fosse independente da linha espectral de hidrogênio observada, ou seja,  $\tau_p$  tem um valor único em uma certa posição de um dado tokamak. No entanto, os coeficientes  $r_1(p)$  e  $S$  (e consequentemente os fatores  $R_{(\alpha,\beta,\gamma)}$ ) tabelados em [8], tem forte dependência com a temperatura e a densidade eletrônica local, o que pode levar a valores diferentes de  $\tau_p$

para emissões distintas se não forem utilizados valores corretos de temperatura e densidade. Logo, se encontrarmos um valor único para  $\tau_p$ , poderemos determinar a temperatura e densidade eletrônica local que satisfaça tal unicidade.

No entanto vale ressaltar que, para o modelo teórico adotado, a unicidade de  $\tau_p$  não será alcançada se o plasma formado no tokamak não atingir o equilíbrio na região onde estiverem sendo realizadas as observações das emissões. Neste caso, espera-se que não seja possível determinar valores  $T_e$  e  $n_e$ .

Na prática, não é necessário calcular  $\tau_p$ , mas apenas as razões entre tempos de confinamento obtidos com diferentes emissões de hidrogênio e encontrar valores de temperatura e densidade dos elétrons que satisfaçam:

$$\frac{\tau_{p\alpha}}{\tau_{p\beta}} = \frac{\tau_{p\beta}}{\tau_{p\gamma}} = 1 \quad 2.31$$

aqui, os índices  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  denotam que os tempos de confinamento são calculados a partir das emissões  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , e  $H_\gamma$  respectivamente.

De forma mais explícita temos:

$$\frac{\tau_{p\alpha}}{\tau_{p\beta}} = \frac{\bar{R}_\beta B_\beta}{\bar{R}_\alpha B_\alpha} \quad 2.32-a$$

e

$$\frac{\tau_{p\beta}}{\tau_{p\gamma}} = \frac{\bar{R}_\gamma B_\gamma}{\bar{R}_\beta B_\beta} \quad 2.32-b$$

Estas duas últimas equações mostram que as razões entre tempos de confinamento dependem somente dos brilhos medidos e das razões de ionização por fóton emitido, as quais são calculadas através de valores tabelados. Além disso, computando diretamente as razões, ao invés de calcular primeiramente os tempos de confinamento e depois as razões entre eles, são eliminadas as dificuldades inerentes à obtenção dos parâmetros  $N_e$ ,  $I$  e  $r_0$ , que aparecem na Eq. 2.30.

## 2.5 – Efeitos da ação de impurezas

A produção de elétrons no plasma pode ser atribuída a três fatores: ionização do gás de trabalho, ionização de impurezas e injeção de gás. Com isso, o termo referente à produção de elétrons na Eq. 2.13 pode ser reescrito como:

$$\sum_j S_j = \phi_e^H + \phi_e^i + \phi_g \quad 2.33$$

com  $\phi_e^H$  devido ao gás de trabalho (hidrogênio),  $\phi_e^i$  devido à ação de impurezas e  $\phi_g$  devido à injeção pulsada de gás durante as descargas, que é nula nos nossos experimentos.

Supondo que a razão entre os termos  $\phi_e^H$  e  $\phi_e^i$  seja proporcional às respectivas concentrações dos elementos no plasma temos:

$$\frac{\phi_e^H}{\phi_e^i} = \frac{n_H}{\sum_j n_j z_j} \quad 2.34$$

o que nos leva a

$$\sum_j S_j = \phi_e^H \left( 1 + \frac{\sum_j n_j z_j}{n_H} \right) \quad 2.35$$

Comparando as expressões 2.35 e 2.29, o tempo de confinamento de partículas pode ser expressado como:

$$\tau_p = \frac{N_e}{\phi_e^H \left( 1 + \sum_j n_j z_j / n_H \right)} \quad 2.36$$

Por esta última relação vemos que a presença de impurezas no plasma não influi na razão entre tempos de confinamento de partículas obtidos para diferentes emissões (o termo entre parenteses é o mesmo para qualquer uma delas).

## 2.6 – Coeficientes obtidos da tabela de Johnson e Hinnov

Escrevendo explicitamente os fatores  $R$  para as linhas  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $H_\gamma$  (Eq. 2.22), temos:

$$R_\alpha = \frac{1}{9} \frac{n_e S}{A_{32} r_1(3)} e^{12,089/T_e} \quad 2.37-a$$

$$R_\beta = \frac{1}{16} \frac{n_e S}{A_{42} r_1(4)} e^{12,75/T_e} \quad 2.37-b$$

$$R_\gamma = \frac{1}{25} \frac{n_e S}{A_{52} r_1(5)} e^{13,056/T_e} \quad 2.37-c$$

com  $T_e$  em eV. De posse das relações acima e dos valores tabelados em [8] e [12], foram construídas tabelas de valores para  $R_\alpha$ ,  $R_\beta$  e  $R_\gamma$ , para valores de densidades e temperaturas eletrônicas de interesse.

Tabela 2-1: Coeficientes  $R_\alpha$  para diversas temperaturas e densidades eletrônicas ( $T_e$  em eV,  $n_e$  em  $\text{cm}^{-3}$ )

$T_e \backslash n_e$	$10^{10}$	$10^{11}$	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^{14}$	$10^{15}$
<b>1,38</b>	0,679	0,780	1,039	1,933	8,274	61,23
<b>2,76</b>	1,982	2,192	2,746	4,516	19,16	135,0
<b>5,52</b>	4,065	4,503	5,195	9,101	33,77	229,7
<b>11,03</b>	6,422	6,959	8,062	13,16	47,61	318,3
<b>22,06</b>	8,621	8,814	10,10	15,78	56,03	348,7
<b>44,12</b>	9,565	10,12	11,30	16,82	54,35	320,3
<b>88,25</b>	10,13	10,76	11,82	16,82	51,37	280,6
<b>176,5</b>	10,31	10,54	11,85	16,19	45,29	230,8

Tabela 2-2: Coeficientes  $R_\beta$  para diversas temperaturas e densidades eletrônicas ( $T_e$  em eV,  $n_e$  em  $\text{cm}^{-3}$ )

$T_e \backslash n_e$	$10^{10}$	$10^{11}$	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^{14}$	$10^{15}$
<b>1,38</b>	4,494	5,302	8,405	28,55	182,9	1553,6
<b>2,76</b>	10,51	12,22	19,05	59,17	358,6	2838,7
<b>5,52</b>	19,44	22,27	32,99	109,3	576,8	4347,3
<b>11,03</b>	29,06	32,66	49,08	149,9	786,2	5532,3
<b>22,06</b>	37,81	40,37	58,47	173,7	830,9	5691,2
<b>44,12</b>	41,42	45,62	61,94	172,1	781,5	5225,9
<b>88,25</b>	44,19	47,65	63,02	159,3	697,8	4420,8
<b>176,5</b>	44,48	46,78	61,12	141,5	595,3	3457,9

Tabela 2-3: Coeficientes  $R_\gamma$  para diversas temperaturas e densidades eletrônicas ( $T_e$  em eV,  $n_e$  em  $\text{cm}^{-3}$ )

$T_e \backslash n_e$	$10^{10}$	$10^{11}$	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^{14}$	$10^{15}$
<b>1,38</b>	14,86	19,73	49,65	244,4	1817,3	15296
<b>2,76</b>	31,60	40,88	102,7	469,3	3258,2	25826
<b>5,52</b>	54,70	73,64	180,3	841,6	4834,8	36592
<b>11,03</b>	80,98	103,3	248,5	1068,9	6197,1	44600
<b>22,06</b>	102,9	125,4	285,7	1154,0	6429,2	45719
<b>44,12</b>	112,3	137,0	289,8	1131,3	5809,6	39767
<b>88,25</b>	119,9	142,6	275,0	1006,9	5175,9	33194
<b>176,5</b>	120,6	134,6	255,4	873,6	4211,3	25734

Para obter valores dos coeficientes  $R_\alpha$ ,  $R_\beta$  e  $R_\gamma$  para valores intermediários de temperaturas e densidades de elétrons foram utilizadas interpolações e ajustes de curvas que descrevem satisfatoriamente os pontos obtidos através das tabelas de Johnson e Hinnov.

Primeiramente, foram feitos gráficos de tais coeficientes em função da temperatura, para cada densidade eletrônica mostrada nas tabelas 2.1 a 2.3. Após interpolar adequadamente cada uma das curvas obtidas, foram extraídos, dos

resultados das interpolações, os valores dos coeficientes  $R_\alpha$ ,  $R_\beta$  e  $R_\gamma$  para temperaturas na região de nosso interesse. Algumas das curvas obtidas são mostradas a seguir:

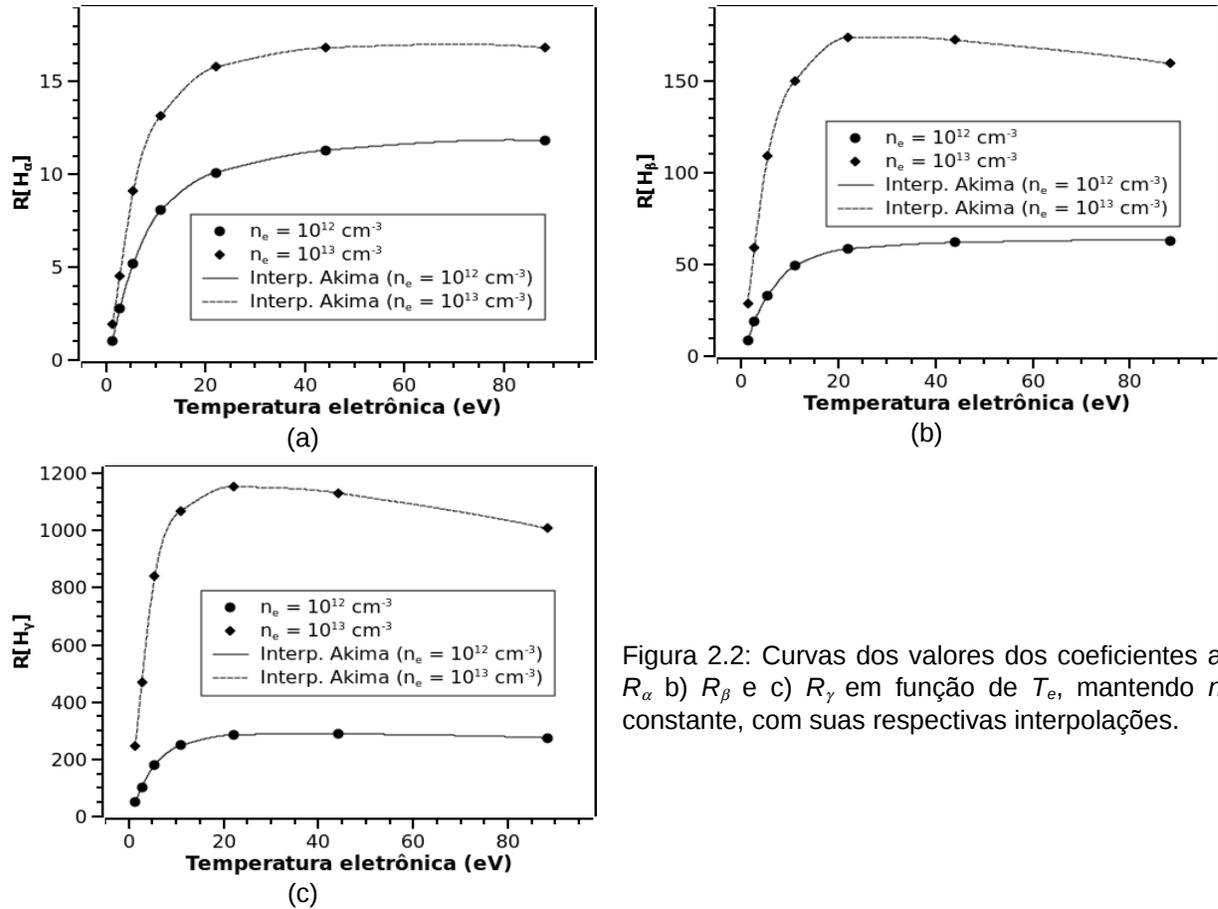


Figura 2.2: Curvas dos valores dos coeficientes a)  $R_\alpha$  b)  $R_\beta$  e c)  $R_\gamma$  em função de  $T_e$ , mantendo  $n_e$  constante, com suas respectivas interpolações.

Com os resultados obtidos via interpolações e, também, com os dados das tabelas 2.1 a 2.3, foram feitos gráficos dos coeficientes  $R_\alpha$ ,  $R_\beta$  e  $R_\gamma$  em função das densidades eletrônicas, mantendo-se temperaturas constantes.

Alguns exemplos são apresentados na Fig. 2.3, a seguir:

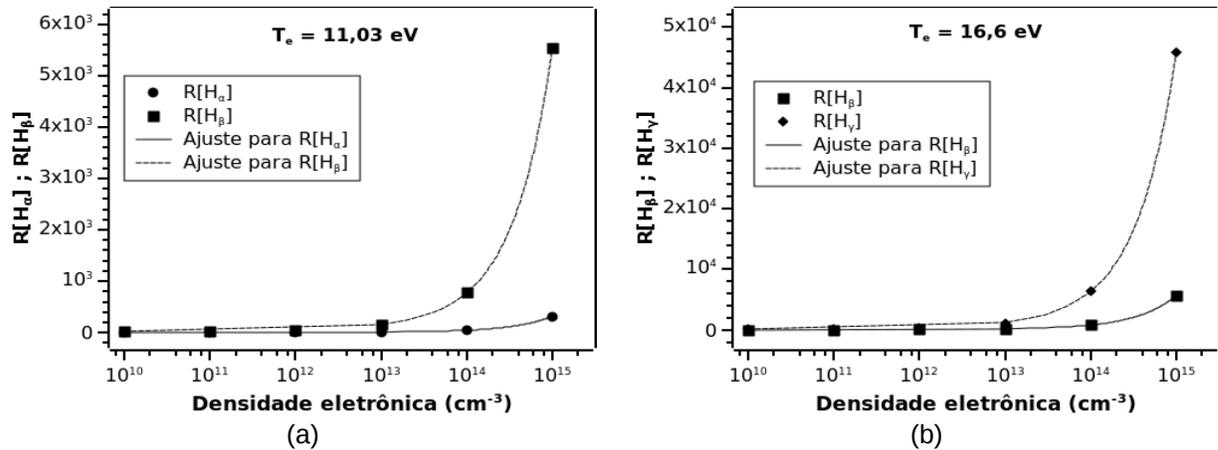


Figura 2.3: Gráficos dos fatores (a)  $R_\alpha$ ,  $R_\beta$  e (b)  $R_\beta$ ,  $R_\gamma$  em função de  $n_e$  para  $T_e$  constante.

As curvas de ajuste que aparecem nas figuras acima são funções do tipo:

$$R(n_e, T_e = cte) = an_e + b\sqrt{n_e}(e^{-10^{12}/n_e} + 1) + c \quad 2.38$$

onde os coeficientes  $a$ ,  $b$  e  $c$  são determinados para cada conjunto de dados de  $R$  em função de  $n_e$ , mantendo-se  $T_e$  constante. Uma vez obtidos os valores de  $a$ ,  $b$  e  $c$  para várias temperaturas, pode-se utilizar funções na forma da Eq. 2.38 para realização dos cálculos de  $R_{(\alpha,\beta,\gamma)}$  com qualquer valor de  $n_e$  que seja necessário, o que viabiliza a automação dos cálculos de razões entre tempos de confinamento de partículas.

Para os casos em que foi possível calcular os erros gerados no ajuste (pontos que constam nas tabelas 2.1 a 2.3), esses não foram, em sua maioria, superiores a 3%, com isso, é razoável admitir incertezas desta mesma ordem para os fatores  $R_{\alpha,\beta,\gamma}$  nos casos em que não há possibilidade de estimá-las.

## CAPÍTULO 3 – INSTRUMENTOS

### 3.1 – Espectrômetros, Fotomultiplicadoras e Fibras Ópticas

#### 3.1.1 – Espectrômetros de Canal Único

Tanto os espectrômetros quanto as fotomultiplicadoras utilizados tem como característica serem otimizados para estudos da luz visível.

A montagem dos três espectrômetros utilizados é do tipo Czerny-Turner, cujo esquema é mostrado na Fig. 3.1. Tal montagem faz uso de uma rede de difração refletiva plana e dois espelhos côncavos, um para direcionar a luz para a rede de difração e o outro focalizá-la na fenda de saída, onde é posicionado o detector.

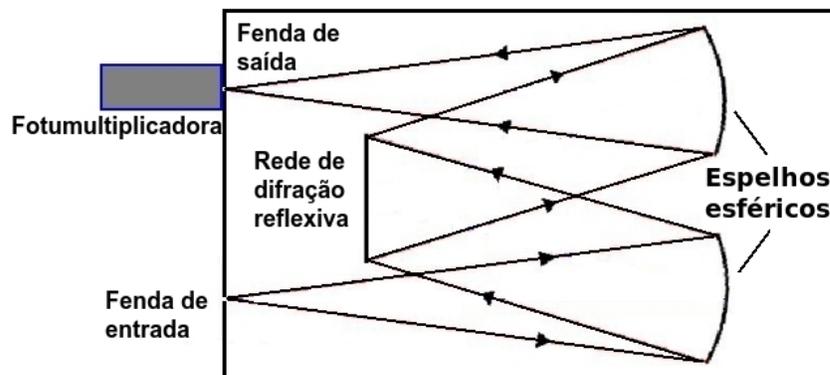


Figura 3.1: Esquema da montagem Czerny-Turner

#### 3.1.2 – Redes de Difração

A escolha de redes de difração apropriadas para cada faixa espectral depende, principalmente, da eficiência das mesmas na região de interesse. Nos catálogos de redes de difração, fornecidos pelos fabricantes, geralmente são mostradas análises qualitativas e quantitativas da variação da eficiência de suas redes em função do comprimento de onda e de ordens espectrais. É possível construir redes difrativas para várias regiões do espectro eletromagnético (visível, ultravioleta e infravermelho). Isto se consegue basicamente aumentando ou reduzindo o espaçamento  $d$  entre as

ranhuras da rede, ou seja, alterando a quantidade de ranhuras por unidade de comprimento.

Os espectrômetros utilizados neste trabalho utilizam redes de difração do tipo refletiva. O esquema deste tipo de rede é mostrado na Fig. 3.2.

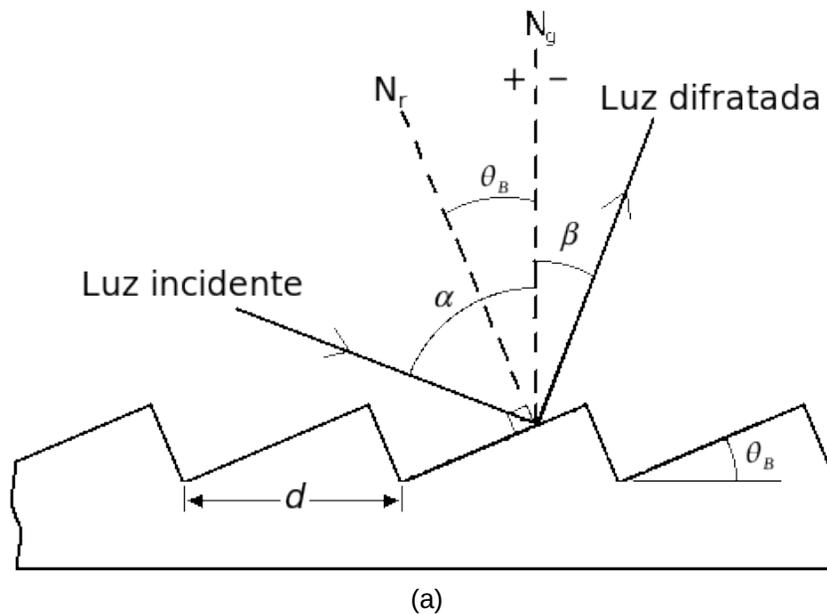


Figura 3.2: (a) Esquema geral de uma rede de difração refletiva.  $N_g$  é a normal à rede de difração,  $N_r$  representa a normal à face das ranhuras  $\theta_B$  o ângulo de *blaze*,  $\alpha$  e  $\beta$  são os ângulos de incidência e difração em relação a  $N_g$ , respectivamente, e  $d$  é o espaçamento entre ranhuras consecutivas.

