

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA  
CAIXA POSTAL 20516  
01498 SÃO PAULO - SP  
BRASIL

# PUBLICAÇÕES

IFUSP/P-971

ESTUDO DA EMISSÃO  $H_{\alpha}$  NO TOKAMAK TBR-I

**Munemasa Machida**

Departamento de Eletrônica Quântica, Grupo Plasma  
Instituto de Física, Universidade Estadual de Campinas

**Alex C.P. Mendes**

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

Março/1992

# Estudo da Emissão $H_\alpha$ no Tokamak TBR - I

Munemasa Machida †, Alex C. P. Mendes

Departamento de Física Experimental, Grupo de Plasma  
Instituto de Física, Universidade de São Paulo  
C.P. 20516, 01498 São Paulo, S.P., Brasil

†Departamento de Eletrônica Quântica, Grupo Plasma  
Instituto de Física, Universidade Estadual de Campinas

## 1 Introdução:

O método de diagnóstico em plasma de hidrogênio analisando a emissão espectral no comprimento de onda de 6562.8 Å devido a transição do nível atômico  $n = 3$  para  $n = 2$  da série de Balmer, denominada  $H_\alpha$ , é bem conhecida e utilizada em vários tokamaks [1, 2, 3]. É proposto neste trabalho a implantação de diagnóstico  $H_\alpha$  utilizando dois sistemas de detecção; um fotodiodo com um filtro de interferência centrado na linha  $H_\alpha$  e um espectrômetro pequeno de 20 cm de distância focal.

O plasma de hidrogênio a ser analisado é criado em um tokamak de pequeno porte instalado no laboratório de plasmas do Instituto de Física da USP [4] com seguintes características básicas: raio maior de 0,30 m, raio menor de 0,08 m, corrente de plasma de 10 kA, duração da corrente de 8 ms, campo magnético toroidal no raio maior de 5 kG e limitador de aço inox.

O diagnóstico  $H_\alpha$  em conjunto com outros diagnósticos podem nos fornecer parâmetros de plasma tais como, tempo de confinamento de

partículas, razão de reciclagem, scrape-off layer, e fluxo de partículas na borda para o estudo de transporte e difusão em plasmas

Este trabalho é dividido em quatro partes; a introdução até aqui apresentada, parâmetros e leis de escala do tokamak TBR - 1 obtidos até o momento com diagnósticos como sondas de Langmuir e interferometria de microondas que serão utilizados ou comparados com os resultados do diagnóstico  $H_\alpha$ , a análise teórica da emissão  $H_\alpha$  desde o princípio básico em termos de diagnóstico ótico até o equacionalmente final onde são utilizados os parâmetros numéricos obtidos pelos detetores, e finalmente a análise experimental com resultados obtidos até o momento.

## 2 Parâmetros de interesse para o estudo da emissão $H_\alpha$

A obtenção do espectro da emissão  $H_\alpha$  em plasma criado no tokamak TBR - I por si só não nos fornece um dado científico suficiente para análise dos parâmetros do plasma. Este método de diagnóstico deve ser acompanhado de outras medidas como temperatura e densidade eletrônica que, em conjunto, se tornam um método importante em um tokamak.

Portanto, apresento a seguir os dados relevantes já obtidos no tokamak TBR - I provenientes da ref. 4. No entanto, convém notar que estes dados podem variar de tempo em tempo dependendo das condições de operação da máquina, e que o ideal seria medidas simultâneas dos parâmetros de temperatura e densidade eletrônica.

Na figura 1 são mostradas as variações temporais da corrente de plasma ( $I_p$ ), tensão de enlace ( $V_e$ ) para uma operação de tokamak de 7.5 ms de duração com corrente máxima de 9 kA.

Nestas condições, tomando ainda o valor de  $Z$  efetivo como 4 e  $\ln \Lambda = 10$  podemos obter uma estimativa da temperatura eletrônica da equação:

$$T_e = 0.33 \times \left[ \frac{I_p}{V_e} \right]^2 \quad (1)$$

onde  $T_e$  é dado em eV,  $I_p$  em ampères e  $V_e$  em volts. Esta eq. nos fornece  $T_e = 60$  a 80 eV durante o intervalo de tempo de descarga de 3 a 6 ms.

