

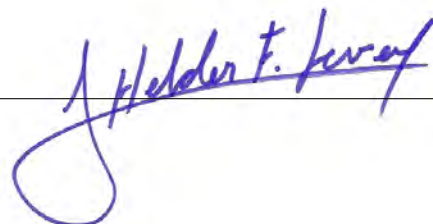
# PERFIL DE TEMPERATURA IÔNICA NO TOKAMAK TCABR

25 de fevereiro de 2016

**PROJETO UNIVERSAL CNPq 2016**

Projeto a ser executado no tokamak **TCABR** do Laboratório de Física de Plasma do Instituto de Física da **USP**.

**Coordenador:** José Helder F. Severo



# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Temperatura iônica</b>	<b>4</b>
2.1	Alargamento Doppler . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Detetor</b>	<b>7</b>
3.1	Introdução . . . . .	7
3.2	Detetor fotomultiplicador de elétrons (PMT) . . . . .	7
3.3	Detetor Ma-PMT . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Monocromador</b>	<b>10</b>
4.1	Introdução . . . . .	10
4.2	Espelhos esféricos . . . . .	11
4.2.1	Aberração esférica . . . . .	11
4.2.2	Aberração coma . . . . .	12
4.2.3	Dispersão linear e resolução de um monocromador . . . . .	13
4.3	Estimativa da Largura a meia altura (FWHM) para a linha do CVI . . . . .	13
4.4	Redução da dispersão linear recíproca do THR1000 . . . . .	14
<b>5</b>	<b>Perfis</b>	<b>15</b>
5.1	Perfil espacial da temperatura iônica . . . . .	15
5.2	Perfil temporal da temperatura iônica . . . . .	15
<b>6</b>	<b>Equipamentos a serem adquiridos</b>	<b>15</b>
6.1	Digitalizador de sinais NI . . . . .	15
6.2	Detetor . . . . .	16
<b>7</b>	<b>Equipe</b>	<b>16</b>
<b>8</b>	<b>Gastos</b>	<b>17</b>
8.1	Justificativas . . . . .	17
<b>9</b>	<b>Resumo</b>	<b>18</b>
<b>10</b>	<b>Cronograma</b>	<b>18</b>

## 1 Introdução

A reação de fusão de isótopos de hidrogênio que acontece no interior das estrelas é acompanhada de uma grande liberação de energia. Desde meados do século passado, intensos esforços vem sendo realizados para se obter a fusão destes isótopos em laboratórios do mundo inteiro e com isto obter uma nova fonte de energia economicamente viável e ecologicamente mais limpa. Os resultados de anos de pesquisa permitiram projetar um protótipo de reator de fusão termonuclear baseado na configuração tokamak, onde um gás totalmente ionizado (plasma) que é confinado por um campo magnético com configuração toroidal, é percorrido por uma corrente elétrica que deve

aquecê-lo até altíssimas temperaturas. Esse reator, chamado de **ITER** (International Termonuclear Experimental Reactor), que envolve o consórcio de países da União Europeia, **EUA**, Rússia, Japão, China, Coreia de Sul e Índia, está sendo construído em Cadarache/França e deverá estabelecer os parâmetros definitivos para a fusão controlada como fonte alternativa de energia para a humanidade.

Dentre os isotopos de hidrogênio, os que apresentam maior seção de choque ( $\sigma \simeq 10^{-23} \text{cm}^2$ ) são o deutério e deutério trítio. Neste tipo de reação ( $D^2 + T^3 \rightarrow He^4 + n + 17,6 \text{MeV}$ ), 80% desta energia pertence aos nêutrons e 20% fica no plasma com as partículas denominadas alfa, cuja energia é  $3,5 \text{MeV}$ . Em um reator de fusão, a energia cinética dos nêutrons será transformada em energia térmica e posteriormente em energia elétrica, como em um reator a fissão. No entanto, para que a fusão ocorra, duas condições devem ser atingidas simultaneamente. A primeira delas diz respeito ao produto da densidade do plasma pelo tempo de confinamento da energia ( $n_e \cdot \tau_E$ ). Este produto deve ser de aproximadamente  $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3} \text{s}$ . A segunda condição é que a temperatura do plasma deve ser aproximadamente  $10 \text{keV}$ <sup>1</sup>.

Em diferentes máquinas esses dois parâmetros já foram obtidos separadamente porém, em experiências onde a temperatura é adequada, o produto  $n_e \cdot \tau_E$  é inadequado. Obter simultaneamente estes dois parâmetros não tem sido uma tarefa simples.

O uso de aquecimento auxiliar (radiofrequência - **RF** - e injeção de partículas neutras - **NBI**), com o objetivo de aumentar a temperatura do plasma, provoca uma degradação no confinamento. Com isto, em tokamaks, podem ser caracterizados dois regimes de operação. O primeiro tem como característica uma forte degradação no confinamento da energia com o aumento da potência de aquecimento auxiliar. Este regime de operação é denominado modo **L** (low). O outro regime de operação, que é caracterizado por um aumento no tempo de confinamento de energia com o aumento da potência de aquecimento, é denominado modo **H** (high). Na ausência de instabilidades, o confinamento da energia e partículas é determinado basicamente pelas colisões coulombianas onde os coeficientes de transporte são determinados pela teoria neoclássica. No entanto, medidas experimentais desses coeficientes mostram uma discordância grande com os resultados previstos pela teoria neoclássica.

O modo **L** é caracterizado por fortes turbulências em toda coluna de plasma com um nível relativo  $\delta n/n$  máximo na borda. O estudo dessas turbulências [1, 2] foi motivado pelo fato de que o transporte de calor e partícula é bem maior do que o previsto pela teoria neoclássica. Elas são caracterizadas por um largo espectro em frequências e com uma velocidade de propagação da ordem da velocidade diamagnética dos elétrons.

O modo **H** foi observado pela primeira vez em 1982 no tokamak **ASDEX** [3] e o seu mais importante aspecto é que o tempo de confinamento da energia é, em média, duas vezes maior que no modo **L**. O aumento no tempo de confinamento da energia se deve a uma redução nos coeficientes de transporte de calor e partículas.

Para prever os parâmetros macroscópicos do **ITER**, os processos físicos que determinam o confinamento e transporte devem ser bem compreendidos. Uma característica importante em plasmas turbulentos, como os encontrados em tokamaks, é o seu poder de auto-organização. Quando as condições externas variam, vários tipos de instabilidades com diferentes níveis de amplitude são excitadas na coluna de plasma e conseqüentemente os coeficientes de transporte aumentam. Isto permite com que o plasma estabeleça o perfil de energia mais estável possível, ou seja, estabeleça um perfil auto-consistente de pressão  $p(r)$ .

A auto-organização do plasma ocorre em toda a região da coluna, exceto onde a turbulência é

---

<sup>1</sup>Estes dois parâmetros podem ser substituídos por um único parâmetro que é  $n_e \cdot T \tau_E > 3.10^{21} \text{m}^{-3} \text{keV s}^{-1}$ .

suprimida. Nesta região a auto-organização é proibida e isto dá origem a um perfil acentuado de pressão. Estes perfis acentuados de pressão recebem o nome de barreiras de transporte.