A expressão que relaciona os ângulos  $\alpha$  e  $\beta$  com o espaçamento  $d$  entre ranhuras e o comprimento de onda da luz é dada por:

$$m\lambda = d(\sin\alpha \pm \sin\beta) \quad 3.1$$

onde  $m$  é a ordem de difração. A Eq. 3.1 também é conhecida como “Equação da Rede de Difração”.

Uma vez que a região do espectro eletromagnético com a qual vamos trabalhar esteja definida, pode-se ainda otimizar a rede para que sua eficiência seja mais concentrada nas proximidades de uma determinada linha espectral ou tenha menor variação nesta região. Este controle é feito, em um primeiro momento, ajustando o ângulo de brilho (*blaze angle*)  $\theta_B$  da rede, por um processo de otimização conhecido como *blazing*.

A eficiência de uma rede pode ser definida como a razão entre intensidades da luz difratada e incidente para cada comprimento de onda. Um exemplo da variação da eficiência de uma rede, para uma dada ordem de difração ( $m \neq 0$ ), é mostrada na Fig. 3.3.

Embora a forma da curva da Fig. 3.3 possa variar (dependendo do ângulo de *blaze* e do número de ranhuras da rede), a eficiência máxima,  $E_{max}$ , ocorrerá sempre nas proximidades do comprimento de onda de *blaze* da rede. Em geral, o trecho mostrado da curva de eficiência se repete para outras ordens de difração, com intensidades maiores (menores) para ordens inferiores (superiores).

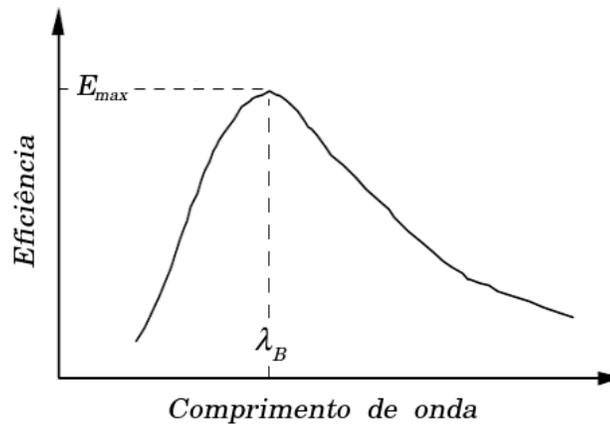


Figura 3.3: Curva típica da eficiência de uma rede de difração em função do comprimento de onda.

Além do controle da eficiência pela alteração em  $\theta_B$ , pode-se também trabalhar com a micro-geometria das ranhuras da rede e com seu revestimento para obtenção de melhores resultados.

A seguir, apresentamos as principais características dos espectrômetros disponibilizados para o trabalho, juntamente com os modelos das fotomultiplicadoras instaladas em cada um deles:

Tabela 3.1: Principais características dos espectrômetros.

	<b>Jarrel Ash (JA)</b>	<b>McPherson (MP)</b>	<b>SPEX (SP)</b>
<b>Modelo</b>	78-466	2051	1702
<b>Distância focal</b>	100 cm	100 cm	75 cm
<b>Dimensões da rede</b>	10 cm x 10 cm	10,2 cm x 10,2 cm	10 cm x 10 cm
<b>Ranhas da rede</b>	600 ranhas/mm	1200 ranhas/mm	1200 ranhas/mm
<b>Dispersão linear recíproca <sup>1</sup></b>	VE: 16,6 Å/mm VM: 13,2Å/mm	VE: 8,33 Å/mm VM: 7,88 Å/mm	VE: 11,0 Å/mm VM: 9,6 Å/mm
<b>Blaze</b>	5000 Å	3000 Å	5000 Å
<b>Fotomultiplicadora</b>	RCA 7265	EMI 9635B	RCA 7265
<b>Altura da fenda</b>	15,0 ± 0,5 (mm)	20,0 ± 0,5 (mm)	20,0 ± 0,5 (mm)

<sup>1</sup> VE = Valor Especificado, VM = Valor Medido.

As características dos espectrômetros McPherson e SPEX, que constam na tabela 3.1, já haviam sido verificadas bem antes do início deste trabalho. Como estes espectrômetros vinham sendo utilizados por um aluno de iniciação científica, foram feitas apenas verificações de comprimentos de onda e alinhamento interno após movimentação dos mesmos, além da calibração absoluta de intensidade. O alargamento instrumental deles foi verificado para apenas algumas aberturas de fenda, para confirmar os dados existentes.

Já as características do espectrômetro Jarrel Ash foram determinadas um pouco antes do início deste trabalho, durante a iniciação científica, quando houve uma troca das fendas de entrada e saída. Tal troca foi necessária pelo fato de as originais possuírem um sistema de abertura dependente, ou seja, só era possível trabalhar com a mesma abertura para as duas fendas. Além disso, as fendas originais não se abriam simetricamente a uma origem. Apenas um dos lados se movia em relação ao outro, o que demandava movimentação da fibra ótica para centralizá-la na fenda, para cada nova abertura desta.

### 3.1.3 – Fotomultiplicadoras (conceitos básicos)

As fotomultiplicadoras são constituídas por um tubo de material vítreo sob vácuo, que contém em seu interior um sensor de radiação (fotocatodo), um coletor de elétrons (ânodo) e um conjunto de placas sob um certo potencial elétrico (dinodos). A Fig. 3.4 mostra o esquema básico de funcionamento de um tubo fotomultiplicador:

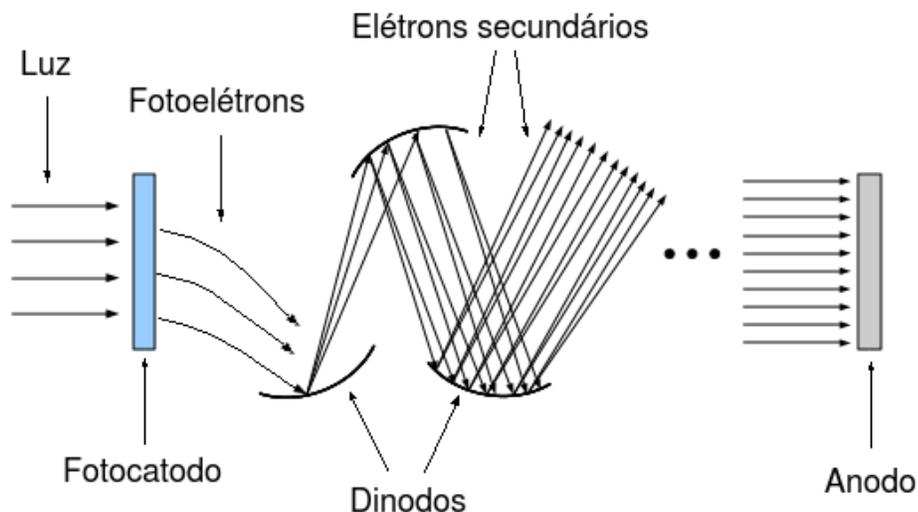


Figura 3.4: Esquema de funcionamento de uma fotomultiplicadora.

O processo de detecção se dá da seguinte maneira: a luz incide no fotocátodo, o qual libera elétrons (fotoelétrons) que são atraídos para os dinodos. Quando um elétron incide em um dinodo, ocorre nova emissão de elétrons (elétrons secundários), que são direcionados para um outro dinodo, devido à diferença de potencial entre os mesmos, e assim sucessivamente, até que os elétrons atinjam o ânodo, produzindo uma corrente elétrica que pode ser medida. Neste processo obtém-se um ganho típico da ordem de  $10^6$ .

### 3.1.4 – Medidas de Alargamento Instrumental dos Espectrômetros de Canal Único

Para determinação dos alargamentos instrumentais, primeiramente incidimos a luz de um laser de He-Ne ( $\lambda_{\text{HeNe}} = 6328 \text{ \AA}$ ) na fenda de entrada do espectrômetro e, fazendo uma varredura de comprimentos de onda em torno de  $\lambda_{\text{HeNe}}$ , obtemos o perfil de

intensidade nas imediações de  $\lambda_{\text{HeNe}}$  (geralmente uma curva gaussiana), para cada abertura de fenda. Feito isto, extraímos os valores das larguras à meia altura de cada curva obtida e os consideramos como sendo o alargamento instrumental, pois  $\lambda_{\text{HeNe}}$  possui largura desprezível. Nas figuras 3.5 a e b são apresentadas as curvas de alargamento instrumental em função da abertura das fendas para os espectrômetros McPherson e SPEX.

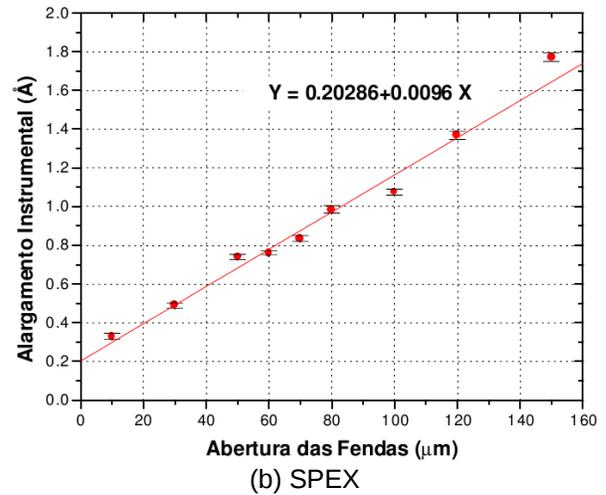
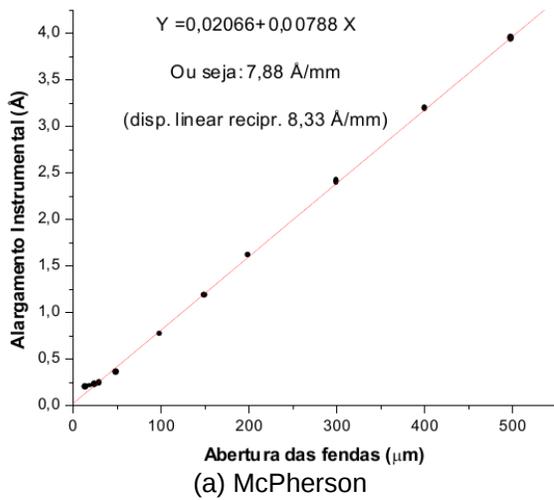


Figura 3.5: Curvas de alargamento instrumental em função da abertura das fendas para os espectrômetros. Obs.: As figuras (a) e (b) foram extraídas das referências [1] e [13], respectivamente.

Na figura 3.6, são mostradas as curvas de alargamento instrumental para o espectrômetro Jarrel Ash, antes e depois da substituição das fendas.

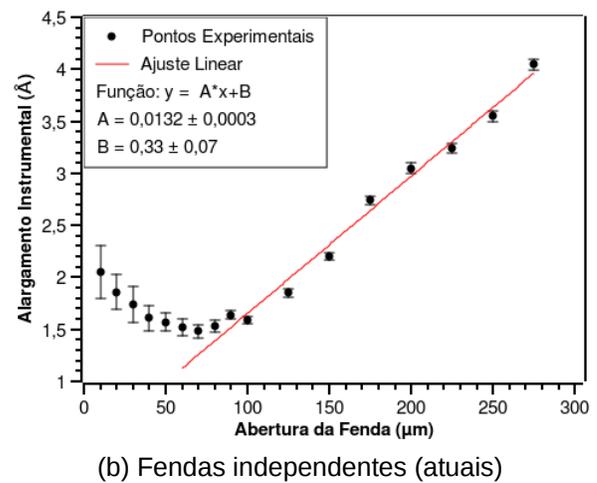
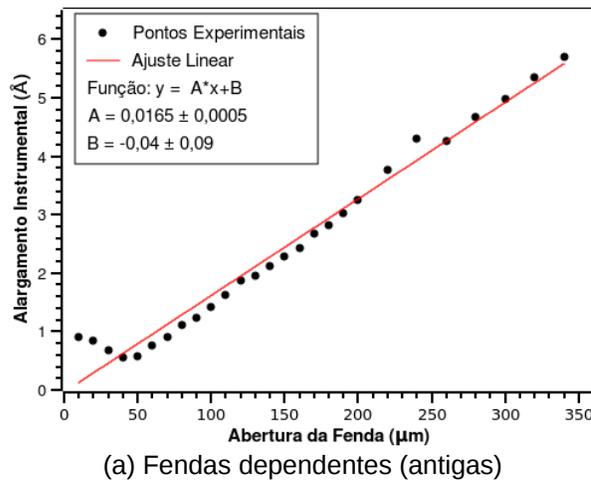


Figura 3.6: Curvas de alargamento instrumental em função da abertura das fendas para o espectrômetro Jarrel Ash.

O gráfico da Fig. 3.6-b indica que, após a substituição das fendas, a faixa confiável de abertura das fendas no espectrômetro Jarrel Ash é a partir de 100  $\mu\text{m}$  (região de inclinação constante da curva). Para aberturas menores que 100  $\mu\text{m}$  os erros no alargamento são grandes e o espectrômetro está sujeito à aberrações ópticas.

### 3.1.5 – Verificação das Leituras de Comprimento de Onda

Para garantir que os comprimentos de onda observados com os espectrômetros correspondem às linhas de emissão que queremos estudar, é de extrema importância efetuar uma comparação entre os comprimentos de onda lidos e as emissões que constam em tabelas de referência, para alguma fonte de emissão conhecida. Neste trabalho foram utilizadas lâmpadas de Mercúrio e Criptônio, que possuem várias linhas de emissão na região visível do espectro eletromagnético, e, para cada linha de emissão, foram obtidas curvas dos perfis de intensidade em torno da mesma. A partir destas curvas foram obtidos os comprimentos de onda em que as linhas tem intensidade máxima.

Os únicos espectrômetros que apresentaram diferenças significativas entre os valores lidos e os tabelados foram o Jarrel Ash e o McPherson. No primeiro, as diferenças encontradas são devidas ao fato de este espectrômetro ter sido construído para ser utilizado com uma rede de difração de 1200 ranhuras/mm, e a mesma ter sido substituída por outra de 600 ranhuras/mm. Com isto, a leitura do comprimento de onda deve ser aproximadamente a metade do valor tabelado. Já para o McPherson, foram observadas diferenças não constantes entre valores lidos e tabelados. A causa disto pode estar relacionada a desgastes no equipamento devido ao grande tempo de uso. Foram obtidas expressões para correção nas leituras de comprimentos de onda para os dois espectrômetros, as quais são apresentadas a seguir:

Espectrômetro Jarrel Ash:

$$\lambda_{lido} = 0,50026 \lambda_{tabelado} + 0,85 \text{ (\AA)} \quad 3.6$$

com erros de  $2,6 \cdot 10^{-5}$  e 0,14 nos coeficientes angular e linear, respectivamente.

Espectrômetro McPherson:

$$\lambda_{lido} - \lambda_{tabelado} = -0,01559 \lambda_{lido} + 108,6 \text{ (\AA)} \quad 3.7$$

com erros de  $1,5 \cdot 10^{-4}$  e 0,7 nos coeficientes angular e linear, respectivamente.

Mesmo de posse das expressões acima, após a determinação de quais linhas de hidrogênio seriam observadas por cada espectrômetro foram efetuados procedimentos para garantir que a leitura de todos os espectrômetros estivesse centrada em suas respectivas linhas de emissão.

### 3.1.6 – Calibração Absoluta de Intensidade

Para efetuar a calibração absoluta de intensidade dos espectrômetros foi utilizada uma lâmpada padrão EPLAB, modelo EN-66, posicionada a 70cm da fenda de entrada de cada um dos espectrômetros. O manual de uso da lâmpada [14], fornecido pelo fabricante, contém uma tabela de valores para a irradiância espectral  $I_r$  à 50cm da lâmpada, quando a mesma é operada com uma corrente contínua de 7,90 A. No caso de se utilizar distâncias maiores deve ser aplicada a lei dos inversos dos quadrados para corrigir os valores da irradiância. Além disso, um ajuste para pontos intermediários aos fornecidos deve ser efetuado, utilizando a Lei de Plank para a radiação de corpo negro, cuja equação, para uma temperatura constante, é dada por:

$$I_r(\lambda) = \frac{a}{\lambda^5 e^{[(b/\lambda)-1]}} \quad 3.8$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda e  $a$  e  $b$  são parâmetros a serem determinados por ajuste de curva.

O gráfico dos dados fornecidos pelo fabricante para a irradiância espectral da lâmpada padrão, assim como a curva de ajuste, é mostrado na Fig. 3.7-a.

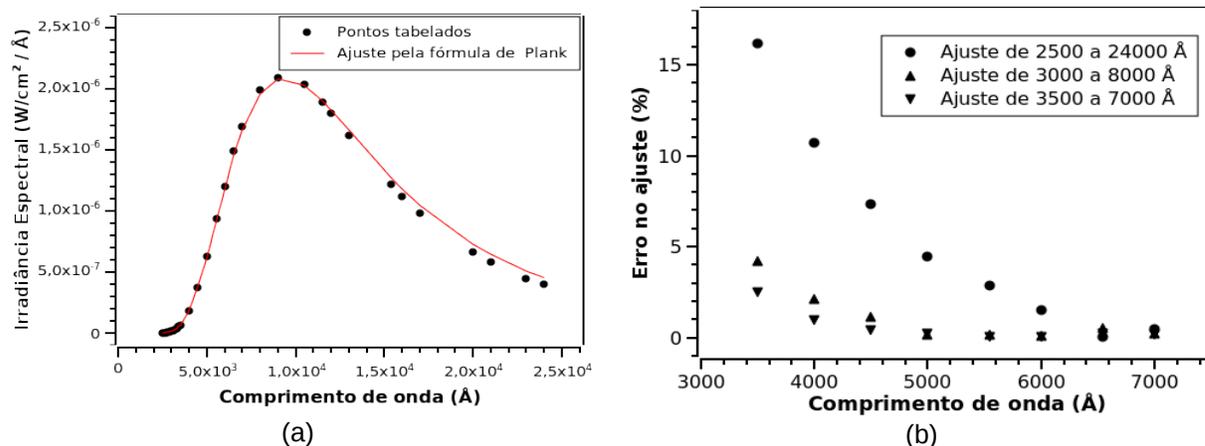


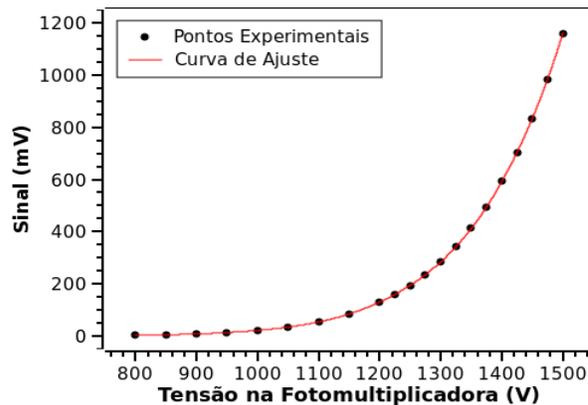
Figura 3.7: a) Irradiância da lâmpada padrão a 50 cm de distância e ajuste da curva pela Lei de Plank; b) Erros no ajuste para diferentes faixas de comprimento de onda, mostrando apenas o intervalo de interesse (3500 – 7000  $\text{\AA}$ ).