Uma medida mais precisa em termos de posição radial e temporal foi obtida através de sondas de Langmuir na região da borda do plasma. Na fig. 2 é apresentado o perfil radial do logaritmo da temperatura eletrônica obtido a partir da média dos valores no intervalo de descarga entre 2 e 4 ms. Através desta curva é obtida uma expressão para a temperatura na região da borda [4]:

$$T_e = 10.6 \times \exp\left[\frac{8-r}{2.6}\right] \quad (r \text{ em cm}) \quad (2)$$

Uma outra informação importante também é obtida com sonda de Langmuir utilizando a corrente de saturação dos ions, que nos fornece o perfil da variação radial da densidade eletrônica como é mostrado na fig. 3, onde, de maneira similar, a equação da densidade iônica, é obtida a eq.:

$$n_e(r, t) = 4.4 \times 10^{11} \exp\left[\frac{8-r}{1.4} - \frac{t}{2.3}\right] \quad (cm^{-3}) \quad (3)$$

Finalmente, a variação radial do potencial de plasma também é obtida a partir da determinação do potencial flutuante para os primeiros 2 ms da descarga como é mostrado na fig. 4.

Para concluir, as seguintes considerações devem sempre estar presentes em relação aos parâmetros até aqui apresentados:

- as equações são obtidas na borda do plasma entre  $r = 6 \sim 10$  cm.
- o limitador de aço inox se situa na posição  $r = 8$  cm.
- na equação (2) para  $T_e(r)$  foram utilizado os valores médios obtidos durante  $t = 2 \sim 4$  ms da descarga onde a temperatura é praticamente constante com o tempo.

Para comparações futuras também é importante ressaltar os valores tais como:

- tempo de confinamento global de partículas  $\tau_p = 1.8$  ms.
- fluxo paralelo em relação aos limitadores  $\phi_{\parallel} = 3.1 \times 10^{19} s^{-1}$ .
- fluxo perpendicular às paredes  $\phi_{\perp} = 1.7 \times 10^{19} s^{-1}$ .
- tempo de confinamento de energia  $\tau_e = 120$  ms.

todos estes valores são resultados obtidos para  $t = 2$  ms da descarga e mais detalhes estão apresentados na ref. 4.

### 3 Análise Teórica da Emissão $H_{\alpha}$

Para se estudar a teoria da emissão espectral produzida pelo plasma é necessário definir algumas condições básicas na região onde a emissão está situada. Para tanto, tomaremos como parâmetros básicos na borda do plasma do tokamak TBR - I os valores de densidade de  $3 \times 10^{10}$  partículas  $cm^{-3}$  e de temperatura 18 eV. Com estes parâmetros, a primeira condição a ser considerada é se o plasma em análise é óticamente transparente ou opaco.

O plasma é considerado óticamente transparente quando um fóton emitido por qualquer transição atômica ou molecular é capaz de atravessar todo o plasma sem ser capturado ou afetado pela presença de outros elementos no plasma.

Uma maneira fácil de se verificar isto, é colocar um espelho atrás do plasma onde uma emissão espectral é analisada. Se o plasma é óticamente transparente, a radiação de comprimento de onda  $\lambda$ , emitida pelo plasma em sentido contrário ao detector, deve ser refletida no espelho e atravessar o plasma sem ser perturbada incidindo no detector. Isto significa que colocar o espelho implica num aumento da intensidade registrada no detector por um fator de dois [5].

Outra forma mais direta de análise é pelo cálculo do parâmetro denominado profundidade óptica  $\tau = k \times d$ . Este parâmetro determina o poder de fotoexcitação que pode haver em uma distância  $d$  dentro do plasma que possui um coeficiente de absorção  $k$ . Isto pode ser escrito (para o plasma óticamente transparente) como [6]:

$$\tau = 5.5 \times 10^{-17} \lambda_0 N d \left[\frac{A}{T}\right]^{\frac{1}{2}} \ll 1 \quad (4)$$

onde  $\lambda_0$  é o comprimento de onda observado em  $\text{Å}$ ,  $N$  é a densidade do plasma em  $cm^{-3}$ ,  $d$  é a dimensão característica de observação em cm,  $A$  é o número de massa atômica e  $T$  é a temperatura eletrônica em eV.