Para que o **ITER** possa operar em regime estacionário é necessário prever as condições da descarga para o regime desejável. Neste sentido, os perfis tanto de temperatura como de densidade são extremamente importante e vem sendo estudado nos últimos anos em diferentes máquinas de portes médio e grande [4, 5, 6] com o objetivo de se estabelecer uma lei de escala. No entanto, para obtermos uma lei de escala confiável se faz necessário estudar o comportamento do plasma em máquinas de diferentes portes. Assim sendo, o tokamak **TCABR**, que representa uma máquina de pequeno porte<sup>2</sup> pode contribuir significativamente na obtenção desta lei da mesma forma como contribuiu recentemente na construção de uma lei de escala para a rotação toroidal [7].

O trabalho a ser desenvolvido no Laboratório de Física de Plasmas do **IFUSP** faz parte de uma colaboração científica entre o Centro Estadual de Educação Tecnológica Paula Souza, Faculdade de Tecnologia de São Paulo (FATEC) e o Instituto de Física da USP para desenvolvimento de diagnósticos para plasmas termonucleares. Com este projeto, pretende-se desenvolver um diagnóstico para obtenção dos perfis temporal e espacial de temperatura iônica no tokamak TCABR.

O perfil de temperatura iônica  $T_I = T_I(r, t)$  será obtido através de medidas espectroscópicas do alargamento Doppler. Nestas medidas serão usados o espectrômetro **THR1000** de distância focal de  $1000mm$  de fabricação da Jobin Yvon e um detetor multicanal fotomultiplicador de elétrons (PMT) que deverá ser adquirido com recursos do projeto que está sendo submetido.

Para que este projeto seja concretizado faz-se necessário a compra dos seguintes equipamento:

1. Digitalizador de sinais;
2. Detetor PMT e acessórios
3. Suportes ópticos e lentes

O diagnóstico para obtenção do perfil de temperatura iônica deverá ser instalado no tokamak **TCABR** e contará com o apoio técnico do Dr. Valdemar Bellintani Jr. da FATEC, Gilson Ronchi, aluno de doutorado do IFUSP e Felipe Valencia Almeida que é aluno da Escola Politécnica da USP e faz Iniciação Científica no Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP com bolsa PIBIC (Estudo do Desempenho do Espectrômetro THR1000 através de Simulação no Programa Oslo para Traçado de Raios).

## 2 Temperatura iônica

### 2.1 Alargamento Doppler

Devido ao efeito Doppler, a frequência da luz registrada por um detetor, do qual a fonte de luz se aproxima, tem a seguinte forma:

$$\nu = \nu_0 \left( 1 + \frac{V \cos \theta}{c} \right) \quad (1)$$

onde:  $c$  é a velocidade da luz;  $\nu_0$  é a frequência da luz de uma fonte em repouso;  $V$  é a velocidade da fonte em relação ao detetor e  $\theta$  é o ângulo formado entre o vetor velocidade e a direção

---

<sup>2</sup>O **TCABR** tem superfícies magnéticas circulares com seguintes parâmetros: raio maior de plasma  $61,5cm$ , raio menor  $18cm$ , campo magnético  $B_T = 1,1T$ , corrente ôhmica  $60 - 100kA$ , tensão de enlace  $1.5 - 3V$ , densidade do plasma  $1 a 4 \times 10^{13} cm^{-3}$ , e temperaturas de elétrons e íons estimadas de  $400 - 600eV$  e  $150 - 250eV$ , respectivamente

determinada entre a fonte e o detector. Se a fonte de luz é um átomo ou molécula que realiza um movimento caótico, então o vetor velocidade estará isotropicamente distribuído no espaço gerando um alargamento Doppler simétrico da linha espectral. Vamos analisar o caso em que  $\theta = 0$  e os átomos se movimentam caoticamente com uma distribuição maxwelliana das velocidades, neste caso, a probabilidade de que a velocidade  $V_x$  esteja no intervalo entre  $V_x$  e  $V_x + dV_x$  é igual a:

$$dP = \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \exp(-\beta V_x^2) dV_x \quad (2)$$

onde:  $\beta = \mu/2RT$ ;  $\mu$  é a massa molecular do átomo;  $R$  é constante universal dos gases e  $T$  é a temperatura. Desta forma podemos escrever que:

$$V_x = \frac{c}{\nu_0}(\nu - \nu_0) \Rightarrow dV_x = \frac{c}{\nu_0} d\nu \quad (3)$$

Podemos agora reescrever (2) da seguinte forma:

$$dP = \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \exp\left[-\beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right] \frac{c}{\nu_0} d\nu \quad (4)$$

A intensidade da radiação  $I_\nu d\nu$  que está contida no intervalo de frequência  $\nu$ ,  $\nu + d\nu$  é proporcional ao número de partículas com velocidade  $V_x$  que irradiam neste intervalo de frequência. No entanto, o número de partículas é proporcional à probabilidade  $dP$ . Desta forma a distribuição da intensidade da radiação provocada pelo alargamento Doppler tem a seguinte forma:

$$I_\nu = I_0 \exp\left[-\beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right] \quad (5)$$

A largura desta linha é obtida pela substituição da frequência na expressão acima de tal forma que  $I_\nu = 1/2 I_{\nu_{max}}$ . Então:

$$\frac{1}{2} = \exp\left[-\beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right] \Rightarrow \beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2 = \ln 2 \Rightarrow \nu = \nu_0 \pm \frac{\nu_0 \sqrt{\ln 2}}{c\sqrt{\beta}} \quad (6)$$

Daí concluímos que o alargamento Doppler da linha espectral é igual a:

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0 \sqrt{\ln 2}}{c\sqrt{\beta}} = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2\ln 2 RT}{\mu}} \quad (7)$$

Se transformarmos a expressão acima em comprimento de onda teremos que:

$$\Delta\lambda_D = 7,71 \cdot 10^{-5} \lambda_0 \sqrt{\frac{T(eV)}{\mu}} \quad (8)$$

Desta forma, temos que o perfil espectral de uma linha sujeita a um alargamento Doppler é gaussiano e através da largura a meia altura é possível determinar a temperatura iônica de uma impureza do plasma, se for confirmado que durante o experimento outros fatores que provocam o alargamento das linhas podem ser desprezados ou corrigidos. O alargamento de linhas espectrais emitidas por plasmas em tokamaks tem como origem o efeito Doppler, efeito Stark, efeito Zeeman. Para o **TCABR**, comparativamente ao efeito Doppler, todos os outros podem ser desprezados.