Observando a Fig. 3.7-a, nota-se que o ajuste efetuado pode gerar erros, pois não passa exatamente por todos os pontos da curva. No entanto, os erros no ajuste podem ser minimizados restringindo-se a faixa de comprimentos de onda para a qual o ajuste é efetuado, como pode ser comprovado através do gráfico da Fig. 3.7-b, o qual apresenta os erros no ajuste em três faixas diferentes de comprimento de onda consideradas. A calibração absoluta dos espectrômetros, que é discutida adiante, foi realizada no intervalo entre 3500 e 7000  $\text{\AA}$ . Nesta região os erros no ajuste são menores que 3% e, no caso específico dos comprimentos de onda referentes às linhas  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  e  $H_{\gamma}$ , não são maiores que 1%.

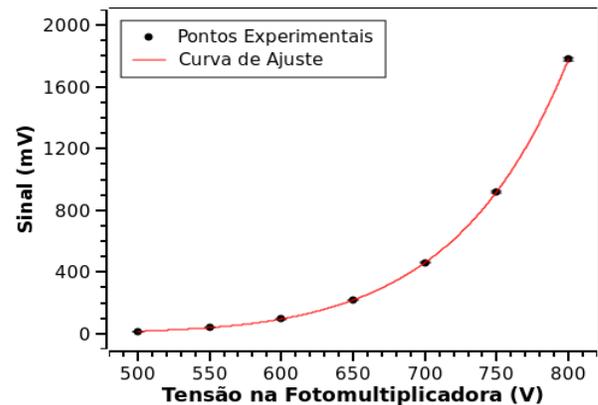
Para obter uma calibração absoluta de intensidade com o menor erro possível, o ideal seria realizá-la para as mesmas aberturas de fendas e tensões utilizadas nas fotomultiplicadoras durante a aquisição dos dados experimentais. Porém, nem sempre isto é possível, pois existe um limite para o sinal de tensão que uma fotomultiplicadora pode registrar sem ser danificada ou atingir a saturação. Então, para o procedimento de calibração, optamos por manter a fenda de entrada dos espectrômetros com uma única abertura, tanto na calibração como na aquisição dos dados. Com isso, foi necessário efetuar a calibração aplicando tensões nas fotomultiplicadoras menores que as tensões de trabalho, que foram de 1250V, 750V e 1650V para os espectrômetros Jarrel Ash, McPherson e SPEX, respectivamente. Isso

se justifica com o fato de ser mais provável reproduzir valores nas fontes de tensão do que reproduzir aberturas de fendas.

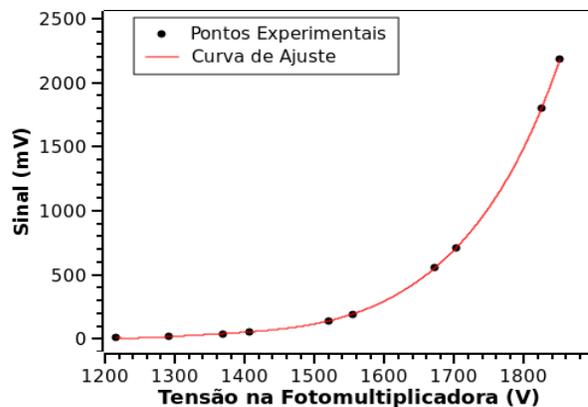
Uma vez que a calibração tenha sido feita com valores de tensão diferentes dos utilizados na aquisição dos dados, faz-se necessário conhecer as curvas de amplificação dos sinais em função da tensão aplicada às fotomultiplicadoras. As figuras 3.8-a, b e c mostram as curvas da variação da intensidade dos sinais em função da tensão aplicada nas fotomultiplicadoras.



(a) Jarrel Ash



(b) McPherson



(c) SPEX

Figura 3.8: Curvas de intensidade dos sinais obtidos em função da tensão aplicada nas fotomultiplicadoras.

De posse das curvas mostradas acima, podemos obter os fatores de multiplicação entre as tensões utilizadas na calibração e as de trabalho. As curvas de ajuste mostradas, geralmente um polinômio de ordem adequada, são necessárias apenas nas situações em que os valores de tensão utilizados forem diferentes dos pontos experimentais.

A seguir, são mostradas, nas figuras 3.9-a, b e c, as curvas de calibração

absoluta de intensidade obtidas para os espectrômetros, utilizando abertura de  $150\mu\text{m}$  para as fendas. As tensões aplicadas nas fotomultiplicadoras foram de 850V, 500V e 1200V para os espectrômetros Jarrel Ash, McPherson e SPEX, respectivamente.

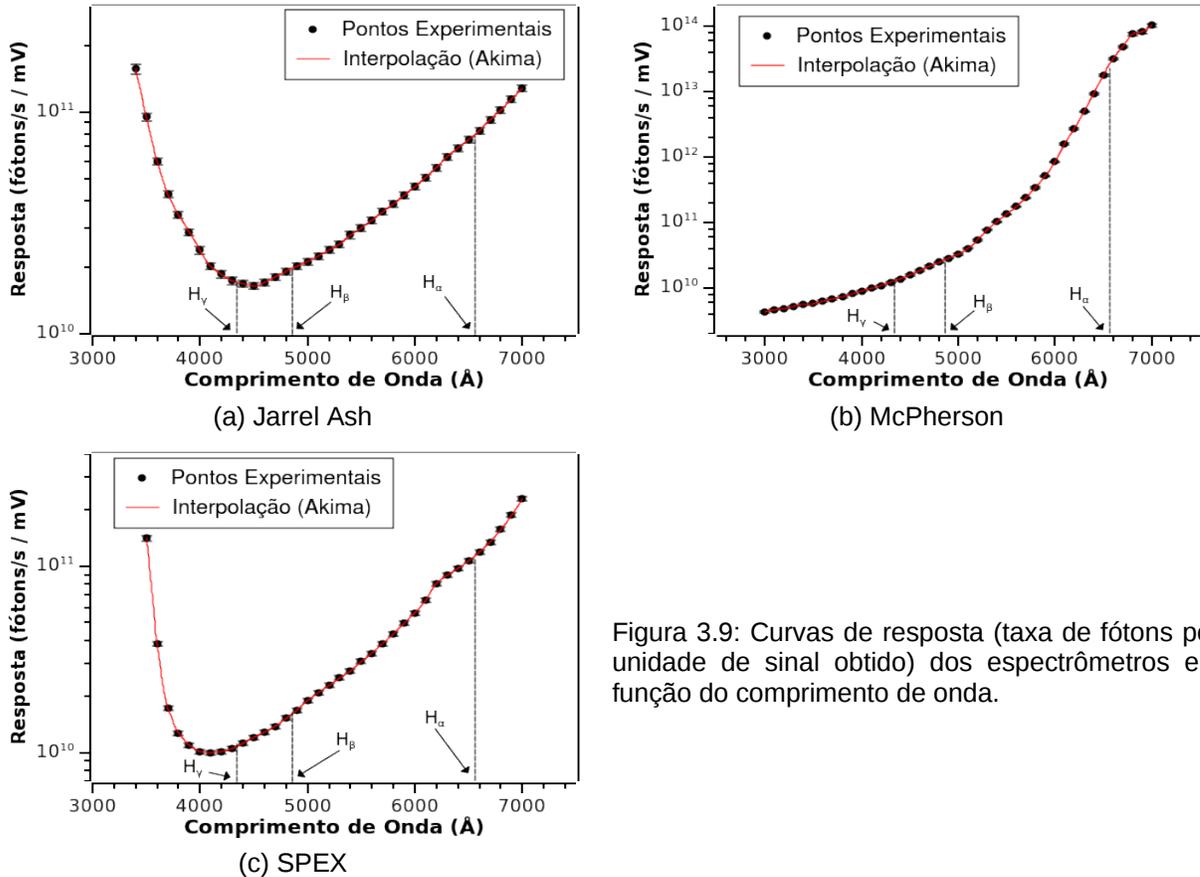


Figura 3.9: Curvas de resposta (taxa de fótons por unidade de sinal obtido) dos espectrômetros em função do comprimento de onda.

As curvas de calibração acima também são utilizadas para determinar qual linha de emissão cada espectrômetro deve observar. Em uma calibração prévia, fazendo uso do mesmo tipo de curva, escolhemos utilizar os espectrômetros Jarrel Ash, McPherson e SPEX centrados nas linhas  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  e  $H_{\gamma}$  respectivamente. Tal escolha foi baseada não somente na calibração, mas também na sensibilidade de cada fotomultiplicadora à presença de raios-X, pois, uma vez que o sinal obtido para a linha  $H_{\gamma}$  é de baixa intensidade, poderiam ser gerados ruídos maiores que o próprio sinal, inviabilizando o aproveitamento do mesmo.

A forma das curvas de resposta de espectrômetros é, em geral, o resultado

da convolução das curvas de eficiência da fotomultiplicadora e da rede de difração, sendo que esta última tem seu máximo no comprimento de onda de *blaze*. Isto explica o fato de a curva obtida para o espectrômetro McPherson apresentar melhor resposta para comprimentos de onda próximos de 3000 Å e as outras duas entre 4000 e 5000 Å.

### 3.1.7 – Espectrômetro com Detector Multicanal

Para obtenção do espectro completo das emissões no visível do plasma, foi utilizado um espectrômetro com detector multicanal, do tipo pequeno e portátil, fabricado pela OceanOptics, cujas principais especificações são as seguintes:

- Modelo HR4000
- Montagem Czerny-Turner;
- CCD com arranjo linear Toshiba modelo TCD1304AP;
- Obturador eletrônico e trigger externo de até 5 volts;
- Rede de difração modelo H2 na faixa de 350 a 800 nm e 600 ranhuras/mm com blaze a 500 nm;
- Fenda de entrada de 25µm;
- Dispersão de 0,12 nm/pixel e resolução de 0,53 nm (5,3 Å);
- Distância focal de 10,16 cm;
- 3648 pixels com dimensão de 8 µm x 200 µm cada;
- Tempo de integração de 3,8 milissegundos a 10 segundos.

Para este espectrômetro, foram efetuadas as calibrações de comprimento de onda e de intensidade de acordo com as informações contidas nos manuais do equipamento [15] e do software utilizado para as aquisições de dados [16]. Neste caso, os processos de calibração utilizam os mesmos princípios dos processos usados para os espectrômetros de canal único, porém, os procedimentos são um pouco distintos. A Fig. 3.10-a mostra o sinal obtido com a lâmpada padrão de calibração fornecida pela OceanOptics, enquanto na Fig. 3.10-b podemos ver a calibração de intensidade para medidas de irradiância espectral.

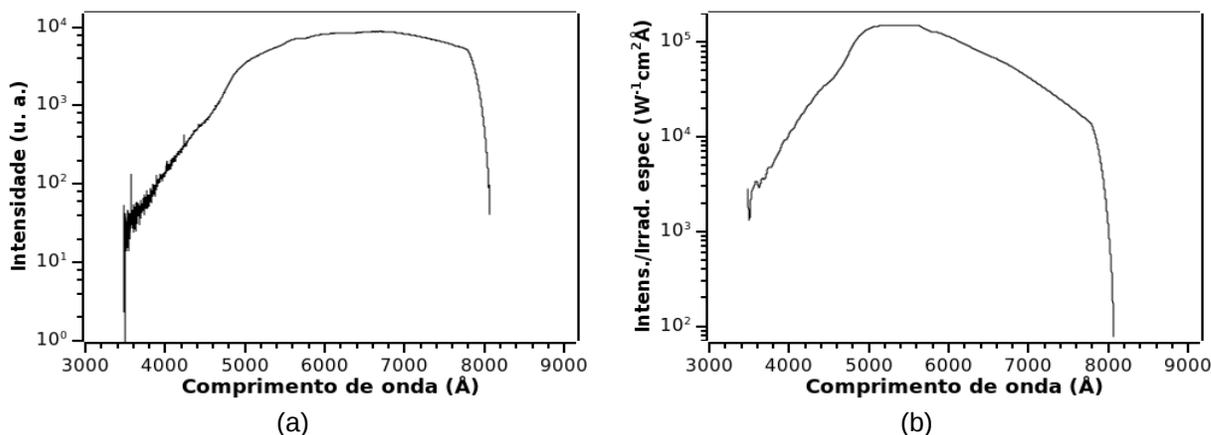


Figura 3.10: Curvas de (a) intensidade luminosa em função do comprimento de onda e (b) calibração de intensidade (considerando apenas a irradiância espectral, não o número de fótons).

### 3.1.8 – Fibras Ópticas

Nesta seção, veremos como o uso de fibras ópticas pode afetar as medidas realizadas durante o trabalho, principalmente no que diz respeito à intensidade dos sinais obtidos.

Na Fig. 3.11, são apresentadas curvas de intensidade luminosa em função do comprimento de onda, utilizando o espectrômetro HR4000 e uma lâmpada padrão de calibração, em três condições diferentes: sem a utilização de nenhuma fibra óptica, com a fibra óptica que foi utilizada com os três espectrômetros (**fibra 1**: núcleo com 800  $\mu\text{m}$  de diâmetro, 8 m de comprimento) e com uma fibra fornecida pela OceanOptics (**fibra 2**: núcleo com 600  $\mu\text{m}$  de diâmetro, 7 m de comprimento) juntamente com o equipamento HR4000. Todas as fibras utilizadas tem núcleo feito de material vítreo.

Para obter as três curvas mostradas na Fig. 3.11 foram utilizados tempos de integração igual a 100 ms para minimizar a relação ruído/sinal.

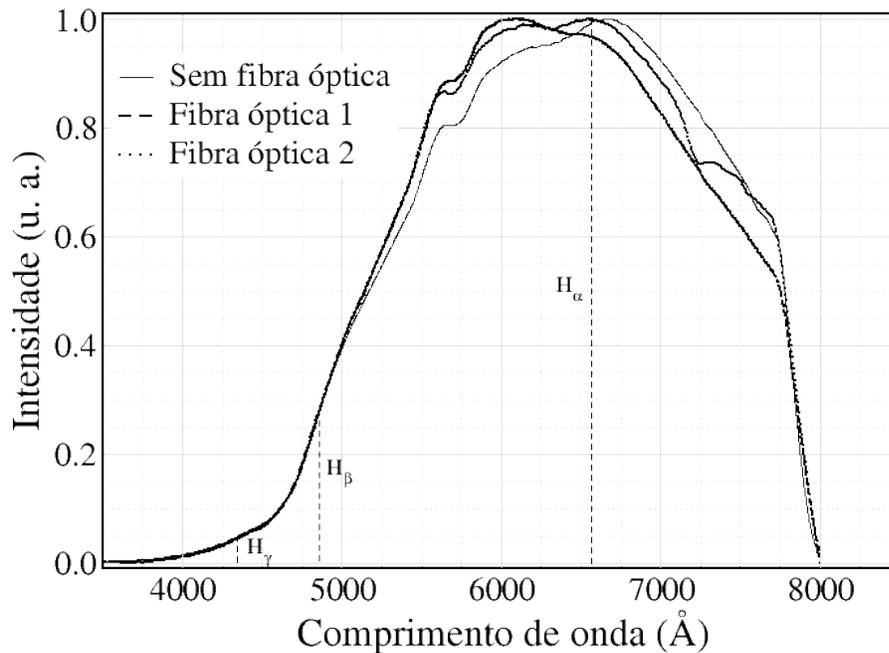


Figura 3.11: Curvas de intensidade luminosa em função do comprimento de onda.

Como vemos, a utilização de fibras ópticas afeta, em algumas faixas de comprimento de onda, a intensidade dos sinais obtidos, sendo que tais sinais podem ser maiores ou menores que os obtidos sem uso das fibras.

Na tabela 3-2 temos comparações entre as diferenças de intensidade obtidas nas proximidades dos comprimentos de onda referentes às linhas de emissão  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  e  $H_{\gamma}$  (considerando uma faixa de 5 Å em torno das linhas). Tal comparação toma como padrão os sinais obtidos sem a utilização de fibras ópticas.

Tabela 3-2: Comparações entre as diferenças de intensidade com e sem uso de fibras ópticas; SF = intensidade sem uso de fibra, F1 = intensidade com a fibra 1 e F2 = intensidade com a fibra 2.

$\lambda$	Diferença (%)	
	(SF-F1)/SF	(SF-F2)/SF
$H_{\alpha}$	2,69	0,61
$H_{\beta}$	0,22	-1,2
$H_{\gamma}$	7,33	-10,77

Com base nos dados acima, vemos que são necessárias algumas correções na intensidade dos sinais obtidos com os espectrômetros Jarrel Ash, McPherson e SPEX ao serem efetuados os cálculos de brilho para determinação das temperaturas e densidades eletrônicas, pois não foram utilizadas fibras ópticas durante a calibração absoluta de intensidade dos mesmos. Tais correções não são necessárias para os dados obtidos com o espectrômetro HR4000, já que a calibração deste foi realizada com a fibra óptica conectada ao aparelho.

## CAPÍTULO 4 – TOKAMAK E MONTAGEM EXPERIMENTAL

### 4.1 – Tokamak

Os Tokamaks são, atualmente, os equipamentos que estão mais próximos de alcançar a fusão termonuclear em escala comercial. Depois do sucesso do JET [17], que chegou a produzir 16MW em 1997, operando com deutério (D) e trítio (T), iniciaram-se as discussões para a construção de um reator de maior porte, mas ainda experimental, o ITER [17], que deverá produzir cerca de 500MW. O ITER já se encontra em construção e faz parte da estratégia mundial para implementar uma planta comercial de energia por fusão. Esta estratégia inclui a elaboração de uma planta energética de demonstração para produzir pelo menos 2000MW, já com uma rede de distribuição de energia elétrica.

Um reator só é viável comercialmente quando a energia injetada no plasma é, no mínimo, igual à energia retirada da reação de fusão. Isto requer, para operações com temperatura de pelo menos 10 keV ( $\sim 1,16 \cdot 10^{11}$  K), que o tempo de confinamento de energia  $\tau$  e a densidade do plasma  $n$  obedeçam à relação  $n\tau > 10^{14}$  cm<sup>-3</sup> s, para reações de fusão D–T e  $n\tau > 10^{16}$  cm<sup>-3</sup> s, para reações D–D [2].

#### 4.1.1 – Informações Básicas

Trataremos aqui apenas do funcionamento básico de um tokamak. O objetivo desta seção é a familiarização com as principais direções de um tokamak e com termos comumente utilizados no decorrer deste trabalho. Outras informações podem ser encontradas em [3,13, 17, 18].

O Tokamak é uma máquina que consiste, basicamente, de uma câmara de vácuo inserida em um toroide. As principais dimensões e direções de um tokamak são mostradas na Fig. 4.1.

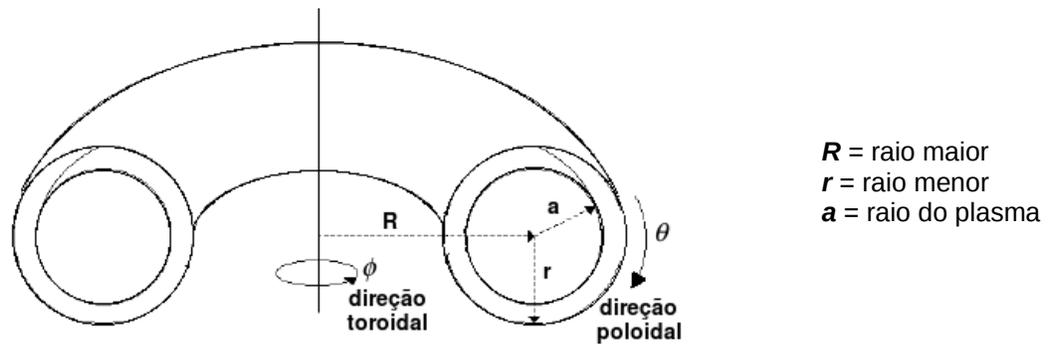


Figura 4.1: Principais direções e dimensões de um tokamak.  $\phi$  e  $\theta$  indicam as direções toroidal e poloidal, respectivamente.