No caso do tokamak TBR - I, utilizando  $\lambda_0 = 6563 \text{ Å}$  ( $H_{\alpha}$ ),  $N = 3 \times 10^{10} cm^{-3}$ ,  $A = 1$ ,  $d = 2$  cm e  $T = 18$  eV, teremos  $\tau = 5.1 \times 10^{-3}$  que é muito menor que a unidade, o que confirma a característica comum de que o plasma criado nos laboratórios em geral se comportam como plasma óticamente transparente.

Portanto, as reações por fotoionização ou excitação como:

$$h\nu + S(Z) \rightarrow \begin{cases} S^* \\ S(Z+1) + e \end{cases} \quad (5)$$

onde  $S^*$  é o estado do átomo ou íon excitado, não são processos importantes para nossas análises.

As reações importantes serão as interações efetuadas entre os elétrons livres e os átomos ou íons:

$$e + S(Z) \rightarrow \begin{cases} S^*(Z) + e \rightarrow e + S(Z) + h\nu_{pq} \\ S(Z+1) + e + e \rightarrow e + S(Z) + h\nu_{fb} \\ S(Z) + e^* \rightarrow e + S(Z) + h\nu_{ff} \end{cases} \quad (6)$$

Estes processos são todos colisionais e os tipos de radiação resultantes são:  $h\nu_{ff}$  (free-free) bremsstrahlung;  $h\nu_{fb}$  (free-bound) radiação por recombinação;  $h\nu_{pq}$  (bound-bound) radiação emitida na transição entre os níveis atômicos p e q.

Existem três modelos teóricos para estes tipos de processos; LTE (equilíbrio térmico local), Modelo de corona e CR (colisional radioativo). No modelo LTE é assumido que o número de reações ou colisões entre elétrons e átomos são balanceados pelo mesmo número de processos inversos, e que estes processos são suficientemente rápidos para que o equilíbrio térmico local seja mantido, i.é., os elétrons com uma distribuição Maxwelliana dominarão os processos de colisão que são acompanhados por processos inversos destas reações. Neste caso além da distribuição de velocidades de elétrons, deve ser conhecida também a distribuição da população por leis de mecânica estatística da equipartição entre os níveis de energia.

Para analisar uma emissão espectral originária de uma transição entre os níveis p e q, no caso  $3 \rightarrow 2$  da  $H_\alpha$ , a aplicação do modelo LTE implica em [6]:

$$n_e \geq 1,485 \times 10^{10} T_e^{\frac{1}{2}} \chi^3(p, q) \text{ cm}^{-3} \quad (7)$$

onde  $\chi(p, q)$  é a diferença de energia entre os níveis p e q em eV, que será 1.89 eV para  $H_\alpha$ . Portanto, utilizando os parâmetros básicos apresentados anteriormente, teremos que:

$$n_e = 3 \times 10^{10} < 3.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \quad \text{com } T_e = 18 \text{ eV}$$

ou seja, a temperatura eletrônica deveria ser menor que 0.09 eV para que o modelo LTE seja válido. Também pode se notar que, de acordo com a

equação (7), o modelo LTE é aplicável para plasmas que possuem densidade alta e temperatura baixa.

Portanto, para densidades de elétrons mais baixas, e temperaturas mais altas, que envolvam excitações e ionizações dos elétrons das camadas eletrônicas mais internas do átomo, como no caso dos tokamaks, os outros modelos devem ser utilizados.

No modelo corona, o equilíbrio entre ionização ou excitação colisional é balanceado pelo decaimento radioativo e pela recombinação e pode envolver níveis próximos ao estado fundamental. Pelo fato deste modelo envolver transições em níveis mais internos do átomo, é necessário conhecer também as seções de choque e coeficientes radioativos.