Entretanto, é necessário considerar-se o alargamento instrumental do aparelho, pois, mesmo que a luz seja monocromática, como uma função delta, devido aos efeitos de refração, difração, imperfeições dos elementos focalizadores, aberrações, largura das fendas, etc., teremos uma largura intrínseca do instrumento, que é conhecido como alargamento instrumental. A avaliação do alargamento instrumental do **THR1000** pode ser facilmente determinado usando uma lâmpada de calibração onde a largura a meia altura das linha espectrais são muito menores que o alargamento instrumental. Quando o alargamento instrumental não pode ser desprezado, para se obter o alargamento Doppler é necessário efetuar a deconvolução e para isto deve-se resolver uma integral do tipo:

$$f(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\lambda')a(\lambda - \lambda')d\lambda' \quad (9)$$

onde  $s(\lambda)$  é a distribuição de energia da linha espectral através da qual se deseja obter a temperatura iônica e  $a(\lambda)$  é a função instrumental. Se o alargamento provocado pela função instrumental é muito menor que o alargamento Doppler, então podemos escrever que:

$$f(\lambda) \simeq s(\lambda) \quad (10)$$

Se a aproximação acima não pode ser feita, então (9) deve ser resolvida. Por outro lado, se tivermos certeza que ambas as funções  $s(\lambda)$  e  $a(\lambda)$  são gaussianas de semi-largura  $\Delta\lambda_s$  e  $\Delta\lambda_a$ , o que realmente acontece na maioria dos casos práticos, então a convolução destas duas gaussianas resultará em uma função gaussiana de semi-largura  $\Delta\lambda_T$ , onde  $\Delta\lambda_T$  pode ser expresso como segue:

$$\Delta\lambda_T = \sqrt{(\Delta\lambda_s)^2 + (\Delta\lambda_a)^2} \quad (11)$$

Para concluir, o alargamento total ao quadrado é dado pela soma dos quadrados dos alargamentos instrumental e Doppler, onde  $\Delta\lambda_s = \Delta\lambda_D = 7,71 \cdot 10^{-5} \lambda_0 \sqrt{\frac{T(eV)}{\mu}}$ .

As medidas de temperatura iônica no tokamak **TCABR** serão realizadas com a ajuda do espectrômetro **THR1000** de fabricação da Jobin Yvon, que é mostrado na figura 1.

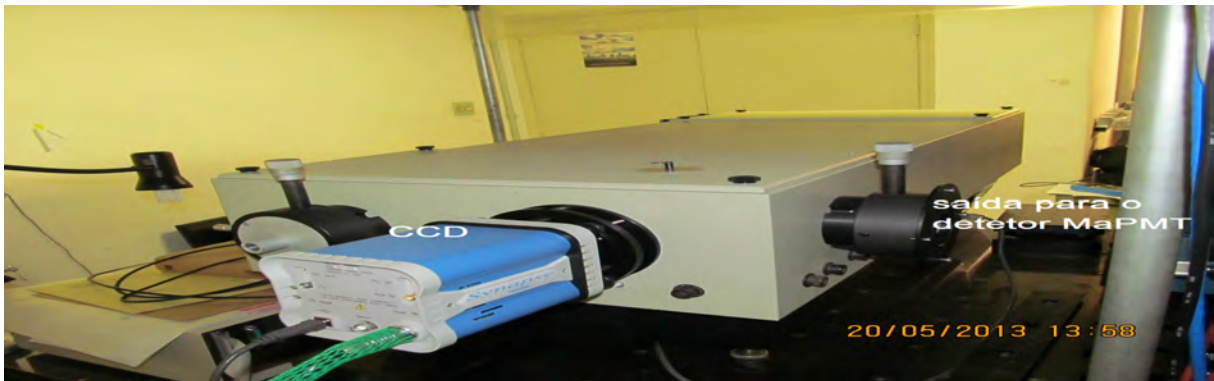


Fig.1 Foto do monocromador **THR1000** com **CCD** que será usado para obter o perfil espacial e temporal da temperatura iônica no tokamak **TCABR**.

## 3 Detetor

### 3.1 Introdução

O tubo fotomultiplicador de elétrons (PMT) é um dos mais sensíveis detectores que existe. Ele tem um tempo de resposta da ordem de  $1ns$ , não precisa ser refrigerado, embora o possa e é compacto. Estes detectores são muito utilizados em espectroscopia para medir a radiação eletromagnética em comprimentos de onda que varia de  $100$  a  $1700nm$ . Em contra partida, o ICCD (Intensified Charge Coupled Device) possibilita obter distribuições espaciais de alta resolução da radiação embora precise ser refrigerado. Detectores como multi-pixel fotodiodo avalanche também tem sido muito utilizados em medidas espectroscópicas da radiação porém estes tipos de detectores possuem um ganho e sensibilidade menor que os PMT.

Os avanços recentes têm demonstrado a capacidade de detectar espectros de radiação com alta resolução espacial e boa resolução temporal ( $10kHz$ ) com as câmaras ICCD. No entanto, a taxa de transferência de dados lenta do detector ICCD limita a velocidade de armazenamento da informação. O monitoramento da emissão do plasma termonuclear em tempo real precisa de taxas de amostragem superiores se estamos interessados em estudar processos turbulentos cuja frequência pode chegar a  $100kHz$ . Neste sentido, foi desenvolvido pela empresa Hamamatsu um detetor multicanal chamado de multi-ânodo PMT (Ma-PMT) que permite a detecção de processo bastante rápidos permitindo ainda uma boa resolução espectral e espacial.

### 3.2 Detetor fotomultiplicador de elétrons (PMT)

O detetor do tipo fotomultiplicador de elétrons, que está representado na figura 2 abaixo, é um dispositivo construído em um tubo a vácuo que utiliza o efeito fotoelétrico externo para converter fótons em elétrons. Estes detectores de radiação são geralmente constituídos de um elemento fotosensível (catodo) e um anodo. Entre o catodo e o anodo é aplicada uma diferença de potencial através de um resistor. Ao incidir no fotocatodo um fluxo luminoso  $\Phi$ , surge uma corrente no circuito  $i_\Phi$  e nos terminais do resistor surge uma diferença de potencial  $U = i_\Phi R$ . Para um fluxo luminoso incidente constante, a corrente  $i_\Phi$  só depende da diferença de potencial  $U_A$  aplicada ao circuito. Ao aumentarmos a diferença de potencial entre o anodo e o catodo, a corrente  $i_\Phi$  aumenta até atingir o seu valor máximo e depois fica constante. O valor máximo da corrente é chamado de corrente de saturação. Essa corrente de saturação depende do fluxo e de fatores geométricos do catodo. A principal característica do fotocatodo é a sua eficiência quântica  $\eta$  que é definida como a razão entre a quantidade de elétrons que é extraída pela quantidade de fótons que incide no fotocatodo, ou seja:

$$\eta = \frac{n}{N} \quad (12)$$

De modo geral  $\eta$  é uma função complexa da frequência  $\nu$  e depende ainda do tipo de onda incidente (polarização, ângulo de incidência e etc.). Para um elemento infinitesimal de fluxo monocromático temos que  $d\Phi_\nu = h\nu dN$  é possível reescrever a expressão acima da seguinte forma:

$$dn = \frac{\eta(\nu)}{h\nu} d\Phi_\nu, \quad (13)$$

e que nos permite escrever a corrente como sendo:

$$di_\Phi = edn = \eta(\nu) \frac{e}{h\nu} d\Phi_\nu = s(\nu) d\Phi_\nu \quad (14)$$

onde  $s(\nu) = \eta(\nu)(e/h\nu)$  recebe o nome de responsividade espectral do fotocátodo. Se o fotocátodo for iluminado com um fluxo  $\Phi = \int_0^\infty \varphi_\lambda d\lambda$  então a corrente vale:

$$i_\Phi = \int_0^\infty s(\lambda)\varphi_\lambda d\lambda \quad (15)$$

Finalmente a razão  $S = i_\Phi/\Phi$  recebe o nome de característica integral da sensibilidade do fotocátodo e é expressa em [A/W]. De modo, geral as correntes produzidas no fotocátodo são muito pequenas e precisam ser ampliadas. Neste sentido, entre o fotocátodo e o anodo são instalados dinodos que, baseados na emissão secundária, produzem um aumento da corrente gerada no catodo. Se na superfície metálica do dinodo incide um fluxo de corrente  $i_0$ , então a corrente de saturação desta superfície vale:

$$i = i_0\sigma \quad (16)$$

onde  $\sigma$  recebe o nome de coeficiente de emissão secundária. O valor de  $\sigma$  depende das propriedades das superfície do dinodo, da velocidade dos elétrons incidentes e do ângulo de incidência. Para os metais puros o valor de  $\sigma$  oscila entre 0,5 – 1,8 para ligas e superfícies complexas do tipo CuMg, CuBe, CsSb e etc o valor de  $\sigma$  é de 3 – 10. Utilizando o princípio da emissão secundária se constrói detetores com um ganho maior que  $10^6$ . Na figura abaixo temos uma representação esquemática de um fotomultiplicador com todos os seus elementos.

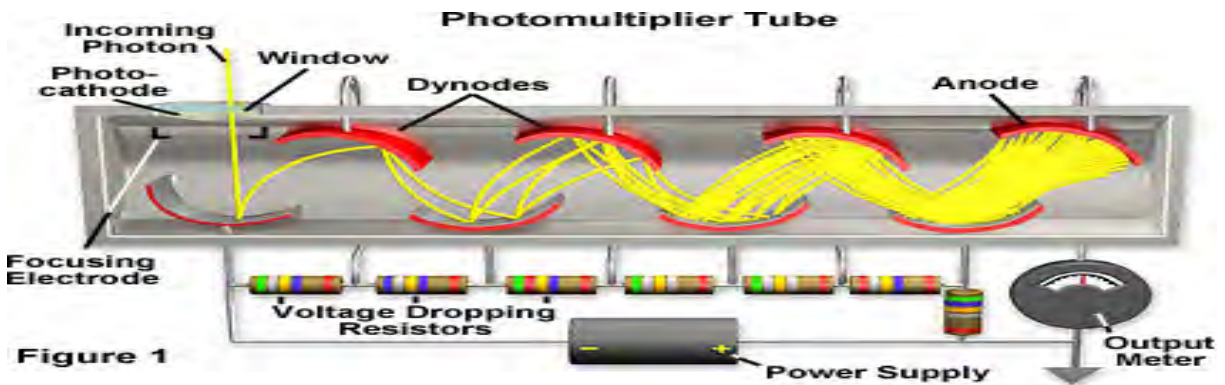


Fig.2 Representação esquemática de um detetor fotomultiplicador de elétrons.

Os elétrons que são produzidos no fotocátodo são acelerados pelo campo elétrico produzido pela fonte de alta tensão externa. Estes elétrons ao atingirem o primeiro dinodo vão provocar uma emissão secundária de elétrons que por sua vez serão direcionados para o segundo dinodo, e assim sucessivamente até o último dinodo. Se tivermos  $k$  dinodos então a corrente no anodo pode ser expressa aproximadamente por:

$$i_a = i_0\sigma^k \quad (17)$$

### 3.3 Detetor Ma-PMT

O princípio de funcionamento do detetor Ma-PMT é o mesmo do detetor fotomultiplicador de elétrons simples, ou seja os ftons inicialmente colidem com o fotocátodo e produzem elétrons. Esses elétrons, que são produzidos por efeito fotoelétrico são direcionados para o primeiro dinodo.



Os dinodos são feitos de material que possuem uma pequena banda de energia de gap e portanto novos elétrons são produzidos após a colisão. Os elétrons são novamente direcionados a partir do fotocatodo para os multi-anodos por um campo elétrico criado entre os dinodos. A figura 3 abaixo mostra uma representação esquemática deste detetor com seus canais de dinodos e os anodos localizados na saída. O sinal é coletado no anodo sendo o seu ganho proporcional ao número de fótons incidente, a quantidade de dinodos e a tensão aplicada.

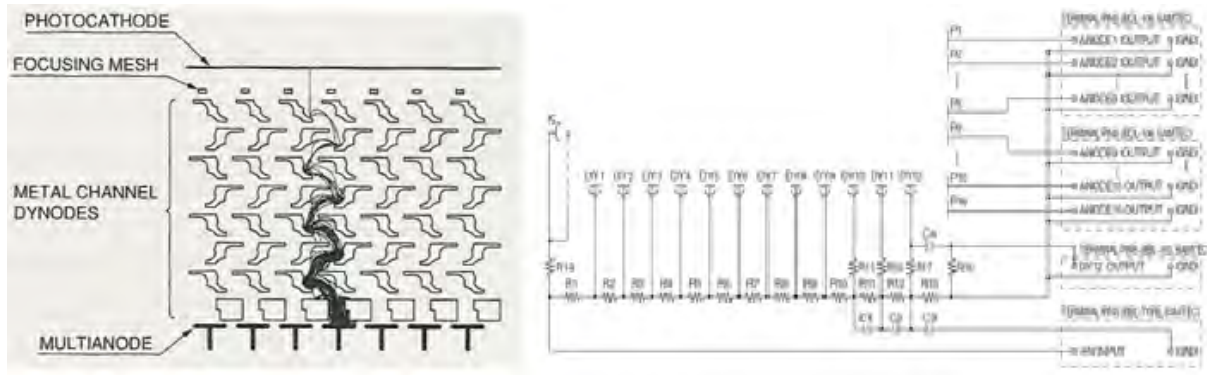


Fig.3 A esquerda, representação esquemática do detetor fotomultiplicador de elétrons do tipo multi-anodo (Ma-PMT) com os elétrons sendo produzidos em um dos canais. A direita, representação esquemática dos dinodos.

A figura 4 mostra uma foto do modelo L16 com seu soquete a direita.



Fig.4 A direita, foto do detetor Ma-PMT modelo L16. A esquerda soquete para o modelo L16.

A figura 5 abaixo mostra uma tabela dos formatos dos detetores que são comercializados hoje em dia.