No interior desta câmara é criado um plasma que é confinado por um campo magnético com duas componentes principais que são a *toroidal* ( $\mathbf{B}_\phi$ ) e a *poloidal* ( $\mathbf{B}_\theta$ ). A componente toroidal é produzida pela passagem de corrente elétrica nas bobinas toroidais (Fig. 4.2), as quais são igualmente espaçadas para produzir um campo uniforme. A componente poloidal, por sua vez, surge devido à *corrente de plasma* que se estabelece no interior da câmara. O campo magnético resultante tem forma helicoidal e é, em princípio, suficiente para confinar magneticamente o plasma, sem deixá-lo tocar na parede do vaso.

Para que a corrente de plasma seja formada, ocorre inicialmente uma emissão de elétrons (acendendo um filamento no interior da câmara ou por radio frequência) que são acelerados devido à força eletromotriz que é gerada como consequência da passagem de uma forte corrente elétrica pelo *transformador ôhmico*. Tais elétrons acelerados, fazem com que o gás no interior da câmara seja ionizado, num efeito de avalanche. Com isto, o plasma é produzido e a corrente de plasma se estabelece.

Além de gerar o campo poloidal, a corrente de plasma é responsável pelo aquecimento do plasma.

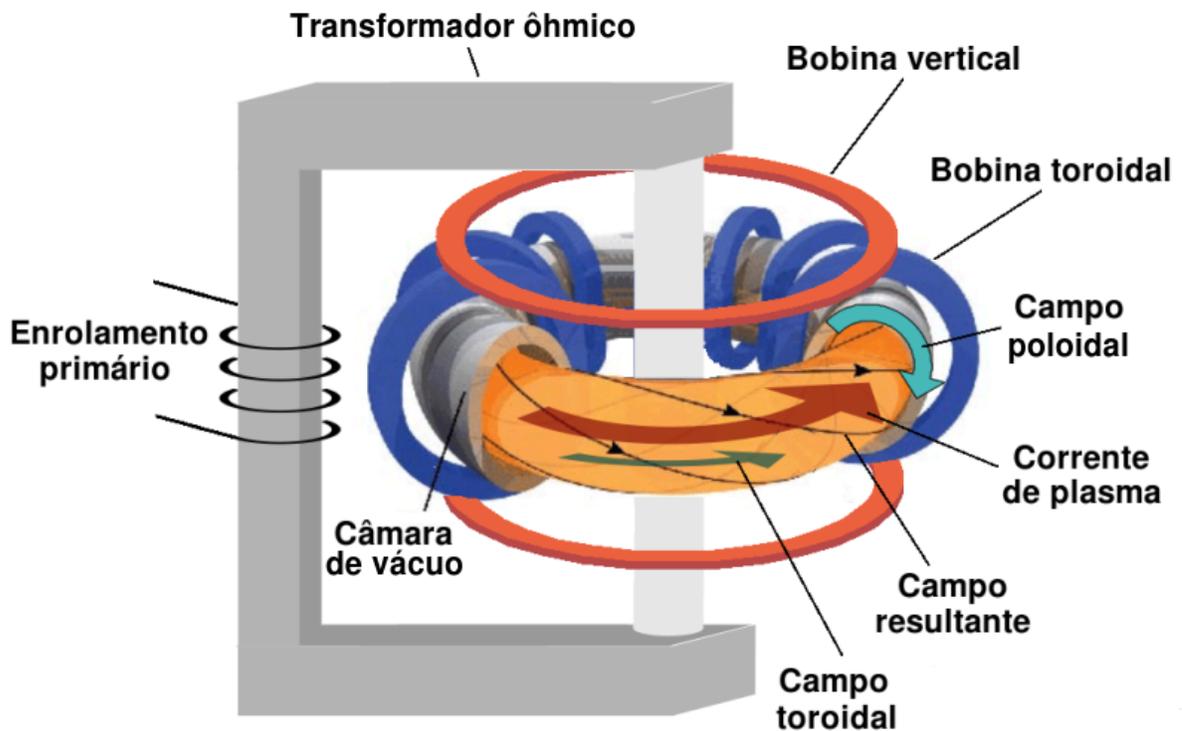


Figura 4.2: Esquema básico de um tokamak (figura adaptada de [19]).

Embora o confinamento do plasma seja realizado pelo campo helicoidal resultante, na maioria das vezes é necessário aplicar outros campos magnéticos para reduzir a tendência que as partículas tem de se chocarem contra as paredes do vaso. Isto é feito utilizando um campo magnético vertical ( $B_v$ ), produzido pelas chamadas *bobinas verticais*, as quais tem simetria toroidal e são posicionadas, em pares, acima e abaixo da câmara de vácuo (um tokamak pode ter mais de um par de bobinas verticais).

Além de evitar o deslocamento da coluna de plasma, as bobinas verticais podem ser usadas para posicionar a coluna dentro do vaso e, como é feito no JET, por exemplo, alterar a forma da mesma.

#### 4.1.2 – Tokamak NOVA-UNICAMP

A máquina NOVA-UNICAMP é um tokamak de pequeno porte doado pela Universidade de Kyoto-Japão e operando no Laboratório de Plasmas do IFGW desde 1996. Os objetivos principais no uso desta máquina são os estudos da interação plasma parede, tempo de confinamento e mecanismos de reciclagem no limitador, bem como desenvolvimento de diagnósticos, principalmente óticos, com lasers, espectrômetros, micro-ondas e de radiação.

O tokamak NOVA-UNICAMP utiliza um núcleo de ferro como transformador ôhmico, possui uma parede fina de aço inox com camada condutora de alumínio. Na parede foi efetuado tratamento com titânio.

As características geométricas e elétricas do tokamak são:

- Plasma: raio maior de 300 mm e raio menor de 60 mm;
- *Shell* condutora: em alumínio com raio maior de 300 mm, raio menor de 77 mm, espessura de 10 mm;
- Bobinas toroidais: 24, com 20 voltas de condutor em cada uma;
- Bobinas verticais: 2 pares, um acima e outro abaixo da câmara de vácuo;
- Limitador: em aço inox com 60 mm de raio e 0,5 mm de espessura;
- Câmara de vácuo: em aço SUS 28 com raio maior de 300 mm, raio menor interno de 73 mm, espessura de 2 mm, bombeamento com uma turbo molecular de 250 l/seg. obtendo vácuo máximo de  $3 \times 10^{-8}$  Torr;
- Banco de capacitores para campo magnético toroidal: voltagem de carga de 5 KV, capacitância de 12 mF com energia máxima de 150 kJ;
- Banco de capacitores para corrente de plasma: 5kV e 200  $\mu$ F para banco rápido e 500 V e 45 mF para banco lento.

Os valores típicos do plasma obtidos com o tokamak NOVA-UNICAMP são:

- Campo toroidal : 10 kG;
- Duração da descarga: 15 milissegundos;
- Corrente de plasma : 10 kA;
- Densidade eletrônica:  $2 \times 10^{13}$  partículas/cm<sup>3</sup>;
- Temperatura iônica e eletrônica: 60 e 50 eV respectivamente.

Os diagnósticos que já foram instalados no tokamak NOVA-UNICAMP até o momento são:

- Tensão de enlace (loop voltage);
- Medição da Corrente de Plasma;
- Posição vertical;
- Espalhamento Thomson multi-passo;
- Interferometria de micro-ondas (utilizando guias de onda de 6 mm);
- Espectroscopia no visível e no ultravioleta do vácuo;
- Detecção de raios-X (duro e mole);
- Bolometria;
- Sonda de Langmuir;
- Análise de gás residual.

Na Fig. 4.3 são mostradas algumas curvas importantes, típicas do tokamak NOVA-UNICAMP:

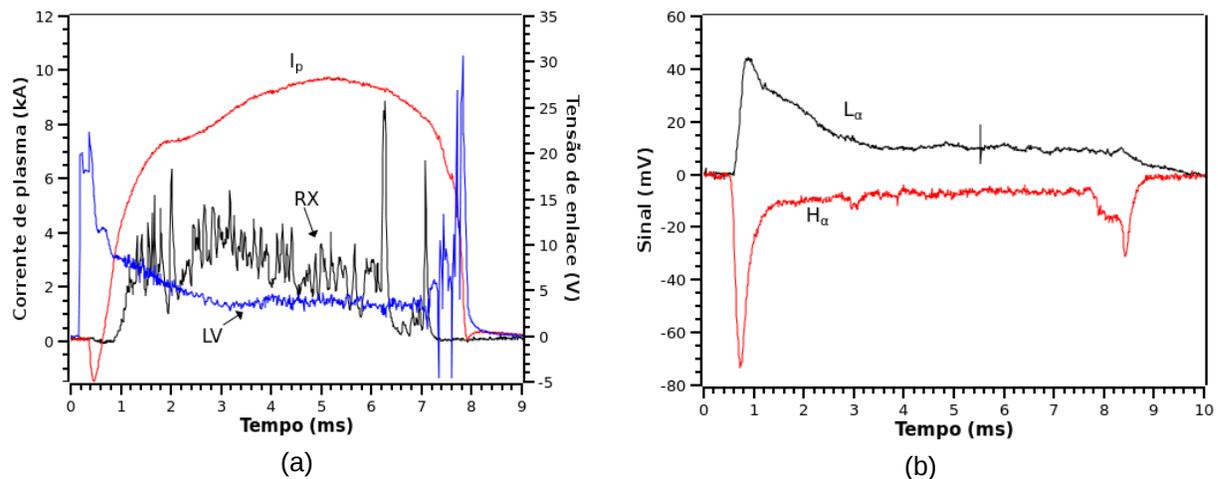


Figura 4.3: Curvas típicas obtidas no tokamak NOVA-UNICAMP: a) Corrente de plasma ( $I_p$ ), Raios-X (RX), sinal ampliado 100 vezes e em unidades arbitrárias, e Tensão de enlace (LV); b) Sinais das emissões de hidrogênio Lyman alfa ( $L_\alpha$ ) e H alfa.

O Apêndice A contém informações adicionais referentes à operação do tokamak NOVA-UNICAMP.

## 4.2 – Sistema Para Coleta de Luz

Para conduzir a luz que é emitida pelo plasma até os espectrômetros, foi feito uso de três fibras ópticas, todas com o mesmo diâmetro ( $\sim 800\mu\text{m}$ ) e características. O comprimento das fibras também é aproximadamente igual ( $\sim 8\text{m}$ ).

A luz emitida pelo plasma, observada a  $90^\circ$  toroidalmente do limitador, no plano equatorial do tokamak, foi captada pela lente de um telescópio e direcionada para as fibras ópticas. A outra extremidade de cada uma das fibras estava posicionada na fenda de entrada do seu respectivo espectrômetro. Um tubo com aproximadamente 19mm de diâmetro e 30cm de comprimento foi posicionado entre a janela do tokamak e o telescópio para efetuar colimação da luz emitida. O uso do tubo é uma redundância em relação à colimação, pois, como será explicado a seguir, o posicionamento correto das extremidades das fibras no foco do telescópio já garante que a luz seja colimada, mesmo assim, foram tomadas as devidas precauções para evitar reflexão de luz nas paredes do mesmo. No entanto, o uso do tubo reduz a interferência da luz ambiente

nas medidas e pode garantir a rigidez da montagem.

Na Fig. 4.4 é apresentada a montagem utilizada para aquisição dos dados experimentais.

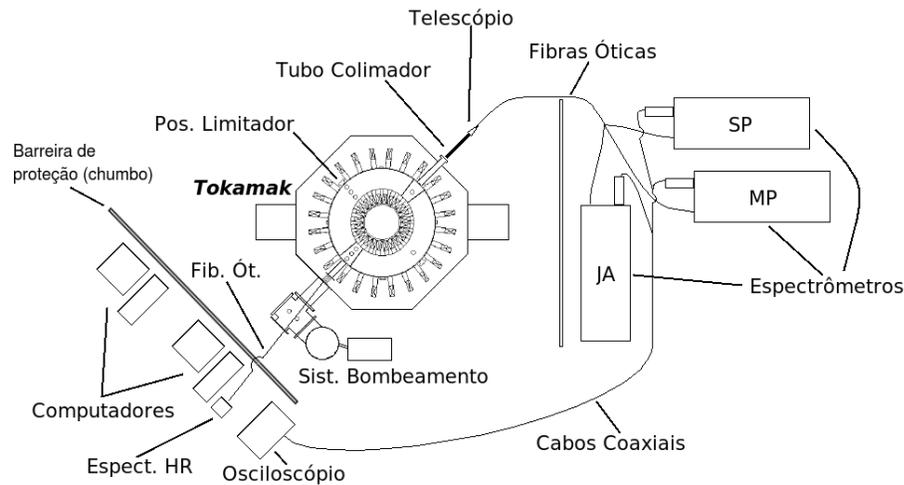


Figura 4.4: Montagem para aquisição dos dados experimentais.

O sistema para colimação foi montado com o intuito de obter um certo grau de definição espacial na coleta dos dados. Para nos certificarmos da colimação, e também garantir que as três fibras observam uma mesma região do plasma, adotou-se o seguinte procedimento:

Com as fibras posicionadas no telescópio, conforme detalhe da Fig. 4.5, fez-se incidir um feixe de luz laser (He-Ne) na outra extremidade de cada uma das fibras ópticas (uma por vez). Na saída do telescópio, foi posicionado um anteparo para observar o círculo luminoso formado. Afastando o anteparo do telescópio, verificou-se se havia alterações significativas no diâmetro do círculo luminoso, se isto não ocorresse, o feixe de luz poderia ser considerado colimado e, conseqüentemente, a fibra estaria posicionada no foco do telescópio. Com este procedimento, pôde-se encontrar uma posição para as três fibras no telescópio de modo que o círculo luminoso observado não tivesse divergência para nenhuma das mesmas e que este mesmo círculo estivesse aproximadamente sempre no mesmo lugar, ou seja, com as três fibras observando uma mesma região.

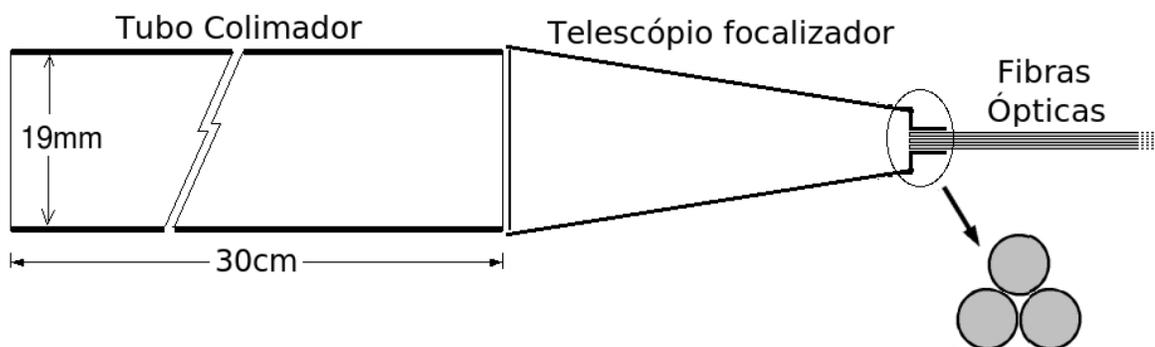


Figura 4.5: Esquema de colimação e focalização da luz emitida pelo plasma.

As principais especificações da lente do telescópio utilizado são:

- Código do fabricante: 84-UV-25;
- Diâmetro: 25,4 mm;
- Distância focal: 100 mm;
- Material: sílica fundida;
- Faixa de comprimentos de onda de trabalho: 2000 – 20000 Å.

Com o procedimento descrito nos parágrafos anteriores, só se pode garantir a colimação e a observação de um volume comum do plasma, sendo ainda necessário realizar procedimentos para verificar se as três fibras ópticas enxergam o mesmo número de fótons para uma dada linha de emissão e para posicionar as extremidades das fibras nos espectrômetros tentando garantir que a intensidade observada é a máxima. Nestes dois casos o procedimento realizado foi o mesmo: posicionou-se uma fonte luminosa (cuja emissão não variava com o tempo) em frente ao telescópio, registrou-se os sinais observados e foram efetuados os ajustes necessários, já com as extremidades das fibras posicionadas nas fendas de entrada dos respectivos espectrômetros.

No caso do número de fótons, poderia-se utilizar a própria emissão do plasma para realizar tal verificação. Para isto, é necessário que todos os espectrômetros observem a mesma linha espectral e, após registrar os sinais observados, utilizar os dados da calibração para obter o número de fótons. Eventuais divergências encontradas no número de fótons registrados seriam utilizadas nos

cálculos como fatores de correção. Esta verificação também elimina possíveis interferências nas medidas devido à passagem da luz por superfícies ópticas como as da lente do telescópio e janela do tokamak.

### ***4.3 – Digitalização dos Sinais***

Os sinais que chegam às fotomultiplicadoras são registrados em um osciloscópio TekTronix (modelo TEK11403), que possui 12 canais e capacidade para armazenar dados de várias descargas. Após isto, os dados são transferidos para um computador, através de uma interface GPIB.

Para a aquisição de dados utilizando o espectrômetro com detector multicanal (HR4000) a montagem foi semelhante. As únicas diferenças são: a posição da fibra óptica em relação ao limitador ( $-90^\circ$  toroidalmente), o uso de uma lente tipo cosseno no lugar do telescópio e a ausência de um sistema de colimação, devido à lente utilizada e à baixa intensidade do sinal obtido.

## CAPÍTULO 5 – ANÁLISE DOS DADOS E RESULTADOS OBTIDOS

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos durante este trabalho e também os métodos utilizados na análise dos dados experimentais.

A determinação de  $T_e$  e  $n_e$ , a partir de medidas de brilho das linhas  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $H_\gamma$ , e com base na unicidade do tempo de confinamento de partículas no tokamak, pode ser realizada a por meio de dois métodos (algoritmos), os quais passam pelo cálculo da razão entre tempos de confinamento, que buscam satisfazer a relação:

$$\frac{\tau_{p\alpha}}{\tau_{p\beta}} = \frac{\tau_{p\beta}}{\tau_{p\gamma}} = 1 \quad 5.1$$

Após a descrição dos métodos utilizados para calcular  $T_e$  e  $n_e$  são apresentados resultados da evolução temporal das temperaturas e densidades dos elétrons, obtidas em descargas realizadas em condições distintas.

### 5.1 – Métodos Utilizados para Obter Densidades e Temperaturas Eletrônicas

#### 1º Método:

Os passos que compõe este primeiro método para obter  $T_e$  e  $n_e$  foram desenvolvidos em uma tese de doutoramento no grupo [1].

Uma vez que se tenha em mãos os sinais medidos das emissões de hidrogênio  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $H_\gamma$  (Fig. 5.1) utilizamos as curvas de calibração dos espectrômetros e as devidas correções de número de fótons para converter os sinais elétricos nos respectivos brilhos de cada linha.

De posse dos valores dos brilhos  $B_\alpha$ ,  $B_\beta$  e  $B_\gamma$ , em um determinado instante de tempo, e dos coeficientes  $\bar{R}_\alpha$ ,  $\bar{R}_\beta$  e  $\bar{R}_\gamma$ , calculam-se as razões entre tempos de confinamento em função da densidade eletrônica, mantendo uma temperatura constante.

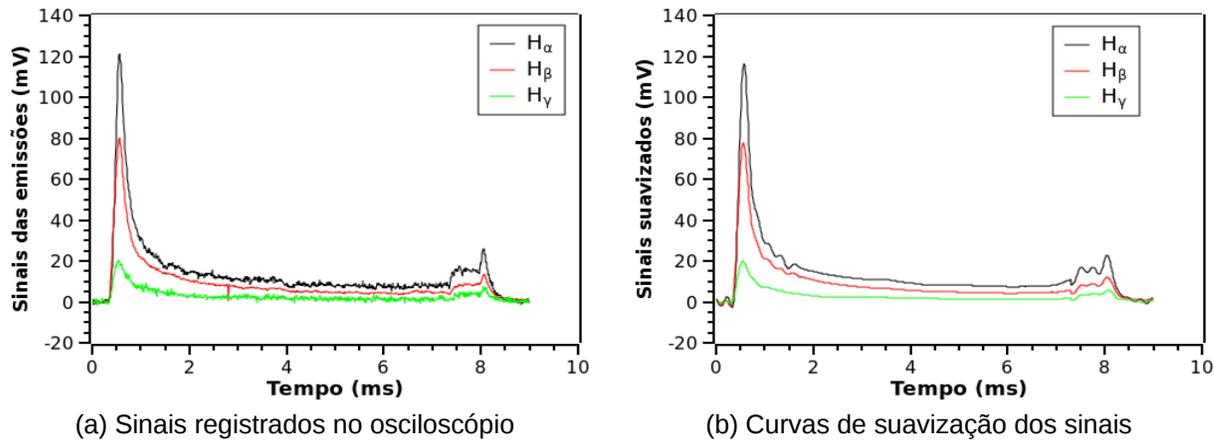


Figura 5.1: Sinais das emissões  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $H_\gamma$  (pela ordem de intensidade) obtidos com os espectrômetros e respectivas curvas de suavização.

As fórmulas para razões entre tempos de confinamento já estão definidas pelas Eqs. 2.32 a e b. Vamos apenas reescrevê-las com uma notação mais simples:

$$Q_{\alpha\beta}(n_e, T_e = cte) = \frac{\tau_{p\alpha}}{\tau_{p\beta}} = \frac{\bar{R}_\beta B_\beta}{\bar{R}_\alpha B_\alpha} \quad 5.2-a$$

$$Q_{\beta\gamma}(n_e, T_e = cte) = \frac{\tau_{p\beta}}{\tau_{p\gamma}} = \frac{\bar{R}_\gamma B_\gamma}{\bar{R}_\beta B_\beta} \quad 5.2-b$$

(foi escolhida a letra Q pelo fato de “razão” ter como sinônimo “quociente”).

Para o instante de tempo  $t=5,4$  ms da Fig. 5.1-b, os valores de brilho medidos foram:

Tabela 5.1: Valores de brilho medidos para  $t=5,4$  ms .

$B_\alpha$ (fótons·s <sup>-1</sup> ·cm <sup>-2</sup> ·sr <sup>-1</sup> )	$B_\beta$ (fótons·s <sup>-1</sup> ·cm <sup>-2</sup> ·sr <sup>-1</sup> )	$B_\gamma$ (fótons·s <sup>-1</sup> ·cm <sup>-2</sup> ·sr <sup>-1</sup> )
$4,35 \cdot 10^{10}$	$3,81 \cdot 10^9$	$5,13 \cdot 10^8$

A unidade de ângulo sólido foi introduzida devido à própria definição de brilho, pois o que ocorre, na prática, é uma transferência da imagem do plasma para o espectrômetro durante as medições.

Com isto obtemos, para diversos valores de temperatura, gráficos das razões entre tempos de confinamento de partículas em função da densidade eletrônica, como os exemplos que são apresentados na Fig. 5.2 para duas temperaturas (13,82 eV e 22,06 eV).

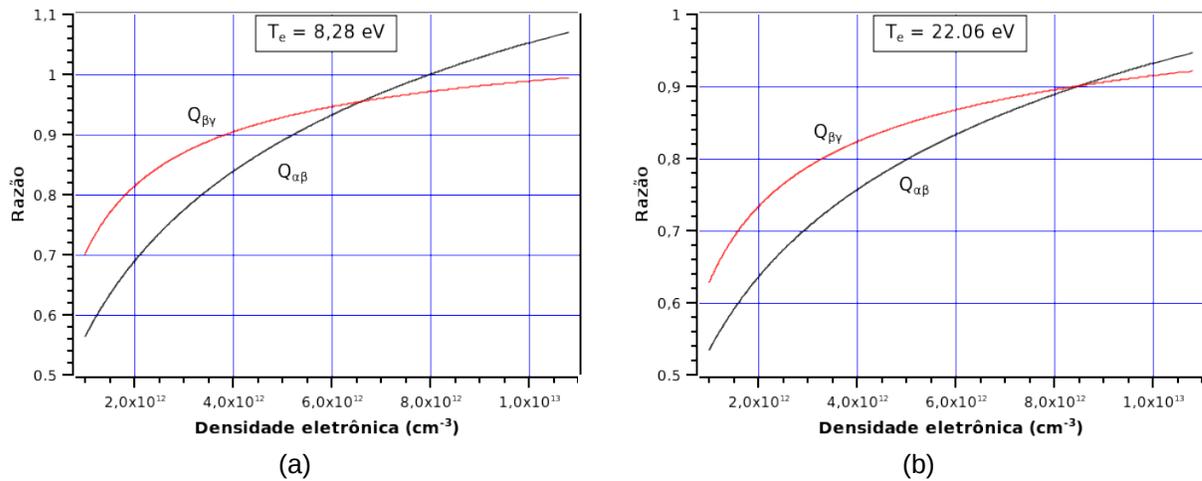


Figura 5.2: Razões entre tempos de confinamento em função da densidade eletrônica para diferentes temperaturas.

Observando os gráficos da Fig. 5.2, vemos que as razões entre tempos de confinamento  $Q_{\alpha\beta}$  e  $Q_{\beta\gamma}$  assumem valores distintos entre si para todos os valores de densidade eletrônica, exceto no ponto onde as duas curvas se cruzam. Nota-se também que, mesmo na condição em que  $Q_{\alpha\beta} = Q_{\beta\gamma}$ , os valores obtidos neste ponto são, em geral, diferentes de 1, e também podem ser diferentes para temperaturas distintas.

Tomando as coordenadas dos pontos de cruzamento das curvas  $Q_{\alpha\beta}$  e  $Q_{\beta\gamma}$  versus  $n_e$ , para várias temperaturas eletrônicas, podemos traçar curvas do comportamento destas coordenadas (valor da razão e densidade) em função da temperatura eletrônica, como é mostrado nas figuras 5.3 a e b.

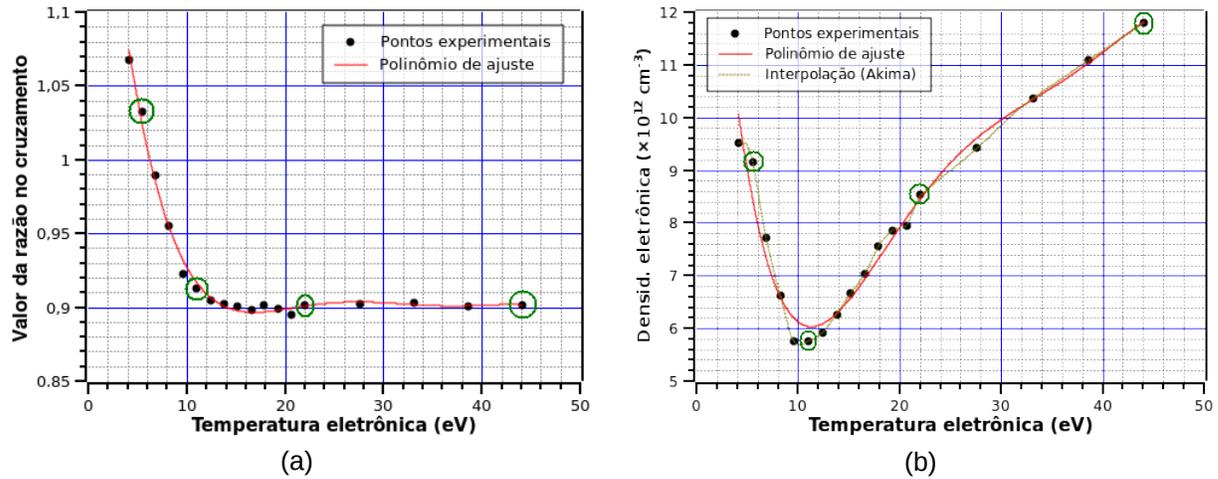


Figura 5.3: (a) Valores das razões nos pontos de cruzamento versus  $T_e$ ; (b) Valores das densidades nos pontos de cruzamento versus  $T_e$ .

Na Fig. 5.3, os pontos em destaque estão associados ao fato de os coeficientes  $R_{(\alpha,\beta,\gamma)}$  serem calculados diretamente de dados que constam no trabalho de Johnson e Hinnov e os demais relacionam-se com o fato de tais coeficientes terem sido obtidos por aproximação, conforme discussão feita na secção 2.6.

A partir da curva da Fig. 5.3-a, fazemos uma interpolação para determinar o valor de temperatura que satisfaça  $Q_{\alpha\beta} = Q_{\beta\gamma} = 1$  e, com este valor de  $T_e$ , fazemos uma interpolação na curva 5.3-b para obter a densidade eletrônica correspondente. Para este conjunto de dados foram obtidos os valores de  $T_e=6,28$  eV e  $n_e=8,1 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-3</sup> (considerando um valor intermediário entre o polinômio de ajuste e a interpolação) no plasma num dado instante de tempo. Para outros instantes de tempo durante a descarga, devemos repetir os procedimentos acima descritos.

## 2º Método:

Para que seja possível determinar  $T_e$  e  $n_e$  com base na unicidade do tempo de confinamento de partículas, as curvas  $Q_{\alpha\beta}(n_e)$  e  $Q_{\beta\gamma}(n_e)$ , como as mostradas na Fig. 5.2, devem, necessariamente, assumir o valor 1 para alguma densidade eletrônica (pelo menos para uma certa faixa de temperaturas), ou seja, devemos ter:

$$Q_{\alpha\beta}(n'_e, T_e = cte) = 1 \quad 5.3-a$$

e

$$Q_{\beta\gamma}(n''_e, T_e = cte) = 1 \quad 5.3-b$$

Levando o que foi dito acima em consideração e, também, o fato de que já estão sendo utilizados valores aproximados dos fatores  $R_{(\alpha,\beta,\gamma)}$  para densidades eletrônicas que não constam no trabalho de Johnson e Hinnov, podemos extrair diretamente das curvas de  $Q$  versus  $n_e$  os valores de densidades eletrônicas que satisfazem as relações 5.3-a e 5.3-b para cada valor de temperatura, como mostra a Fig. 5.4.

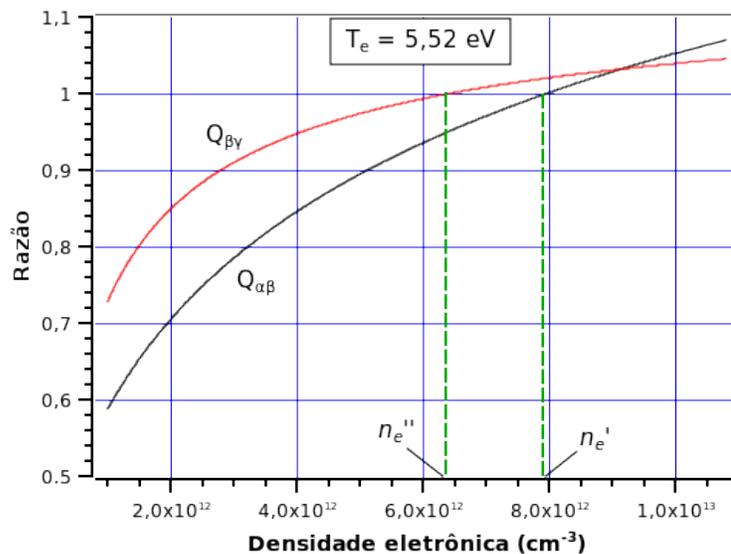


Figura 5.4: Curvas das razões  $Q_{\alpha\beta}(n_e)$  e  $Q_{\beta\gamma}(n_e)$  com indicações dos valores de  $n_e$  que satisfazem a Eq. 5.3 ( $n'_e \sim 7,95$  e  $n''_e = 6,41 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ).

Uma vez que tenhamos obtido tais valores de densidade, podemos ver seu comportamento para as diversas temperaturas fazendo um gráfico como o da Fig. 5.5.

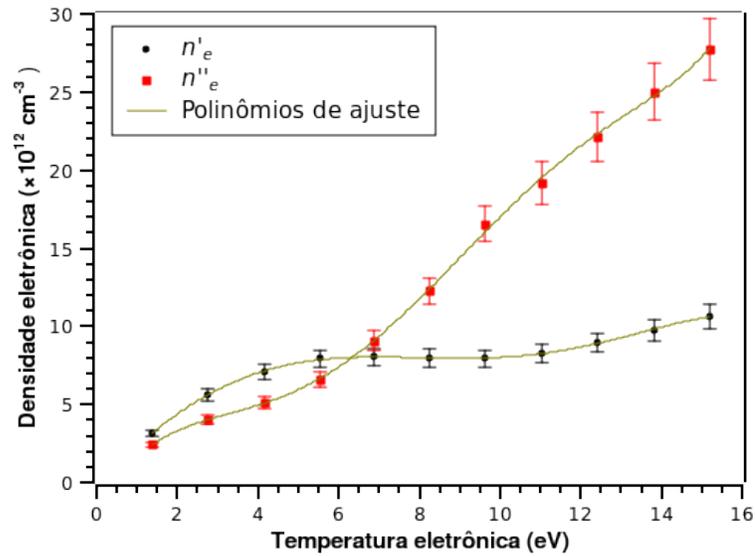


Figura 5.5: Curvas de densidades versus temperatura.  $n'_e$  e  $n''_e$  são as densidades eletrônicas associadas às razões  $Q_{\alpha\beta}$  e  $Q_{\beta\gamma}$ , respectivamente.

Vemos, nesta última figura, que as duas curvas se cruzam e determinam os valores de  $T_e$  e  $n_e$  no plasma (6,33 eV e  $8,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente, para este conjunto de dados) que satisfazem  $Q_{\alpha\beta} = Q_{\beta\gamma} = 1$ , e, conseqüentemente, a unicidade de  $\tau_p$ .

Os valores dos brilhos  $B_\alpha$ ,  $B_\beta$  e  $B_\gamma$  utilizados aqui foram os mesmos usados no método anterior (mesma descarga e instante de tempo), por isto os valores de  $T_e$  e  $n_e$  obtidos estão bem próximos dos alcançados anteriormente. Isto demonstra equivalência entre os dois métodos, como era de se esperar, pois a teoria utilizada em ambos é a mesma. O segundo método é mais vantajoso pelo fato de realizar uma operação a menos que o primeiro e por permitir que temperatura e densidade sejam determinadas simultaneamente, o que facilita implementações de algoritmos computacionais para automatização dos cálculos. Por estas razões, a partir de agora utilizaremos apenas o segundo método para determinação de temperaturas e densidades dos elétrons no plasma ao longo das descargas.

## 5.2 – Evolução Temporal das Medidas de $T_e$ e $n_e$ .

Foram efetuadas descargas em modo tokamak para diferentes condições de pressão na câmara. A seguir são apresentados alguns dos resultados obtidos.

Pressão de trabalho:  $\sim 1,48 \times 10^{-4}$  Torr

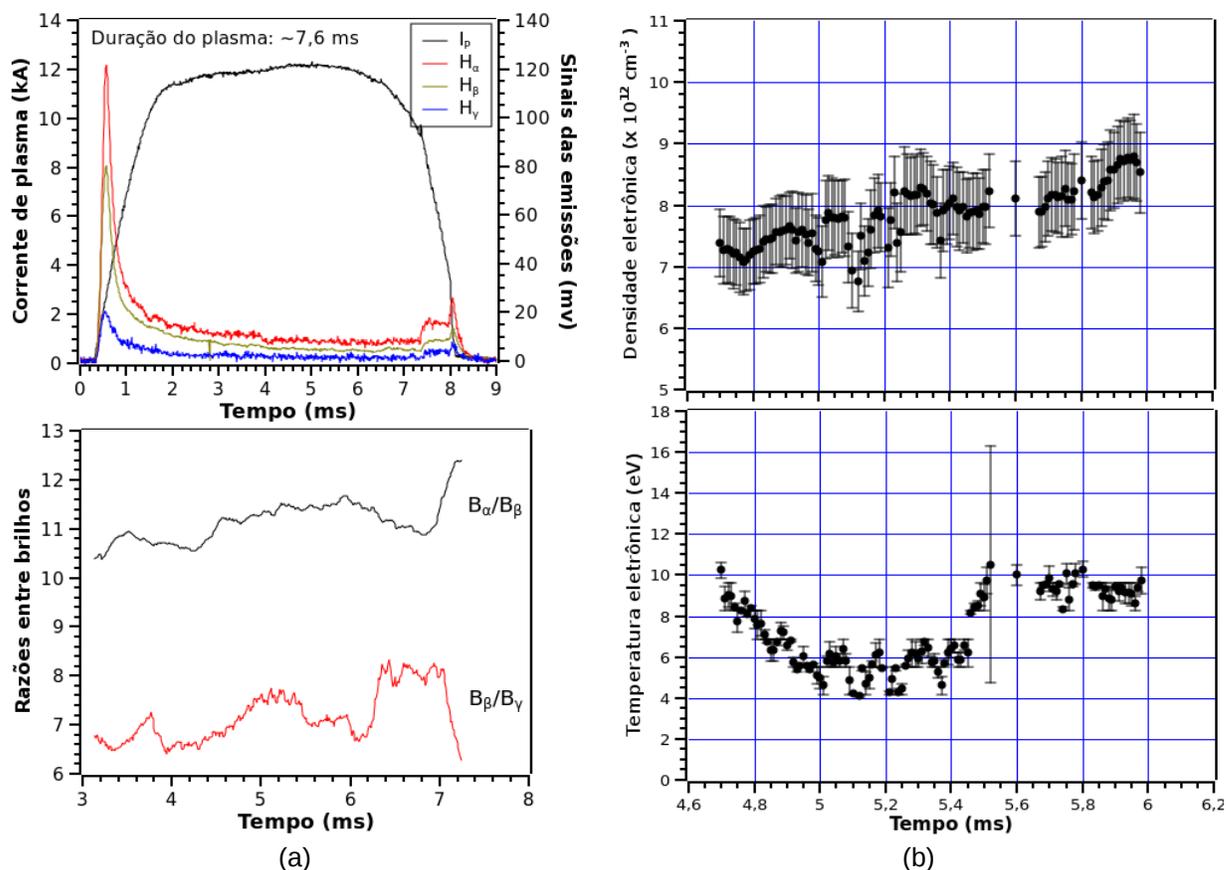


Figura 5.6: a) Corrente de plasma e sinais obtidos para as emissões de hidrogênio (acima) e razões entre brilhos medidos (calculados a partir dos sinais suavizados) no intervalo em que são mostrados  $T_e$  e  $n_e$ ; b) Gráficos das densidades e temperaturas eletrônicas obtidas ao longo da descarga.

A Fig. 5.6 mostra os principais dados experimentais obtidos para uma descarga efetuada com pressão de trabalho de  $1,48 \times 10^{-4}$  Torr. A corrente de plasma ( $I_p$ ) atingiu um máximo de aproximadamente 12kA e o tempo de duração da descarga ficou em torno de 7,6 ms.