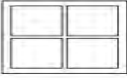

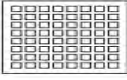



Type	Metal Channel Dynode Multianode Photomultiplier Tubes					
	Matrix			Linear		Matrix
	M4	M16	M64	L16	L32	M64
Anode Shape						
Number of Anodes	4	16	64	16	32	64
Pixel Size (mm)	9 × 9	4 × 4	2 × 2	0.8 × 16	0.8 × 7	5.8 × 5.8

Fig.5 Possíveis configurações do detector multi-anodo PMT comercializados pela empresa Hamamatsu.

Embora esses detectores apresentem um grande atrativo que é o alto ganho e a alta resolução temporal, alguns cuidados devem ser tomados durante sua exploração, são eles:

- Linearidade na resposta;
- Forma do sinal (tempo de subida, tempo de queda e largura a meia altura “FWHM”);
- Ganho relativo versus alta tensão;
- Homogeneidade entre os canais;
- Interferência entre os canais (Crosstalk).

Todos esses parâmetros devem ser analisados com cuidado para que conclusões errôneas não sejam tomadas.

Neste projeto pretende-se usar o modelo L16 que permitirá ver apenas a distribuição espectral da emissão do plasma. Na obtenção do perfil espacial será usado uma câmara CCD de **512X256** que foi comprada com recursos FAPESP que pode ser visto na figura 1. A grande desvantagem do detector CCD que está sendo usado é que permite obter apenas um ponto temporal durante uma descarga tokamak.

## 4 Monocromador

### 4.1 Introdução

Os monocromadores são extensivamente utilizados nas pesquisas científicas. Eles podem ser usados em experiências de irradiação de corpos assim como na análise da radiação emitida pelos corpos.

Os monocromadores modernos utilizam como elemento dispersivo a rede de difração, embora aparelhos com prismas ainda sejam bastante comum. A grande vantagem dos aparelhos com rede de difração consiste no fato de que o comprimento de onda é facilmente linearizado e o alargamento instrumental praticamente independe desse comprimento de onda.

Se por um lado redes ou prismas são usados como elementos dispersivos, por outro lado, os espelhos côncavos são sempre utilizados como elemento colimadores e focalizadores e a razão para isto é que eles não apresentam aberração cromática. Os espelhos côncavos são em sua grande maioria esféricos, raros instrumentos usam espelhos asféricos.

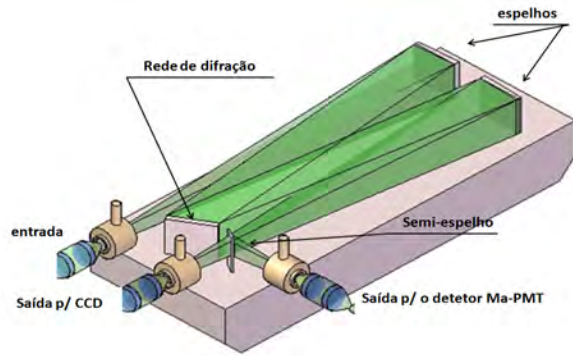


Fig.6 Representação esquemática do feixe de luz no interior do monocromador THR1000.

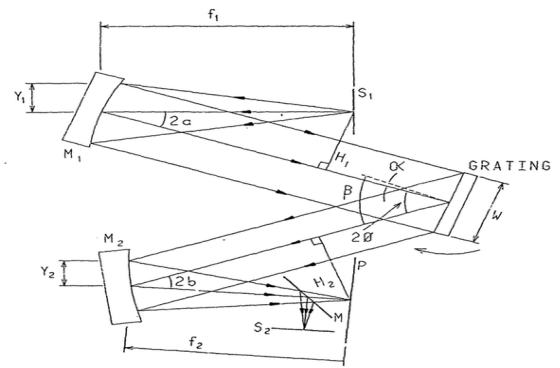


Fig.7 Representação esquemática das grandezas utilizadas nas equações.

Na região do espectro acima de  $200\text{nm}$  a reflectividade das superfícies aluminizadas é bastante alta e por esta razão, a maioria dos monocromadores usa redes planas como elemento dispersivo e espelhos côncavos como elementos colimadores e focalizadores. Para a região do espectro abaixo de  $200\text{nm}$  o coeficiente de reflexão das superfícies aluminizadas é pequeno e portanto faz-se uso de redes côncavas para focalizar a luz no interior do monocromador.

Para realização deste projeto, será utilizado o monocromador do Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP. Este equipamento, cujo modelo é **THR1000**, tem sido usado em muitas experiências espectroscópicas. Ele possui as seguintes características: distância focal de  $1000\text{mm}$ ,  $f_{\text{number}} = 8,4$  e uma configuração do tipo Czerny-Turner. Neste arranjo experimental a luz da coluna de plasma é coletada e direcionada para um conjunto de fibras óptica através de um sistema de lentes. Ao sair das fibras a luz é acoplada na fenda de entrada do monocromador. No interior do aparelho existe um semi-espelho que divide o feixe de luz em dois, sendo que um deles incidirá no detetor Ma-PMT que possibilitará obter a temperatura iônica ao longo do tempo e o outro incidirá na câmara CCD que nos dará informação sobre o perfil espacial da temperatura. A figura 6 mostra o feixe de luz se propagando no interior do monocromador e sendo dividido no semi-espelho onde parte dele incidirá sobre o CCD e parte sobre o Ma-PMT.

## 4.2 Espelhos esféricos

### 4.2.1 Aberração esférica

Em geral, nos monocromadores os principais tipos de aberrações ópticas são a esférica e a coma que podem ser caracterizadas pelo desvio da imagem real em relação a imagem ideal de um objeto que é obtida na aproximação paraxial.

A aberração esférica de uma frente de onda  $W_S$  em um espelho esférico pode ser estimada pela equação abaixo:

$$W_S = \frac{y^4}{4r^3} = \frac{y^4}{32f^3}, \quad (18)$$

onde  $y$  é a altura na qual o raio atinge o espelho e  $r = 2f$  é o raio de curvatura do espelho e  $f$  sua distância focal. Como mostra Murty [8] a aberração esférica pode ser reduzida para  $y^4/16r^3$  se for feito um deslocamento focal adequado do aparelho. Tomando como limite máximo para a aberração esférica o critério de Rayleigh, então podemos escrever que:

$$\frac{y_{max}^4}{8r^3} \leq \frac{\lambda}{4}, \quad (19)$$

então a equação (18) pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$D \leq 256\lambda (f_{number})^3 \quad (20)$$

onde  $D = 2y_{max}$  e  $f_{number} = f/D$ . Como exemplo de aplicação vamos tomar os parâmetros do monocromador THR1000 que usa uma rede de difração de  $110X110mm$  portanto,  $D = 110 \cdot \sqrt{2} = 155,56mm$ . Tomando como referência o comprimento de onda de  $500nm$  obtemos, de acordo com a fórmula (20)  $f_{number} = 10,67$  o que corresponde a uma distância focal para o aparelho de  $f = 1659,86mm$ , no entanto foi dito que a distância focal do THR1000 era de  $1000mm$  ou seja escolhe-se construir o aparelho com uma distância focal menor para ele ficar mais compacto, embora isto implique em uma aberração esférica maior. Para o monocromador THR1000 ela é da ordem de  $3 \cdot 10^{-3}mm$ .

### 4.2.2 Aberração coma

A segunda mais importante aberração é a coma e, devido sua natureza assimétrica ela pode ser corrigida ou totalmente eliminada através de escolhas adequadas entre os raios dos espelhos ou através da distância entre os espelhos e as fendas.

A aberração coma no espelho 1 pode ser expressa como segue:

$$W_C = H_1 \frac{y_1^3}{r_1^3} \quad (21)$$

onde  $H_1 = f_1 \sin(2a)$  e  $r_1$  é o raio de curvatura do espelho 1. As grandezas  $f$ ,  $H$ ,  $r$ ,  $y$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $\alpha$  e  $\beta$  estão todas representadas na figura 7. Para o espelho 2 a aberração vale:

$$W_C = H_2 \frac{y_2^3}{r_2^3} \quad (22)$$

onde  $H_2 = f_2 \sin(2b)$  e  $r_2$  é o raio de curvatura do espelho 2. A coma é anulada quando a condição abaixo for satisfeita.

$$H_1 \frac{y_1^3}{r_1^3} = H_2 \frac{y_2^3}{r_2^3} \quad (23)$$

Seja  $w_\alpha$  e  $w_\beta$  a largura do feixe incidente e difratado respectivamente. A partir a figura 7 podemos escrever que:

$$\frac{w_\alpha}{w_\beta} = \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} = \frac{y_1}{y_2} \quad (24)$$

pois  $y_1 \simeq w_\alpha/2$  e  $y_2 \simeq w_\beta/2$ , onde  $\alpha$  e  $\beta$  são os ângulos de incidência e difração, respectivamente. Assim sendo, a equação (23) pode ser escrita como segue:

$$H_1 \frac{\cos^3\alpha}{r_1^3} = H_2 \frac{\cos^3\beta}{r_2^3} \quad (25)$$

A partir da equação (25) podemos notar que se escolhermos espelhos com o mesmo raio, a razão entre as distâncias será  $H_1/H_2 = \cos^3\alpha/\cos^3\beta$ . Embora a equação (25) mostre a condição

para correção da coma no entanto, a coma tangencial é diferente de zeros em outros comprimentos de onda. Ela pode ser expressa como segue:

$$W_{TC} = \frac{3H_1W^2}{32f^2} \left( \frac{\cos^3\alpha}{\cos^3\beta} - \frac{\cos^3\alpha_0}{\cos^3\beta_0} \right) \cos^2\beta \quad (26)$$

onde  $\alpha_0$  e  $\beta_0$  são os ângulos de incidência e difração para o comprimento de onda para a qual a coma é corrigida. Substituindo os parâmetros do monocromador THR1000 na equação (25) e supondo que a coma foi corrigida para  $\lambda = 500nm$  obtemos  $W_{TC} \simeq 0,014mm$ , considerando ainda que a dispersão linear do aparelho é da ordem de  $8\text{\AA}/mm$  obtemos que o alargamento instrumental mínimo que pode ser obtido com esse aparelho é da ordem de  $0,1\text{\AA}$ .

### 4.2.3 Dispersão linear e resolução de um monocromador

O poder de resolução dos monocromadores é dado pela equação abaixo:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN \quad (27)$$

onde  $m$  é a ordem de difração e  $N$  é o número total de ranhuras da rede de difração. Para o THR1000 temos  $m = 1$  e  $w = 110mm$  com 1200 linhas/mm. Com isto temos que  $\lambda/\Delta\lambda = 1,32 \cdot 10^5$ . Na prática, a resolução do aparelho é tomada como sendo 80% do valor teórico, portanto para o THR1000  $\lambda/\Delta\lambda = 1 \cdot 10^5$ .

A dispersão linear recíproca é definida como segue:

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{10^7}{mnf} \cos\beta [\text{\AA}/mm] \quad (28)$$

onde  $n$  densidade de ranhuras por mm. Para o THR1000  $d\lambda/dx = 8,4\text{\AA}/mm$ . Isto significa que um alargamento instrumental da ordem de  $0,1\text{\AA}$  implica em uma abertura de fenda de  $12\mu m$ .

## 4.3 Estimativa da Largura a meia altura (FWHM) para a linha do CVI

A largura a meia altura da linha do carbono CVI (529,05nm) pode ser estimado pela equação (11) onde  $\Delta\lambda_s = \Delta\lambda_D = 7,71 \cdot 10^{-5} \lambda_0 \sqrt{\frac{T(eV)}{\mu}}$  e  $\Delta\lambda_a$  é o alargamento instrumental que para uma abertura de fenda de  $100\mu m$  é da ordem de  $0,84\text{\AA}$ . Para uma temperatura iônica máxima da ordem de  $200eV$  temos que  $\Delta\lambda_T = 1,9\text{\AA}$ . Como o detetor escolhido por nós possui pixels cuja largura é da ordem de  $0,8mm$  e considerando que a dispersão linear do aparelho é de  $8,4\text{\AA}/mm$  isto significa que a largura de banda vista por cada pixel será de  $6,72\text{\AA}$  que é muito maior do que a  $FWHM_{CVI} = 1,9\text{\AA}$ . Em outras palavras, se não reduzirmos a dispersão linear recíproca do aparelho não será possível medir a temperatura iônica.

Vamos estimar a redução que deve sofrer a dispersão linear recíproca para a linha espectral do CVI esteja bem distribuída entre os 16 pixels do detetor. Como a largura a meia altura é da ordem de  $2\text{\AA}$  podemos considerar a largura total da linha como sendo  $2,5 \cdot 2 = 5\text{\AA}$ . Portanto, essa banda deve estar uniformemente distribuída entre os 16 pixels. Isto implica que sobre cada pixel teremos uma banda cuja largura é de  $5/16 = 0,3\text{\AA}$ . Portanto a dispersão linear inversa não deve ser maior que  $0,3\text{\AA}$ , o que significa dizer que ela deve passar de  $8,4$  para  $0,3$  o que implica em uma magnificação de  $1/28$  vezes. Portanto podemos escrever que:

$$\left(\frac{d\lambda}{dx}\right)_{magnified} = M \left(\frac{d\lambda}{dx}\right)_{original} \quad (29)$$

#### 4.4 Redução da dispersão linear recíproca do THR1000

A dispersão linear recíproca do aparelho pode ser alterada se introduzirmos uma lente cilíndrica na fenda lateral de saída. Essa lente deve então magnificar o espectro na direção somente da dispersão.