Como vemos, os sinais das emissões  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $H_\gamma$  apresentam um certo ruído, por isto fez-se necessário realizar procedimentos de suavização de tais curvas

para que os dados pudessem ser utilizados nos nossos cálculos.

Nas curvas de temperatura e densidade vemos que não foi possível obter valores em todos os instantes de tempo em que havia plasma. Isto já era esperado, pois o modelo teórico adotado pressupõe que a determinação de  $T_e$  e  $n_e$  seja possível somente nas condições em que o plasma atinja um equilíbrio estatístico.

Mesmo no intervalo mais central da descarga podemos notar que não foi possível determinar  $T_e$  e  $n_e$  para alguns instantes de tempo. Este fato está relacionado, em parte, às flutuações nas curvas dos brilhos  $B_\alpha$ ,  $B_\beta$  e  $B_\gamma$  que não puderam ser removidas pela suavização das mesmas. De certo modo, isto indica que a montagem experimental como um todo ainda deve ser aperfeiçoada para que sejam minimizados os erros na aquisição dos sinais, devido à sensibilidade deste diagnóstico em relação aos ruídos nos mesmos. No entanto, não são apenas os equipamentos que influenciam as variações dos sinais obtidos, outros fatores relacionados à descarga, como emissão de raios-X, interações com as paredes do vaso, elétrons fugitivos, etc, podem perturbar o plasma e afetar as emissões como um todo.

Quando dizemos que não foi possível determinar valores de temperaturas e densidades não significa que as contas tenham simplesmente divergido, mas sim que as curvas de  $T_e$  versus  $n_e$ , como a da Fig. 5.5, não se cruzaram dentro da faixa de temperaturas compreendidas entre 1,38 e 44,12 eV.

Os erros que aparecem nas curvas de temperatura e densidade eletrônica em função do tempo são erros estimados, não calculados, pois só é possível realizar propagação de erros para os valores de razões entre tempo de confinamento.

Para as estimativas dos erros nas densidades foi considerado que os erros relativos em  $n'_e$  e  $n''_e$  são proporcionais aos erros relativos em  $Q_{\alpha\beta}$  e  $Q_{\beta\gamma}$  respectivamente. Feito isto, o erro total em cada densidade eletrônica obtida foi calculado como:

$$\delta n_e^2 = \delta n_e'^2 + \delta n_e''^2 \quad 5.4$$

Os erros nas temperaturas eletrônicas são devidos, basicamente, a erros nos pontos de cruzamento das curvas  $n'_e$  e  $n''_e$  versus  $T_e$  semelhantes à Fig. 5.5. Considere-se que houve um erro no ponto de cruzamento quando a barra de erro de qualquer uma das duas curvas abrange a outra curva. Assim, adota-se como erro em  $T_e$  a metade do intervalo (de temperatura) entre o ponto de cruzamento e o ponto onde ocorreu o erro.

Se nenhuma barra de erro de uma das curvas abranger a outra, adota-se como erro na determinação de  $T_e$  a diferença entre a temperatura no ponto de cruzamento e a temperatura no ponto mais próximo a este.

Erros muito grandes em  $T_e$  podem ocorrer se as curvas de  $n'_e$  e  $n''_e$  versus  $T_e$  ficarem muito próximas, algo que, provavelmente, ocorreu com um dos pontos mostrados na Fig. 5.6-b.

Em relação aos valores de  $T_e$  e  $n_e$  obtidos nesta descarga ( $T_{e(média)}=7,3\pm 0,4$  eV e  $n_{e(média)}=(7,8\pm 0,6)\cdot 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>), eles estão de acordo com os valores esperados para a região da borda do plasma no tokamak NOVA-UNICAMP, de acordo com os resultados obtidos por [3], onde, por diagnóstico com Sonda de Langmuir na região de sombra do limitador, com uma corrente de plasma entre 5 e 7 kA, as medidas de  $T_e$  aparecem entre 6 e 9 eV e  $n_e$  varia de 2 a  $8\cdot 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>.

Em seguida, serão apresentados os resultados obtidos para operações com outras pressões de trabalho.

Pressão de trabalho:  $\sim 1,08 \times 10^{-4}$  Torr

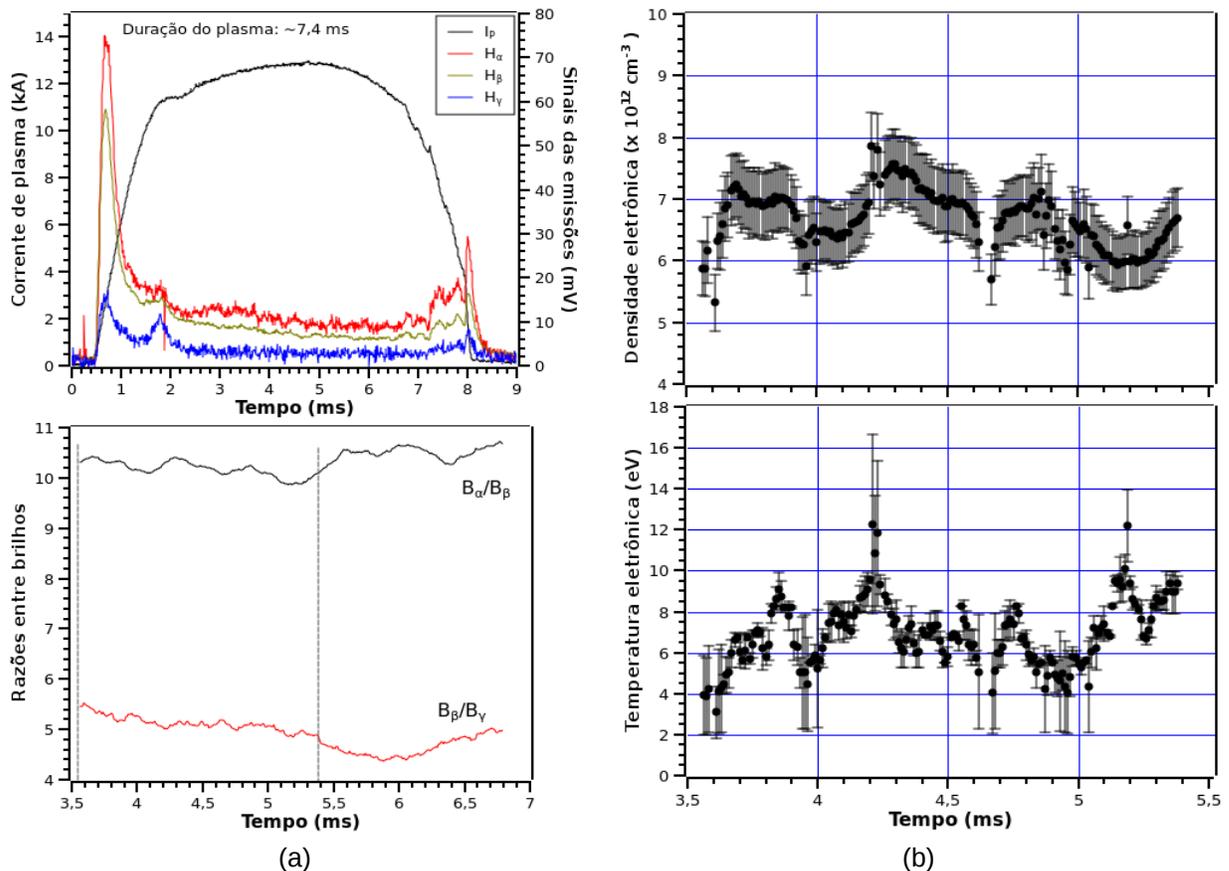


Figura 5.7: a) Corrente de plasma e sinais obtidos para as emissões de hidrogênio (acima) e razões entre brilhos medidos; b) Evolução temporal da densidade e temperatura dos elétrons.

Nesta descarga, nota-se que foi possível calcular uma boa quantidade de valores de  $T_e$  e  $n_e$ , com as curvas de evolução temporal ficando aproximadamente contínuas, porém, só se pôde obter temperaturas e densidades no intervalo de tempo entre 3,5 e 5,4 ms, onde as razões entre brilhos tem um comportamento mais uniforme. Após 5,4 ms, pode ter surgido alguma instabilidade no plasma que afetou as emissões de hidrogênio e, com isto, os valores de  $T_e$  e  $n_e$  não convergiram para a faixa de trabalho pré-determinada.

O valor médio da temperatura eletrônica neste disparo foi de  $6,9 \pm 0,8$  eV, enquanto que a densidade média obtida foi de  $(6,7 \pm 0,5) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Pressão de trabalho:  $\sim 0,88 \times 10^{-4}$  Torr

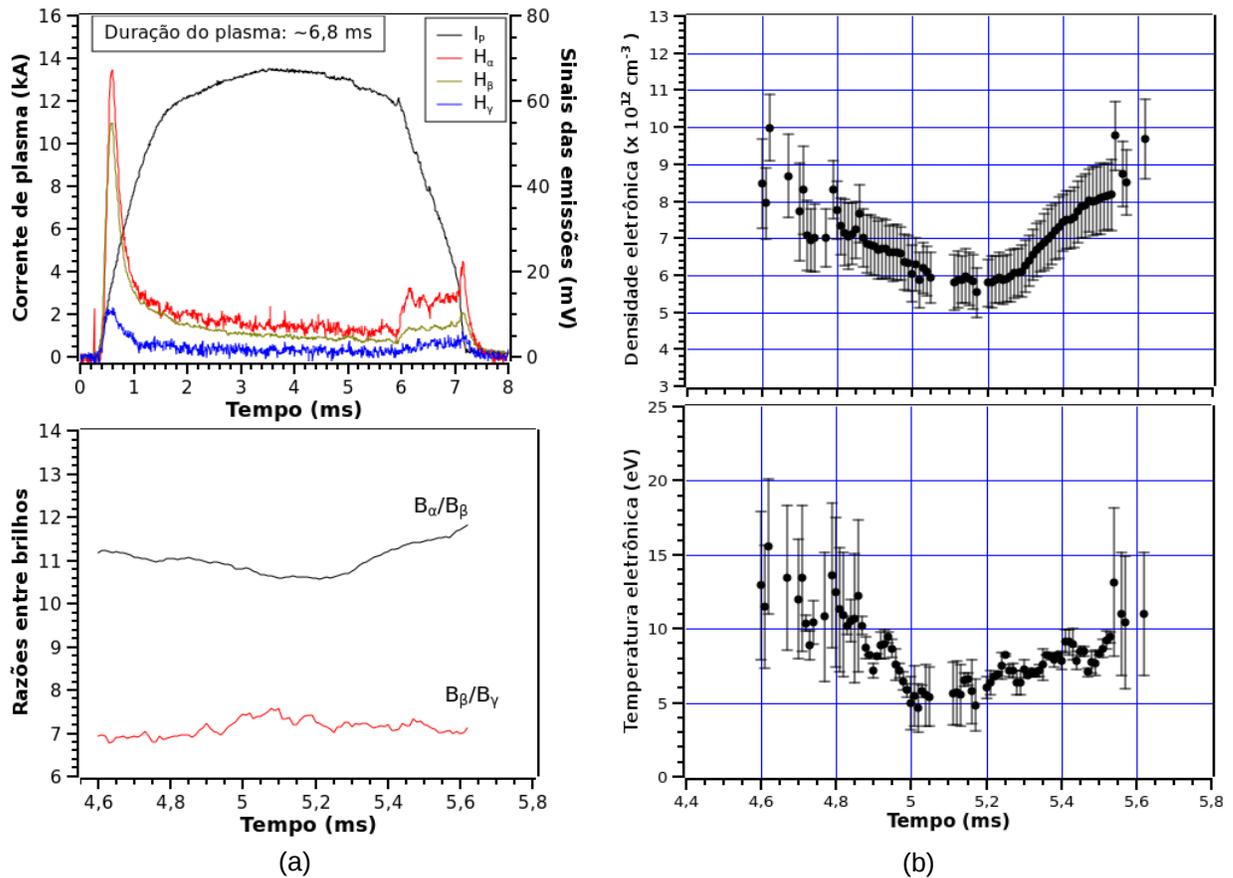


Figura 5.8: (a) Corrente de plasma e sinais obtidos para as emissões de hidrogênio (acima) e razões entre brilhos medidos (no intervalo em que são mostrados  $T_e$  e  $n_e$ ); (b) Evolução temporal da densidade e temperatura dos elétrons.

Nesta última condição de trabalho, foram obtidos valores médios de temperatura e densidade iguais a  $8,5 \pm 1,8$  eV e  $(7,0 \pm 0,8) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente.

Novamente, alguns pontos de temperaturas e densidades não puderam ser obtidos. Isto ocorre, de forma visível, nos instantes de tempo onde uma das curvas de emissão varia de forma muito diferente das outras.

Analisando as curvas de razões entre brilhos dos três resultados apresentados, podemos notar que se há variações muito grandes e/ou bruscas em tais curvas não é possível determinar  $T_e$  e  $n_e$  para todos os instantes de tempo da descarga. Isto reforça a ideia de que o diagnóstico aqui proposto é bastante sensível à ruídos e/ou oscilações abruptas nos sinais das emissões.

### 5.3 – Espectros Obtidos com o Detector Multicanal HR4000

O espectrômetro HR4000 foi utilizado para adquirir dados ao mesmo tempo em que eram utilizados os três espectrômetros convencionais, de canal único. O tempo de integração utilizado nas aquisições com este equipamento foi de 4 ms, tentando registrar as emissões na região de platô das mesmas. O intervalo de tempo em que foi efetuada a aquisição, é apresentado na Fig. 5.9 juntamente com as emissões  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  e  $H_\gamma$  obtidas com espectrômetros de canal simples e a respectiva corrente de plasma.

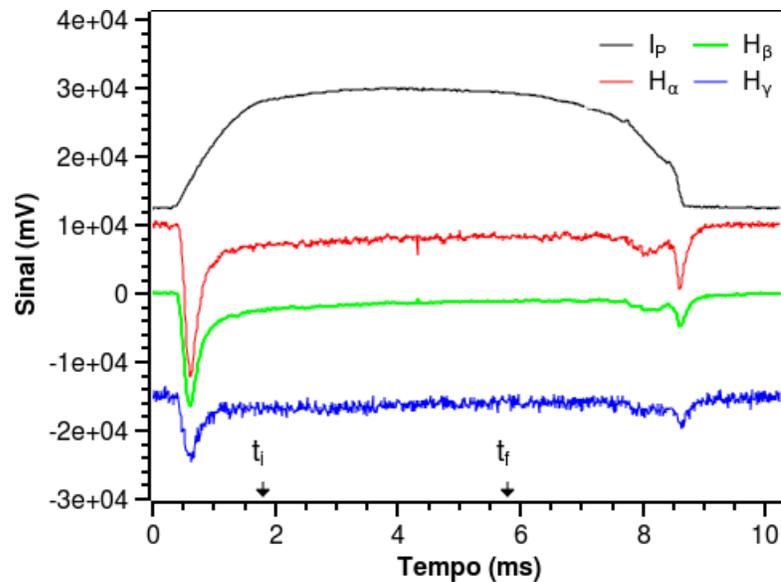
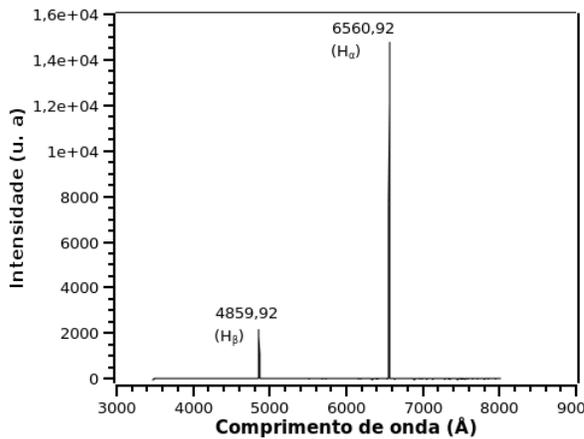


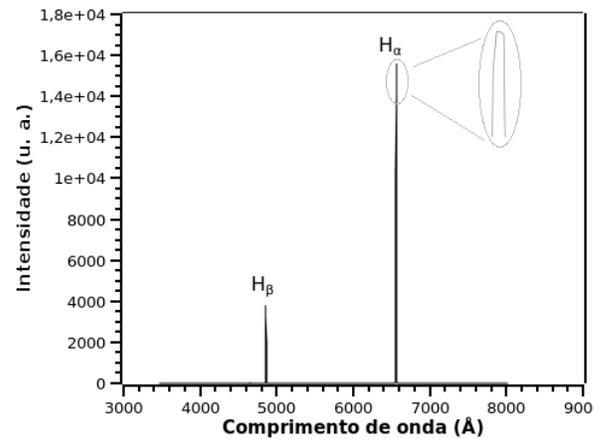
Figura 5.9: Intervalo de aquisição utilizado com o espectrômetro HR4000 em relação aos sinais da corrente de plasma e das linhas de emissão do hidrogênio. Obs.: as curvas estão fora de escala.

Na Fig. 5.10, a seguir, temos uma comparação entre o espectros observados em descargas de limpeza e o obtido num disparo em modo tokamak.

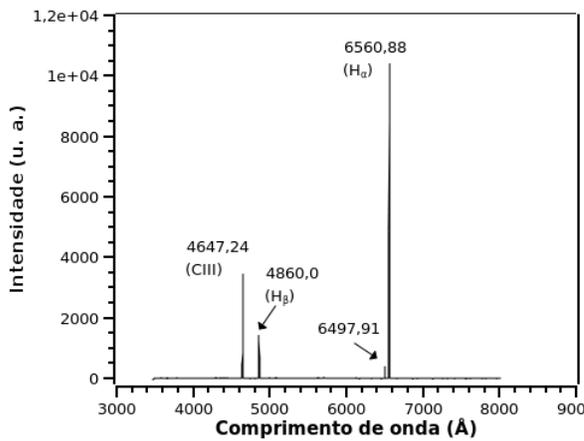
O primeiro fato a ser notado é que não foi possível detectar a emissão da linha  $H_\gamma$  com o HR4000, nem mesmo em descargas de limpeza onde as emissões de hidrogênio são mais intensas, como vemos na Fig. 5.10 em que a emissão da linha  $H_\alpha$  ultrapassa o limite de contagens suportado pelo equipamento. Por este motivo, não foi possível efetuar cálculos na tentativa de determinar densidades e temperaturas eletrônicas pelo método proposto neste trabalho fazendo uso deste equipamento.



(a) Modo de limpeza



(b) Limpeza, com  $H_{\alpha}$  extrapolando o fundo de escala



(c) Tokamak (pressão de trabalho =  $1,64 \times 10^{-4}$  Torr)

Figura 5.10: Comparação entre espectros observados com o HR4000.

O segundo ponto a ser discutido aqui, refere-se aos comprimentos de onda para os quais foram detectadas as emissões  $H_{\alpha}$  e  $H_{\beta}$  (ver Tabela 5.2). Como não houveram alterações significativas em  $\lambda_{H_{\alpha}}$  e  $\lambda_{H_{\beta}}$ , podemos descartar a possibilidade de deslocamento do comprimento de onda devido ao efeito Zeeman.

Tabela 5.2: Comparação entre comprimentos de onda observados para emissões de hidrogênio em diferentes modos de operação da máquina tokamak.

Emissão	$\lambda_{(\text{limpeza})}$ (Å)	$\lambda_{(\text{tokamak})}$ (Å)
$H_{\alpha}$	$6560,92 \pm 0,01$	$6560,88 \pm 0,07$
$H_{\beta}$	$4859,92 \pm 0,06$	$4860,00 \pm 0,07$

Os erros mostrados nesta tabela foram obtidos por ajuste gaussiano dos

picos na determinação de seu centro.