Para determinar as características desta lente vamos usar a equação do fabricante de lentes, ou seja;

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left[ \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n - 1) d}{n R_1 R_2} \right] \quad (30)$$

onde  $R_1$  e  $R_2$  são os raios de curvatura das superfícies esquerda e direita da lente,  $d$  é a espessura da lente e  $n$  seu índice de refração. Vamos tomar uma lente no formato de um bastão cilíndrico de modo que podemos escrever  $R_1 = r$ ,  $R_2 = -r$  e  $d = 2r$ . Portanto, a equação (30) assume a seguinte forma:

$$f = \frac{nr}{2(n - 1)} \quad (31)$$

Considerando o índice de refração do vidro como sendo  $n = 1,5$  e um cilindro de  $3mm$  de diâmetro obtemos  $f = 2,25mm$ .

Seja  $z_1$  a distância do objeto (fenda lateral de saída) até a lente e  $z_2$  a distância da imagem (ponto onde será instalado o detetor) até a lente, então a relação ente  $f$ ,  $z_1$  e  $z_2$  é descrita pela fórmula abaixo.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} \quad (32)$$

Por razões práticas, vamos considerar a posição do detetor até a fenda de saída igual a  $z_d = z_1 + z_2$  variável ( $z_d = 50 - 200mm$ ) permitindo com que a distancias  $z_1$  e  $z_2$  sejam ajustadas manualmente antes dos experimentos. Podemos combinar a equação (32) com a expressão para  $z_d$  e obter  $z_1$  e  $z_2$  em função de  $z_d$  ou seja:

$$\begin{cases} z_1 = \frac{z_d}{2} - \sqrt{\frac{z_d^2}{4} - f \cdot z_d} \\ z_2 = \frac{z_d}{2} + \sqrt{\frac{z_d^2}{4} - f \cdot z_d} \end{cases} \quad (33)$$

Portanto, a magnificação  $M = z_2/z_1$  pode ser escrita como segue:

$$M = \frac{\frac{z_d}{2} + \sqrt{\frac{z_d^2}{4} - f \cdot z_d}}{\frac{z_d}{2} - \sqrt{\frac{z_d^2}{4} - f \cdot z_d}} \quad (34)$$

Substituindo os valores de  $z_d$  e  $f$  na equação acima verificamos que a magnificação oscila entre  $0,05 - 0,01$  sendo que o valor esperado é de  $M = 0,036$ .

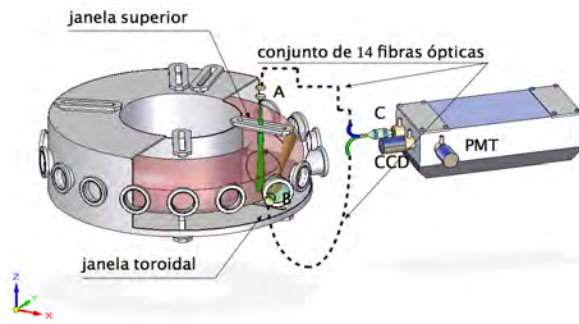


Fig.8 Representação esquemática do arranjo experimental que será usado na obtenção do perfil de temperatura.

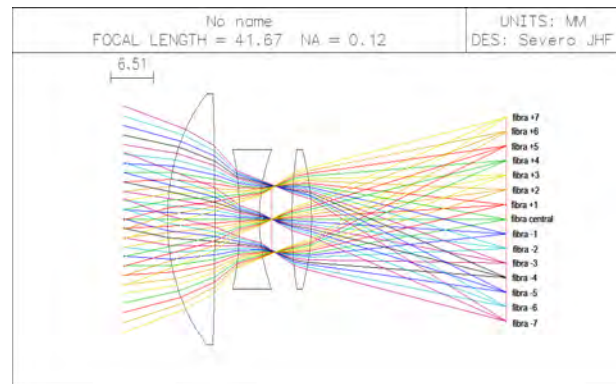


Fig.9 Projeto do sistema óptico responsável por imagear a coluna de plasma em um conjunto de 15 fibras ópticas.

## 5 Perfis

### 5.1 Perfil espacial da temperatura iônica

O perfil será obtido com a ajuda do detector CCD que está instalado na fenda de saída axial. Este projeto está em andamento e é apoiado pela FAPESP (proc. 2014/13289-8). Para obtenção do perfil, está sendo instalado um conjunto de 15 fibras ópticas que são responsáveis por transmitir a imagem da coluna de plasma até o CCD. A figura 8 abaixo mostra o arranjo experimental utilizado em medidas ópticas no tokamak TCABR, enquanto que a figura 9 mostra o conjunto de lentes que foi projetado no programa Oslo para imagear a coluna de plasma sobre as fibras.

### 5.2 Perfil temporal da temperatura iônica

Para obter o perfil temporal pretende-se usar o detector Ma-PMT que será adquirido com recursos do projeto. Este detector possui 16 canais o que permitirá reconstituir o perfil gaussiano da linha espectral a partir de 16 pontos espectrais.

## 6 Equipamentos a serem adquiridos

### 6.1 Digitalizador de sinais NI

A digitalização de um sinal é sempre composta por três elementos que são:

1. **Sensor** - no nosso caso o sensor é o próprio diagnóstico que converte um fenômeno físico em sinal elétrico.
2. **Placas DAQ** - é o dispositivo que digitaliza sinais analógicos de entrada de forma que um computador possa interpretá-los. Os três componentes principais de uma placa DAQ são os circuitos eletrônicos de condicionamento de sinais, conversor analógico-digital (ADC) e o barramento do computador.
3. **Computador** - o computador, que possui um software programável, tem a finalidade de controlar a operação do dispositivo DAQ, sendo usado para o processamento, visualização e armazenamento de dados de medição.

No nosso Laboratório foi recentemente adquirido um sistema de aquisição da National Instruments, que inclui chassi, placa controladora e placas de aquisição, para digitalização de sinais em até  $60M\text{Samples/s}$  (**proc. 2010/9465-8**), e portanto para digitalizar os sinais do diagnóstico será necessário somente uma placa de digitalização que será conectada nos slots em um rack já existente e com isto o custo do equipamento será reduzido uma vez que não necessário outro computador ou placa controladora.

As principais características deste digitalizador são: modelo NI PXIE6341, 500 kS/s, 16bits, 16 canais.

## 6.2 Detetor

É o principal elemento desse projeto. O dispositivo por nós escolhido é do tipo fotomultiplicador de elétrons. Ele possui 16 canais espectrais que permitirá obter o perfil espectral das linhas de impurezas, que na maioria das vezes é gaussiano.