## 5.4 – Experimentos com Gás Hélio

Para tentar mostrar a versatilidade do diagnóstico proposto, foi substituído o Hidrogênio pelo Hélio como gás de trabalho nas operações com o tokamak. Com isto, o hidrogênio seria tratado como impureza no plasma, já que há uma quantidade significativa deste elemento adsorvida nas paredes do vaso do tokamak. No entanto, devido a alguns problemas técnicos, não foi possível prolongar o tempo de duração do plasma nas descargas efetuadas com hélio, ou seja, não foi possível obter um plasma que pudesse atingir o equilíbrio.

Apresentamos a seguir alguns dados obtidos durante as operações com o gás hélio.

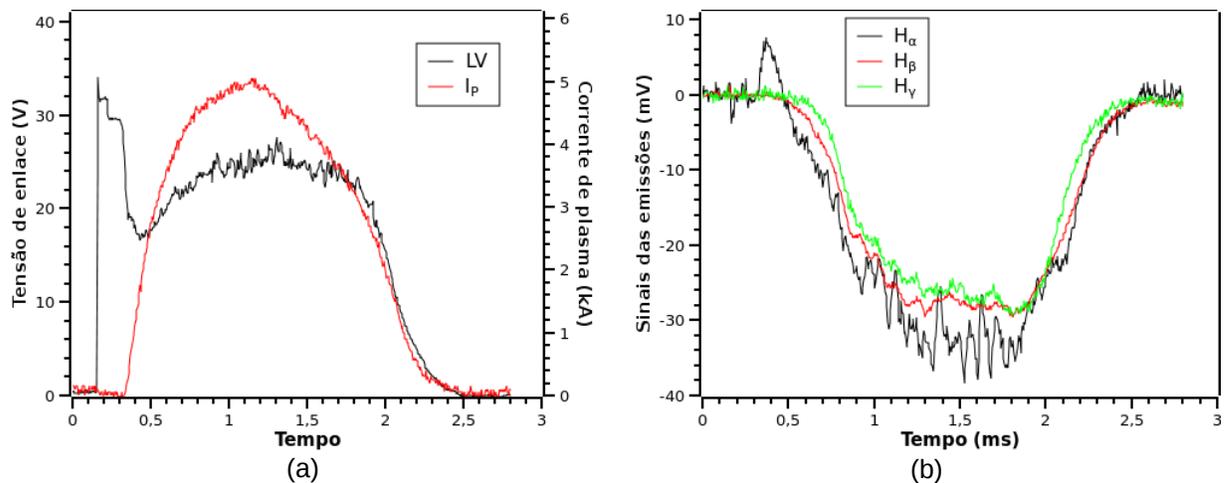


Figura 5.11: Dados adquiridos durante operações com hélio. As emissões de hidrogênio mostradas foram obtidas com os espectrômetros de canal simples.

O espectro visível observado do plasma de hélio, com o detector multicanal HR4000, é mostrado na Fig. 5.12, a seguir.

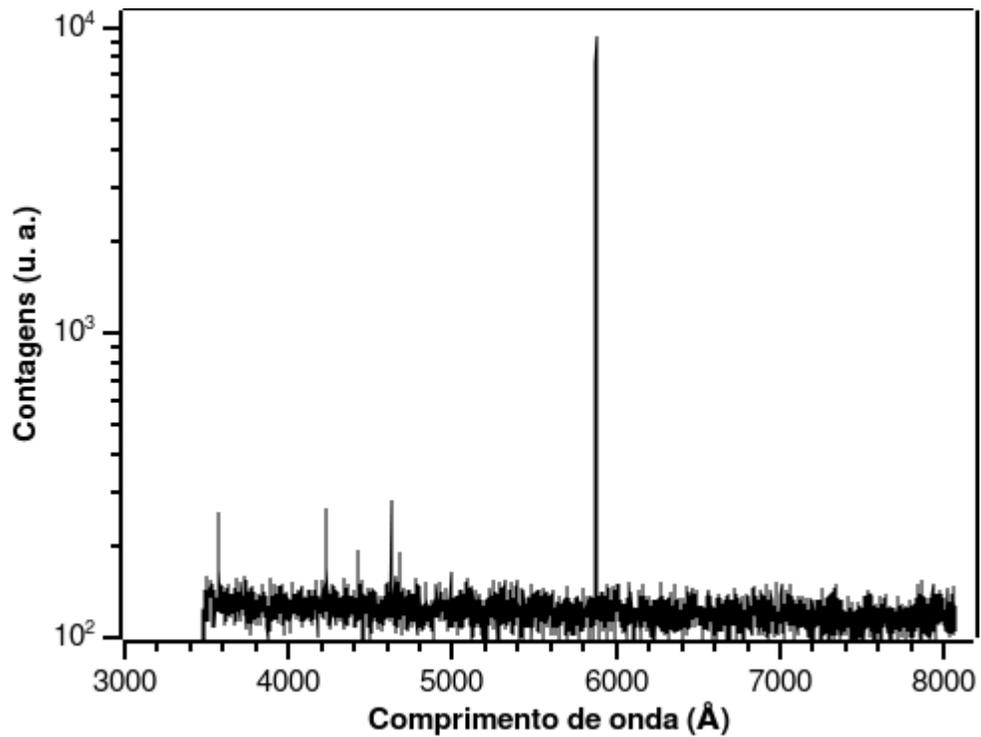


Figura 5.12: Espectro do gás hélio observado com o HR4000.

Nesta última figura, somente o pico mais intenso ( $\lambda = 5876,02 \pm 0,01 \text{ \AA}$ ) corresponde à uma linha de emissão, os demais picos que aparecem são apenas ruídos na aquisição.

## CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES, CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS

O principal objetivo deste trabalho era de aprimorar um diagnóstico para determinar valores de temperaturas e densidades de elétrons, utilizando o conceito de unicidade do tempo de confinamento de partículas em plasmas gerados por tokamaks. As curvas de evolução temporal das temperaturas e densidades dos elétrons confirmam a viabilidade de utilização deste diagnóstico para monitoramento de tais parâmetros nas proximidades da borda do plasma. A única ressalva é nos casos em que as emissões de hidrogênio são muito instáveis, como em plasmas que apresentam grandes oscilações ao longo das descargas. Nestes casos, seria necessário efetuar um tratamento rigoroso dos sinais obtidos para que os dados possam ser utilizados nos cálculos de  $T_e$  e  $n_e$ .

De um modo geral, os valores de  $T_e$  e  $n_e$  obtidos estão de acordo com o esperado para estes parâmetros na borda do tokamak NOVA-UNICAMP. Na tabela 6.1, apresentamos um resumo dos resultados obtidos e das condições de operação da máquina.

Tabela 6.1: Resumo das condições de operação e resultados obtidos. Os valores médios da corrente de plasma foram calculados apenas no intervalo de tempo em que foram obtidas temperaturas e densidades eletrônicas.  $n_0$  é uma estimativa a densidade inicial de partículas neutras.

Pressão ( $\times 10^{-4}$ Torr)	$n_0$ ( $\times 10^{12}$ cm $^{-3}$ )	$\langle I_p \rangle$ (kA)	$\langle T_e \rangle$ (eV)	$\langle n_e \rangle$ ( $\times 10^{12}$ cm $^{-3}$ )
1,48	4,76	12,1	$7,3 \pm 0,4$	$7,8 \pm 0,6$
1,08	3,48	12,8	$6,9 \pm 0,8$	$6,7 \pm 0,5$
0,88	2,83	12,8	$8,5 \pm 1,8$	$7,0 \pm 0,8$

Por esta tabela, vemos que as temperaturas e densidades obtidas estão de acordo com a corrente de plasma e densidade inicial de partículas neutras.

A definição espacial obtida, através do sistema de colimação adotado neste trabalho, não foi a desejada, porém foi a melhor possível para que pudessem ser feitas

aquisições das emissões de hidrogênio com intensidade suficiente para realização dos cálculos. No caso do tokamak NOVA-UNICAMP, foi possível limitar a observação a aproximadamente 1/10 do volume do plasma (considerando o que se pode observar pela janela utilizada). No caso de tokamaks com dimensões proporcionais às do encontrado em [9], cujo raio do plasma é de 18 cm, este mesmo sistema de colimação traria uma definição espacial relativamente boa, e seria ainda melhor para tokamaks de grande porte como o JET e o ITER [17]. Além disso, num tokamak de maior porte o sistema de coleta de luz poderia ser posicionado em uma região muito mais próxima da borda do plasma, fazendo com que as medidas fossem realizadas somente nesta região, eliminando quaisquer contribuições de emissões provenientes de regiões mais centrais e tornando os resultados ainda mais precisos.

Um dos pontos que limitam a precisão dos resultados obtidos é a falta de valores exatos dos coeficientes  $S$  e  $r_1(\rho)$  para temperaturas e densidades diferentes das que foram utilizadas por Johnson e Hinnov. Além disso, tais coeficientes são tabelados apenas para emissões de hidrogênio, não existindo nem mesmo para seus isótopos, deutério e trítio. Pelo modelo teórico, este diagnóstico poderia fazer uso de qualquer linha de emissão de qualquer elemento, desde que conseguíssemos relacionar tal emissão com a unicidade do tempo de confinamento de partículas.

A utilização de um espectrômetro com detector multicanal neste diagnóstico parece ser viável, desde que o equipamento tenha uma boa resolução e baixa dispersão, pois o plasma pode conter outros elementos que emitem luz com comprimentos de onda próximos aos das linhas de hidrogênio, o que poderia afetar os valores de intensidade destas linhas. Isto inviabilizaria a obtenção de  $T_e$  e  $n_e$  ou mediríamos valores incorretos de tais grandezas.

Além de ser possível obter valores de  $T_e$  e  $n_e$  na borda do plasma, uma das consequências de monitorar simultaneamente as três linhas de emissão de hidrogênio é que podemos observar possíveis alterações no equilíbrio do plasma, pois tais alterações fazem com que as razões entre brilhos medidos variem significativamente.

## **CAPÍTULO 7 – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

- [1] DALTRINI, A. M. “Estudo de Plasmas a Altas Temperaturas por Espectroscopia Visível e Ultravioleta no Vácuo”, Tese de Doutorado, IFGW, Unicamp, Agosto de 2003.
- [2] CHEN, F. F., “Introduction to Plasma Physics”, Plenum Press, New York, 1974.
- [3] KAMINISHIKAWAHARA, C. O. “Determinação da Temperatura e Densidade Eletrônica do Plasma no Tokamak NOVA-UNICAMP”, Dissertação de Mestrado, IFGW, Unicamp, Julho de 2004.
- [4] DALTRINI, A. M., MACHIDA, M., Review of Scientific Instruments, 76, No 5, 053508 2005.
- [5] HUDDLESTONE, R. H.; LEONARD, S. L.; Plasma Diagnostic Techniques. New York: Academic. Press, 1965.
- [6] MACHIDA, M., MENDES, A. C. P., SANADA, E. K., RINCOSKI, C. R. M., Brazilian Journal of Physics, vol. 25, No. 1, p. 7-13, March, 1995.
- [7] GRIEM, H. R.; LOVEBERG, R. H., “Methods of Experimental Physics”, Volume 9 - Part A, Plasma Physics. New York: Academic Press, 1970.
- [8] JOHNSON, L. C. HINNOV, E., Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer, 13, p.333, 1973.
- [9] NAJERA, O. C. U., “Tomografia de Emissão H-Alpha no Tokamak TCABR”, Tese de Doutorado, São Paulo, 2006.
- [10] NASCIMENTO, I. C. et all, Nuclear Fusion, v. 47, p. 1570-1576, 2007.
- [11] BARD, A., STOBBER, J., COSTER, D., KALLENBACH, A. and ASDEX Upgrade Team, ICPP&25th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Praha, 29 June - 3 July. ECA Vol. 22C (1998) 1514-1517.
- [12] WIESE, W. L., SMITH, M. W., GLENNON, B. M., “Atomic Transition Probabilities”, Vol. I – Hydrogen Through, Neon – NSRDS-NBS 4, May, 1966.
- [13] DALTRINI, A. M., “Espectroscopia no Ultravioleta no Vácuo e Visível no Tokamak NOVA-UNICAMP”, Dissertação de Mestrado, IFGW, Unicamp, Agosto de 1999.
- [14] Projeto de Pesquisa: Lâmpada Padrão para Calibração Absoluta no Visível –

FAPESP obtido em 1992.

[15] HR4000 and HR4000CG-UV-NIR Series, High-Resolution Fiber Optic Spectrometers HR4000 / HR4000CG-UV-NIR, Installation and Operation Manual, Document Number 210-00000-000-02-0908

[16] SpectraSuite Spectrometer Operating Software, Installation and Operation Manual, Document Number 000-20000-300-02-0607, DRAFT 06/18/07

[17] <http://www.efda.org/>

[18] FUKAO, M., FUJIWARA, Y., ZUSHI, H., SUEMITSU, H., TERUMICHI, Y., NISHIHARA, H., "A Small Tokamak 'NOVA II'", Reprinted from the Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto University, Vol. XXXIX, Part 4, October, 1997, Kyoto, Japan.

[19] [http://fusionforenergy.europa.eu/3\\_1\\_1\\_what\\_is\\_fusion\\_en.htm](http://fusionforenergy.europa.eu/3_1_1_what_is_fusion_en.htm) – acessado em 04/2009

[20] VUOLO, J. H., "Fundamentos da Teoria de Erros", 2ª ed., 1996, Editora Blucher.

[21] MONTEIRO, M. J. R. "Espalhamento Thomson Multipassagem no Tokamak Nova-Unicamp", Tese de Doutorado, IFGW, Unicamp, Setembro de 2003.

[22] GRIEM, H. R., "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill Book Company, USA, 1964.

[23] ZÁIDEL, A. N., OSTRÓVSKAYA, G. V., OSTROVSKI, YU. I. - "Técnica y Práctica de Espectroscopia" – Editorial Mir, Moscou, 1976.

[24] FUKAO M., MORI K., TANIHARA T. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol 33, 199, 1991.

[25] PALMER, C., "Diffraction Grating Handbook", 6<sup>th</sup> Ed., Newport Corporation, 2005.

## **APÊNDICE 1 – MODOS DE OPERAÇÃO DO TOKAMAK NOVA-UNICAMP**

O objetivo da inclusão desta seção nesta dissertação é simplesmente deixar alguns valores de referência (tensão de carga dos bancos de capacitores e pressões de trabalho, por exemplo) para operação do tokamak instalado no Laboratório de Plasmas do IFGW/Unicamp. Nos cadernos de registro de operação do tokamak constam alguns valores utilizados anteriormente, mas tais cadernos podem se deteriorar e, com o tempo, haver perda de tais dados.

Vale ressaltar que, até o momento, não foram realizadas medidas para determinar os valores dos campos magnéticos produzidos para cada valor de carga de todos os bancos de capacitores. A única exceção é o banco responsável por produzir o campo magnético toroidal.

Os valores aqui fornecidos são os que foram utilizados durante a obtenção dos dados deste trabalho. Outros valores podem ser utilizados, talvez para algum estudo específico, como descargas com elétrons fugitivos (efeito *run away*), por exemplo. Além disso, modificações nas configurações dos bancos de capacitores podem ser efetuadas para se obter descargas com maiores tempos de duração.

A pressão base (pressão registrada antes do início das operações) que conseguíamos alcançar esteve sempre entre  $1,8 \times 10^{-7}$  e  $2,5 \times 10^{-7}$  Torr (valores medidos na entrada da bomba turbo-molecular por um medidor do tipo *penning*, os valores da pressão no interior da câmara são aproximadamente quatro vezes maiores).

### ***A.1 – Operação com descargas de limpeza***

Devido ao fato de ocorrer adsorção de partículas nas paredes da câmara de vácuo do tokamak, faz-se necessário operar o sistema em “modo de limpeza” para remoção das impurezas. Tal modo de operação consiste em aplicar campos eletromagnéticos fazendo com que o plasma formado se choque com as paredes do vaso, ou seja, evitando-se efetuar o confinamento de partículas. O tempo médio de

duração de uma descarga neste modo de operação fica entre 2 e 3 ms.

A tabela A-1 a seguir mostra alguns dos valores para tensão de carga dos bancos de capacitores nas descargas de limpeza:

Tabela A-1: Valores de tensão para carga dos bancos de capacitores durante limpeza (operação com gás hidrogênio);  $B_T$  refere-se ao banco toroidal,  $J_H$  e  $J_L$  referem-se ao banco responsável pelo aquecimento ôhmico rápido e lento, respectivamente,  $B_{VH}$  e  $B_{VL}$  referem-se aos bancos responsáveis pelos campos verticais, rápido e lento, respectivamente.

$B_T^1$ (kV)	$J_H$ (kV)	$B_{VH}$ (V)	$J_L$ (V)	$B_{VL}$ (V)
0,0 - 1,0 (~3,0kGauss)	1,0 - 1,5	100 - 500	0,0	0,0

A pressão utilizada para descargas de limpeza, pode variar entre  $2,3 \times 10^{-5}$  e  $4,2 \times 10^{-5}$  Torr (aproximadamente), ficando a critério do operador escolher o valor mais adequado (isto pode depender do grau de limpeza da câmara ou até mesmo de fatores externos, como a umidade do ar, por exemplo). Em geral, operando com o valor de  $3,0 \times 10^{-5}$  Torr para a pressão não se tem problemas no acendimento do plasma durante a limpeza.

## **A.2 – Operação com descargas em “Modo Tokamak”**

Ao operar a máquina em modo tokamak se observam, principalmente, as seguintes diferenças com relação às descargas de limpeza:

- São necessários maiores valores nas tensões de carga dos bancos de capacitores;
- Maior tempo de duração do plasma;
- Aparecimento de outras linhas espectrais (como consequência da obtenção de temperaturas mais elevadas);
- Maior nível de ruídos eletromagnéticos afetando os equipamentos;
- Redução nas intensidades das emissões de hidrogênio;
- Maiores probabilidades de produção de raios-X.

Antes de serem efetuadas tais descargas, é necessário um bom grau de

---

1 A aplicação do campo toroidal não é realmente necessária nas descargas de limpeza, bastando que o respectivo banco de capacitores permaneça ligado para que os demais possam ser acionados. Porém, como o campo toroidal é responsável por acelerar as partículas na sua direção, este pode ser utilizado para fazer com que as partículas se choquem com mais força contra as paredes do vaso, aumentando assim a eficiência da limpeza, principalmente das paredes externas.

limpeza da câmara de vácuo, para que impurezas liberadas pelas paredes não “matem” ou interfiram no plasma formado. Em geral, 3000 a 5000 descargas de limpeza (realizadas em 3 ou 4 dias consecutivos) são suficientes para a formação de um plasma adequado às várias medidas realizadas no tokamak.

Na tabela A-2, a seguir, são apresentados alguns valores da carga nos bancos de capacitores, pressões de operação e tempos de duração das descargas em modo tokamak obtidos nas respectivas configurações:

Tabela A-2: Valores das tensões de carga para descargas em modo tokamak, com as pressões P de trabalho e respectivos tempos de duração  $t_d$  obtidos. Obs.: usando uma tensão próxima de 3 kV para carregar o banco toroidal obtêm-se um campo magnético próximo de 8 kGauss.

$B_T$ (kV)	$J_H$ (V)	$B_{VH}$ (kV)	$J_L$ (V)	$B_{VL}$ (V)	P ( $10^{-5}$ Torr)	$t_d$ (ms)
2,8	800	1,30	300	155	2,3	7,2
3,0	850	1,30	300	160	2,9	7,0
3,0	700	1,40	250	130	2,7	8,0
3,05	800	1,60	240	150	3,0	7,7
3,0	750	1,60	300	150	3,0	9,0
3,0	830	1,70	290	155	2,2 – 3,2	8,0 - 9,4

Novamente, as pressões de operação podem variar de acordo com o estudo que esteja sendo realizado. A pressão base também pode influenciar nos tempos de duração das descargas e na pressão mínima de trabalho (talvez por indicar maior ou menor grau de limpeza do vaso).