## 7 Equipe

Este projeto de pesquisa é uma colaboração entre os grupos de pesquisas da **FATEC**, e **IFUSP** sendo seus principais membros:

1. José Helder Facundo Severo- **IFUSP** (coordenador)
2. Valdemar Bellintani Jr. - **FATEC** (colaborador)
3. Gilson Ronchi - **IFUSP** (Aluno de doutorado)
4. Felipe Valência de Almeida - **EPUSP** (Aluno de Iniciação Científica)

- **José Helder Facundo Severo** - O Dr. Severo é professor concursado do Instituto de Física da **USP** desde 2009 e possui ampla experiência em óptica com trabalhos publicados na área de rotação de plasma, oscilações **MHD**, diagnóstico da luz espalhada (Thomson Scattering) e espectroscopia em geral. Atualmente é o responsável pelos diagnósticos ópticos do tokamak **TCABR**. O Dr. Severo também criou um grupo de design Opto-Mecânico para traçado de raios cujos softwares (Oslo e TracePro) foram adquiridos com o apoio da FAPESP (2014/13289-8) e do STI da Universidade de São Paulo. Estes programas foram instalados em uma máquina virtual e estão a disposição dos membros do grupo. O principal objetivo do grupo é:

1. Criar um grupo de desenhistas ópticos brasileiro
2. Troca de informações e experiências;
3. Ampliar as colaborações tanto nacional como internacional;
4. Permitir que diferentes pessoas, devidamente cadastradas possam usar estes programas;
5. Treinar pessoas para operar estes softwares.



- **Valdemar Bellintani Jr.** - O Dr. concluiu seu doutorado em 2005 no Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP sob a orientação do prof. Ricardo Galvão no tema Diagnóstico Bolométrico no TCABR. No período de 2006 a 2007 fez pós doutorado na Universidade de Campinas sob a supervisão do prof. Munemassa Machida com bolsa FAPESP. Atualmente trabalha no Centro Estadual de Educação Tecnológica Paula Souza, Faculdade de Tecnologia de São Paulo.
- **Gilson Ronchi** - O Sr. Gilson Ronchi fez iniciação científica e mestrado sob a orientação do prof. Dr. Munemassa Machida na Universidade de Campinas na área de espectroscopia de plasmas. Em 2012 iniciou o doutorado no Laboratório de Física de Plasmas do **IFUSP** sob a orientação do Dr. Severo, cujo trabalho é Estudo do Perfil de Pressão no Tokamak **TCABR**. O trabalho do Gilson será o desenvolvimento do diagnóstico Thomson scattering para medidas do perfil da pressão neste tokamak. Atualmente possui bolsa CAPES.
- **Felipe Valência de Almeida** - O Sr. Valência é aluno da escola Politécnica da USP e atualmente faz Iniciação Científica, sob a orientação do Dr. Severo, no Laboratório de Física de Plasmas. Seu tema de trabalho é Estudo do Desempenho do Espectrômetro THR1000 através de Simulação no Programa Oslo para Traçado de Raios.

## 8 Gastos

Os gastos com o projeto estão relacionados a compra do detector fotomultiplicador de elétrons e com o digitalizador de sinais. A tabela abaixo mostra os valores de cada um dos itens. Logo abaixo é apresentado uma justificativa para compra do equipamento.

Tabela 1: Custos

Item	Título	Valor
1	Detector fotomultiplicador de elétrons modelo R5900U-20-L16	U\$3.450,00
2	Fonte de alta tensão para o detector modelo C9525	U\$2.134,00
3	Soquete para o detector modelo H10515B-20	U\$3.948,00
4	Digitalizador de sinais 16 canais modelo NI PXIE6341, 500 kS/s, 16bits	U\$1.522,00
5	Suporte ópticos para fixação da lente no interior do monocromador	U\$1.500,00
6	Total	U\$12.554,00

### 8.1 Justificativas

- **Itens 1, 2 e 3** - O sucesso na obtenção do perfil de temperatura está diretamente conectado a instalação de um detector fotomultiplicador de elétrons no interior do monocromador

THR1000. Para que este detetor venha a operar corretamente faz-se necessário uma fonte de alta tensão, um divisor de tensão e um soquete

- **Item 4** - O digitalizador de sinais NI que está sendo escolhido possui 16 canais e é fabricado pela National Instruments. A escolha por essa marca está relacionada com o fato de já possuirmos em nosso Laboratório outros chassis da NI (com controladores embutidos), optamos por estes equipamentos uma vez que será necessário comprar somente a placa digitalizadora, o que reduz gastos.
- **Item 5** - Os suportes que pretendemos usar deve possuir ajustes finos de modo a possibilitar o alinhamento da lente no sistema óptico.

## 9 Resumo

O projeto descrito acima trata da construção de um diagnóstico para medir os perfis temporal e espacial da temperatura iônica no tokamak **TCABR**. A implementação do diagnóstico será obtida com a ajuda de dois detetores que são o CCD que já existe no Laboratório e que será utilizado para o perfil espacial, e o detetor fotomultiplicador de elétrons que será adquirido com recursos do projeto. O CCD foi comprado com recursos FAPESP e está sendo instalado no monocromador (proc. 2014/13289-8). Portanto, para que o diagnóstico do perfil de temperatura iônica possa funcionar é necessário realizar o seguinte trabalho:

- Projetar e instalar uma nova objetiva na fenda de saída do monocromador para que a dispersão linear recíproca passe de  $8,4\text{\AA}/\text{mm}$  para  $0,3\text{\AA}/\text{mm}$ ,
- Projetar os suportes de fixação e alinhamento dos sistemas ópticos
- Instalar o detetor fotomultiplicador de elétrons no monocromador THR1000
- Programar/desenvolver o sistema de aquisição de dados, de modo a automatizar o cálculo de temperatura iônica, e integrar tais informações junto ao sistema de gerenciamento de dados do Laboratório

## 10 Cronograma

A realização do projeto de pesquisa se dará no decorrer de dois anos e tem como previsão inicial o seguinte:

- **Período - 2016 - 2017** - neste período espera-se efetuar todas as compras dos equipamentos necessários para o projeto assim como:
  1. fazer o projeto das objetivas no Oslo, simulações da luz espalhada dentro do monocromador com o programa TracePro.
  2. projeto do suporte mecânico para fixação do sistema óptico
  3. confecção de todos os programas que serão utilizados para tratar os dados (inversão de Abel e tratamento de imagens).

- **Período - 2017 - 2018** - neste período está previsto a finalização do diagnóstico e tomada de dados. Dentro destas atividades espera-se que seja feito ainda:

1. montagem, alinhamento e testes do sistema óptico e medidas de temperatura iônica.
2. tomada de dados de temperatura iônica.
3. análise de dados.
4. escrever um artigo científico para revista especializada com os resultados.

## Referências

- [1] Liewer P. C. - 1985 *Nuclear Fusion* **25** 543.
- [2] Rowan W. L. *et al.* - 1987 *Nuclear Fusion* **27** 1105.
- [3] Wagner F. *et al* - 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1408.
- [4] C. Angioni *et al* - 2004 *Nuclear Fusion* **44** 827.
- [5] K. A. Razumova *et al* - 2008 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **50** 105004.
- [6] X. Litaudon *et al* - 2007 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49** B529.
- [7] F. I. Parra, M. F. F. Nave, A. A. Schekochihin, C. Giroud, J. S. de Grassie, **J. H. F. Severo**, P. de Vries, K.-D. Zastrow, and JET-EFDA Contributors - 2012 - Scaling of spontaneous rotation in tokamaks with temperature and plasma current - *Physical Review Letters* **108** 095001-1.
- [8] M. V. R. K. Murty - 1962 - *J. Opt. Soc. Am.* **52** 515.