### ***A.3 – Instantes de tempo para acionamento dos bancos de capacitores***

Seja em descargas de limpeza ou em modo tokamak, é necessário observar atentamente os instantes de tempo para acionamento dos bancos de capacitores, pois isto interfere na formação e manutenção do plasma.

O processo de formação do plasma no tokamak NOVA-UNICAMP segue, basicamente, os seguintes passos: primeiro, um filamento que está presente dentro da câmara é aceso, um pouco antes do acionamento do banco toroidal, emitindo elétrons

que fazem a pré-ionização do gás. Logo após o banco toroidal ter sido acionado, descarrega-se o banco de capacitores responsável pelo aquecimento ôhmico, e uma forte corrente elétrica passa pelas bobinas ôhmicas, criando uma força eletromotriz que acelera os elétrons que haviam sido emitidos. Com isto, ocorre, por efeito cascata, a ionização completa do gás na câmara, gerando o plasma e fazendo com que a corrente de plasma se estabeleça.

O campo  $B_T$  atinge sua intensidade máxima entre 12 e 17 ms após a descarga do banco de capacitores toroidal, como mostra a Fig. A-1, tendo magnitude aproximadamente constante neste intervalo. Por isto, o bancos de capacitores responsáveis pelo aquecimento ôhmico devem ser acionados em um instante de tempo próximo de 12 ms, tanto para aproveitar o máximo de intensidade de  $B_T$ , quanto sua baixa variação. Os bancos que geram os campos verticais são, geralmente, descarregados um pouco depois do acendimento do plasma (alguns microssegundos depois do ôhmico).

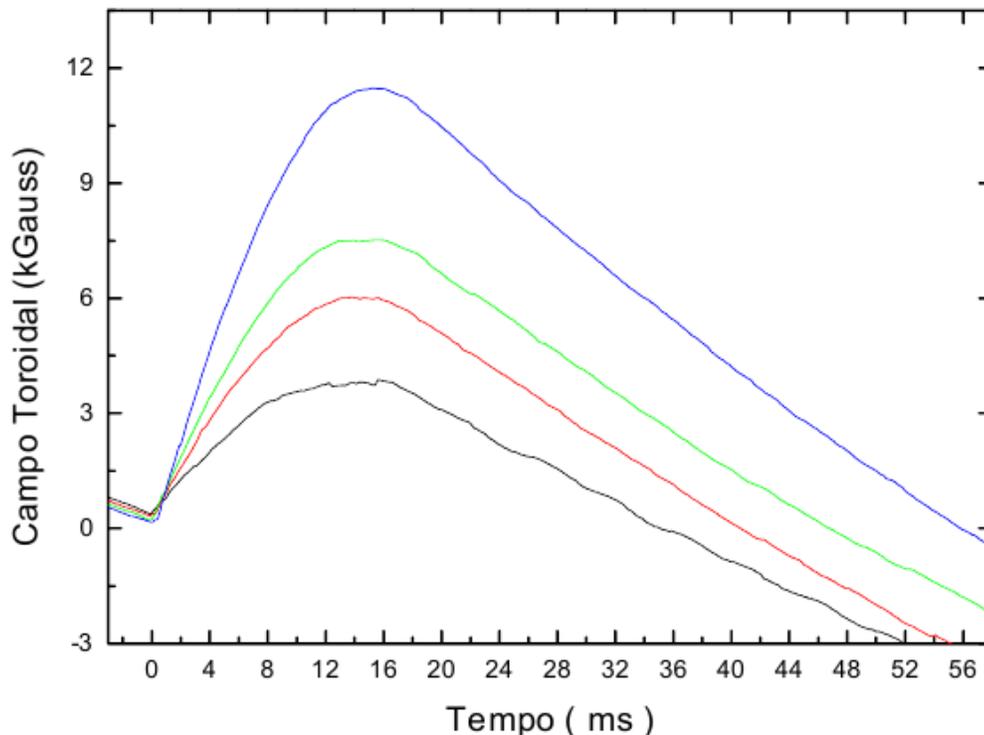


Figura A-1: Curvas da intensidade do campo toroidal em função do tempo.

Só como informação adicional, a aquisição de dados deve ser iniciada um

pouco antes do instante de tempo em que o plasma se acende, menos de um milissegundo é, em geral, suficiente para registrar os dados das descargas desde o início.

## APÊNDICE 2 – CÓDIGO FONTE DO PROGRAMA ELABORADO PARA CALCULAR TEMPERATURAS E DENSIDADES ELETRÔNICAS

Para automatizar os cálculos de temperaturas e densidades dos elétrons para cada descarga foi elaborado o programa abaixo, na Linguagem C. Não foi efetuada nenhuma otimização neste programa com o intuito de fazer com que o mesmo tivesse menor consumo de memória e/ou processamento. A ideia central aqui foi de simplesmente obter valores aproximados de temperaturas e densidades, a partir da entrada de dados (números em quatro colunas, com valores dos sinais registrados pelo osciloscópio e previamente tratados via procedimentos de suavização).

```
---Início do Código-----  
#include <stdio.h>  
#include <stdlib.h>  
#include <math.h>  
  
#define cte1 1e+12  
  
double RHy (double x, int y, int Ti);  
/*Função para calcular os fatores R[H_y]*/  
/*y = 1, 2, 3 referem-se à alfa, beta e gama, respectivamente*/  
  
/*x é o parâmetro referente à densidade eletrônica*/  
  
/*Ti é o parâmetro referente às temperaturas eletrônicas (em eV), estando numeradas  
na mesma ordem utilizada no vetor Temps (ver função main)*/  
  
double RHy (double x, int y, int Ti){
```

```

if (y == 1){
  if (Ti==4) {return(1.92917249e-13*x+5.1577078e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+4.18111772);}
  if (Ti==6) {return(2.40491941e-13*x+6.34059752e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+5.65614966);}
  if (Ti==8) {return(2.66246735e-13*x+7.20230986e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+6.53310177);}
  if (Ti==10) {return(2.73499121e-13*x+8.10180846e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+7.10316235);}
  if (Ti==12) {return(2.78233601e-13*x+8.95630467e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+7.59486316);}
  if (Ti==14) {return(2.79955359e-13*x+9.57576667e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+7.97230545);}
  if (Ti==16) {return(2.78510918e-13*x+9.80485479e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+8.24014106);}
  if (Ti==17) {return(2.71033378e-13*x+9.78793788e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+8.62300464);}
  if (Ti==18) {return(2.62761154e-13*x+9.82415275e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+8.96501753);}
  if (Ti==19) {return(2.54796395e-13*x+9.87496761e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+9.23796817);}
  if (Ti==20) {return(2.48239604e-13*x+9.91451321e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+9.41476128);}
  if (Ti==1) {return(5.3539961e-14*x+1.0940113e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+0.74387057);}
  if (Ti==2) {return(1.1542694e-13*x+2.7776434e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+2.0221718);}
  if (Ti==3) {return(1.6061897e-13*x+4.1435223e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+3.1951406);}

```

```

    if (Ti==5) {return(2.1853133e-13*x+5.769869e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+4.9927902);}
    if (Ti==7) {return(2.5660059e-13*x+6.8420186e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+6.1532316);}
    if (Ti==9) {return(2.6987611e-13*x+7.6425786e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+6.824992);}
    if (Ti==11) {return(2.7669329e-13*x+8.5360952e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+7.3668783);}
    if (Ti==13) {return(2.7950196e-13*x+9.2899251e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+7.7994238);}
    if (Ti==15) {return(2.7920914e-13*x+9.762091e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+8.1131437);}

}

if (y == 2){
    if (Ti==4) {return(3.74568537e-12*x+9.2375906e-06*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+17.7215917);}
    if (Ti==6) {return(4.29245531e-12*x+1.30232383e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+21.4914369);}
    if (Ti==8) {return(4.54439397e-12*x+1.5256897e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+23.7813194);}
    if (Ti==10) {return(4.58126087e-12*x+1.60342324e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+26.4762822);}
    if (Ti==12) {return(4.61104531e-12*x+1.65766643e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+29.0624679);}
    if (Ti==14) {return(4.61835963e-12*x+1.6871692e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+31.118871);}
    if (Ti==16) {return(4.58884643e-12*x+1.69287584e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+32.4228402);}

```

```

    if (Ti==17) {return(4.47746778e-12*x+1.67839918e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+33.9889109);}
    if (Ti==18) {return(4.3647361e-12*x+1.66425811e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+35.4063563);}
    if (Ti==19) {return(4.25411859e-12*x+1.65188954e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+36.5353548);}
    if (Ti==20) {return(4.15031838e-12*x+1.64290788e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+37.2086511);}
    if (Ti==1) {return(1.4346251e-12*x+1.7567867e-06*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+4.3387944);}
    if (Ti==2) {return(2.5276147e-12*x+4.7979986e-06*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+9.1995806);}
    if (Ti==3) {return(3.2731994e-12*x+7.1627255e-06*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+14.094121);}
    if (Ti==5) {return(4.0433602e-12*x+1.1180036e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+19.99477);}
    if (Ti==7) {return(4.4611753e-12*x+1.4498032e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+22.625119);}
    if (Ti==9) {return(4.5635762e-12*x+1.5687344e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+25.089521);}
    if (Ti==11) {return(4.5990011e-12*x+1.6350582e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+27.71218);}
    if (Ti==13) {return(4.6206618e-12*x+1.6760469e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+30.08965);}
    if (Ti==15) {return(4.6057712e-12*x+1.696758e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+31.85867);}
}

if (y == 3){
    if (Ti==4) {return(3.12696726e-11*x+8.35877179e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)

```

```

+1.0)+38.8359319);}
  if (Ti==6) {return(3.4874804e-11*x+0.000109087498*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+43.0520463);}
  if (Ti==8) {return(3.67888292e-11*x+0.00012296508*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+40.3482521);}
  if (Ti==10) {return(3.72947585e-11*x+0.000126547033*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+46.7995648);}
  if (Ti==12) {return(3.76766525e-11*x+0.000128988965*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+53.9975522);}
  if (Ti==14) {return(3.77669283e-11*x+0.000130271769*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+60.3022674);}
  if (Ti==16) {return(3.74079404e-11*x+0.000130483864*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+64.664089);}
  if (Ti==17) {return(3.5942264e-11*x+0.000129726746*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+70.8268554);}
  if (Ti==18) {return(3.43370517e-11*x+0.000128995018*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+76.8648124);}
  if (Ti==19) {return(3.28049311e-11*x+0.000128459348*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+81.4346107);}
  if (Ti==20) {return(3.15744127e-11*x+0.000128304884*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+83.0988458);}
  if (Ti==1) {return(1.4011521e-11*x+2.0304282e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+5.6414815);}
  if (Ti==2) {return(2.2766616e-11*x+4.7861925e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+9.429018);}
  if (Ti==3) {return(2.8076238e-11*x+6.8012788e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+25.406612);}
  if (Ti==5) {return(3.3139536e-11*x+9.676617e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+43.972974);}
  if (Ti==7) {return(3.6219342e-11*x+0.00011771447*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)

```

```

+1)+41.261519);}
    if (Ti==9) {return(3.7053049e-11*x+0.00012508452*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+42.321266);}
    if (Ti==11) {return(3.7442198e-11*x+0.00012831096*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+49.214347);}
    if (Ti==13) {return(3.771279e-11*x+0.000130232*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+56.960425);}
    if (Ti==15) {return(3.7721964e-11*x+0.0001299893*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+62.972802);}
}
}

```

```

main () {
    FILE *result;
    double Qab[20][1501], Qbg[20][1501], eQab[20], eQbg[20], Nab[20], Nbg[20],
eNab[20], eNbg[20], Ne1[20][1024], Ne2[20][1024], eNe1[20][1024], eNe2[20][1024];
    float Ma, Mb, Mg;
    float aEi, Ef;
    float t[1024], Sa[1024], Sb[1024], Sg[1024], t0[1024], eSa[1024], eSb[1024],
eSg[1024];
    float ca1, ca2, Dab[9], Dbg[9], Tn[9], dtn, Te[1024], Ne[1024], eTe[1024], eNe[1024];
    float Temps[20] = {1.38, 2.76, 4.16, 5.52, 6.86, 8.25, 9.64, 11.03, 12.42, 13.82, 15.20,
16.6, 17.9, 19.29, 20.68, 22.06, 27.64, 33.12, 38.60, 44.12};
    int i,j,k,l,m,n,p,q,r,s,u, verif;
    Ma=5,562E+09; Mb=8,475E+08; Mg=3,858E+08;

    /*1: Leitura dos dados de entrada*/
    p=0;
    printf("Entre com os sinais\n");

```

```

while (p < 1024) {
    scanf("%f %f %f %f", &t[p], &Sa[p], &Sb[p], &Sg[p]);
    p++;
}
printf("\n");
/*2: procedimentos para cálculo de temperaturas e densidades*/
q=0;
while (q < 1024) {
    verif=0;
    /*2.1: calculando as razões entre tempos de confinamento (para cada valor de
temperatura)*/
    for (l=0; l<20; l++){
        /*2.1-a: para  $10^{12} < Ne < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ */
        for (i=0; i<1001; i++){
            Qab[l][i] =
(RHy((0.009*i+1.0)*cte1,2,l+1)/RHy((0.009*i+1.0)*cte1,1,l+1))*((Mb*Sb[q])/(Ma*Sa[q]));
            Qbg[l][i] =
(RHy((0.009*i+1.0)*cte1,3,l+1)/RHy((0.009*i+1.0)*cte1,2,l+1))*((Mg*Sg[q])/(Mb*Sb[q]));
        }
        /*2.1-b: para  $10^{13} < Ne < 5*10^{13} \text{ cm}^{-3}$ */
        for (i=1001; i<1501; i++){
            Qab[l][i] = (RHy((0.09*(i-1000)+10.0)*cte1,2,l+1)/RHy((0.09*(i-
1000)+10.0)*cte1,1,l+1))*((Mb*Sb[q])/(Ma*Sa[q]));
            Qbg[l][i] = (RHy((0.09*(i-1000)+10.0)*cte1,3,l+1)/RHy((0.09*(i-
1000)+10.0)*cte1,2,l+1))*((Mg*Sg[q])/(Mb*Sb[q]));
        }

        /*2.2: Obtendo um valor de densidade eletrônica que satisfaz  $Qab(Ne)=1$ */
        k=0;
        while (Qab[l][k] < 1.0 && k<1501) {k++;}
    }
}

```

```

if (k<1001) {Nab[l]=(0.009*k+1.0)*cte1;}
else {Nab[l]=(0.09*(k-1000)+10.0)*cte1;}
Ne1[l][q]=Nab[l];

/*2.2.1: Calculando o erro em Qab*/
if (Sa[q] && Sb[q] != 0) {
    eQab[l] = Qab[l][k]*sqrt(0.005+((Sa[q]-Sa[q-1])/(Sa[q]))*((Sa[q]-Sa[q-1])/(Sa[q]))+
((Sb[q]-Sb[q-1])/(Sb[q]))*((Sb[q]-Sb[q-1])/(Sb[q])));
}

/*2.2.2: Estimando o erro em Nab*/

eNab[l]=Nab[l]*eQab[l]/Qab[l][k];
eNe1[l][q]=eNab[l];

/*2.3: Obtendo um valor de densidade eletrônica que satisfaz Qbg(Ne)=1*/
j=0;
while (Qbg[l][j] < 1.0 && j<1501) {j++;}
if (j<1001) {Nbg[l]=(0.009*j+1.0)*cte1;}
else {Nbg[l]=(0.09*(j-1000)+10.0)*cte1;}
Ne2[l][q]=Nbg[l];

/*2.3.1: Calculando o erro em Qbg*/
if (Sb[q] && Sg[q] != 0) {
    eQbg[l] = Qbg[l][j]*sqrt(0.005+((Sb[q]-Sb[q-1])/(Sb[q]))*((Sb[q]-Sb[q-1])/(Sb[q]))+
((Sg[q]-Sg[q-1])/(Sg[q]))*((Sg[q]-Sg[q-1])/(Sg[q])));
}

/*2.3.2: Estimando o erro em Nbg*/
eNbg[l]=Nbg[l]*eQbg[l]/Qbg[l][j];
eNe2[l][q]=eNbg[l];

```

```
}
```

```
/*2.4: Procurando o ponto de cruzamento entre as duas curvas de densidade:  
Nab(Te) (Ne para a razão alfa-beta) and Nbg(Te) (Ne para a razão beta-gama)*/
```

```
m=0;
```

```
if (Nbg[0] < Nab[0]) {
```

```
    while (Nbg[m] < Nab[m] && m < 20) {m++;}
```

```
}
```

```
if (m < 20 && m > 0) {
```

```
    ca1=(Nab[m]-Nab[m-1])/(Temps[m]-Temps[m-1]);
```

```
    ca2=(Nbg[m]-Nbg[m-1])/(Temps[m]-Temps[m-1]);
```

```
    dtn=(Temps[m]-Temps[m-1])/30;
```

```
    verif=1;
```

```
    for (n=0; n<31; n++){
```

```
        Tn[n]=n*dtn+Temps[m-1];
```

```
        Dab[n]=ca1*(Tn[n]-Temps[m-1])+Nab[m-1];
```

```
        Dbg[n]=ca2*(Tn[n]-Temps[m-1])+Nbg[m-1];
```

```
        if (Dab[n] < Dbg[n]) {
```

```
            Ne[q]=Dab[n-1];
```

```
            Te[q]=Tn[n-1];
```

```
            break;
```

```
        }
```

```
    }
```

```
/*2.4.1: Estimando o erro em Ne*/
```

```
if (m < 20 && m > 0) {
```

```
    eNe[q]=sqrt((eNab[m]*eNab[m])+(eNbg[m]*eNbg[m]));
```

```
}
```

```
}
```

```

/*2.4.2: Estimando o erro em Te*/
r=0; Ei=0; Ef=0;
if (verif==1) {
  while (r < 20) {
    if (fabs(Nbg[r]-Nab[r]) < eNab[r] || fabs(Nbg[r]-Nab[r]) < eNbg[r]) {
      if (Ei==0) {Ei=Temps[r];}
    }
    if (fabs(Nbg[19-r]-Nab[19-r]) < eNab[19-r] || fabs(Nbg[19-r] -Nab[19-r]) < eNbg[19-
r]) {
      if (Ef==0) {Ef=Temps[19-r];}
    }
    r++;
  }
  if (Ei!=Ef && Ei!=0 && Ef!=0 && Ef > Ei) {
    if (Ef-Te[q] > Te[q]-Ei) {
      eTe[q] = (Ef-Te[q])/2;
    }
    else eTe[q] = (Te[q]-Ei)/2;
  }
  else {
    if (Te[q] > (Temps[m]+Temps[m-1])/2) {
      eTe[q]=(Temps[m]-Te[q]);
    }
    else eTe[q]=(Te[q]-Temps[m-1]);
  }
}
q++;
}

```

/\*Gerando tabela com as temperaturas e densidades calculadas (juntamente com seus

```

respectivos instantes de tempo)*/
result = fopen("result.dat","wt");
fprintf(result,"time\tTe\tterrTe\tNe\tterrNe\n");
for (l=0; l<1024; l++) {
    if (Te[l] || Ne[l] != 0) {
        fprintf(result,"%0.2ft%5.3ft%5.3ft%5.3ft%5.3f",t[l],Te[l],eTe[l],Ne[l]/cte1,eNe[l]/cte1);
        fprintf(result,"\n");
    }
}
fclose(result);

}
---Fim do Código-----

```