A condição de aplicabilidade do modelo Corona para o plasma de hidrogênio é dada por [5, 6]:

$$n_e < 6.0 \times 10^{10} T_e^{\frac{1}{2}} \exp\left[\frac{0.1}{T_e}\right] \quad (8)$$

que, novamente utilizando os parâmetros do tokamak TBR - I nos fornece:

$$3 \times 10^{10} < 2.55 \times 10^{11}$$

que é uma desigualdade verdadeira. Sendo assim, em princípio, é possível utilizar este modelo no tokamak TBR - I. No entanto, outro parâmetro que deve ser analisado é o tempo de relaxação atômica, i.é., o modelo acima pressupõe que o plasma esteja num estado estacionário, e que a mudança na densidade de população dos níveis de energia causado pelas variações da temperatura ou densidade eletrônica seja lenta em relação ao processo de relaxação atômica (de-excitação). O tempo de relaxação atômica pode ser escrito como [7]:

$$\tau \approx \frac{10^{12}}{n_e} \text{ s}$$

i.é., para o TBR - I teremos um tempo de  $\tau = 30$  segundos, que é bem maior que o tempo de vida ou de descarga do tokamak. Isto indica que a variação temporal do processo de ionização e recombinação devem ser levados em conta.

Um outro fator importante a ser considerado é que no modelo Corona os níveis excitados são basicamente ocupados devido às colisões com átomos

ou íons no estado fundamental, e que o decaimento radioativo é provocado somente por de-excitação radioativa, não levando em conta os outros processos como recombinação de três corpos e processos colisionais com átomos ou íons já excitados [7, 8].

Finalmente, para os tokamaks em geral, é utilizado um modelo misto entre os modelos LTE, onde o processo de ionização e recombinação é rápido, e o modelo corona, onde o plasma tem densidade baixa e temperatura alta com processos de ionização, excitação e de-excitação das camadas mais baixas sendo considerados. Este modelo é denominado Radioativo Colisional (CR).

O modelo radioativo colisional pode ser aplicado introduzindo uma modificação na variação temporal da densidade eletrônica, i. é., no modelo corona a razão da produção local de elétrons é escrito por:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_0 n_e S - n_+ n_e \alpha \quad (s^{-1} cm^{-3}) \quad (9)$$

onde :

- $n_0$  é a densidade de átomos neutros de hidrogênio
- $n_+$  é a densidade de íons de hidrogênio
- $n_e$  é a densidade de elétrons livres
- $S$  é o coeficiente de ionização por colisão
- $\alpha$  é o coeficiente de recombinação radioativa

note que se o plasma está no estado estacionário, a identidade é nula, ou seja:

$$n_0 S = n_+ \alpha \quad (10)$$

ou

$$\frac{n_+}{n_0} = \frac{S}{\alpha}$$

sendo portanto independente da densidade eletrônica.

A razão  $\frac{n_+}{n_0}$  pode nos fornecer uma estimativa da temperatura eletrônica pois a razão  $\frac{S}{\alpha}$  pode ser escrita por [7]:

$$\frac{S}{\alpha} = 1.27 \times 10^8 \frac{1}{[\chi(p, q)]^2} \left[ \frac{kT_e}{\chi(p, q)} \right]^{\frac{3}{4}} \frac{1}{\exp \left[ \frac{\chi(p, q)}{kT_e} \right]} \quad (11)$$

ou, para o caso de  $H_\alpha$  teríamos:

$$\frac{S}{\alpha} = \frac{n_+}{n_0} = 2.2 \times 10^7 T_e^{\frac{3}{4}} \exp \left[ -\frac{1.89}{T_e} \right] \quad (12)$$

Mas, para o caso do tokamak, sabemos que o fator  $\frac{dn_e}{dt} \neq 0$ , portanto a equação (9) deve ser considerada totalmente. No entanto, utilizando um valor mínimo para a temperatura eletrônica de 1.5 eV podemos utilizar a equação (12) para perceber que:

$$\frac{S}{\alpha} = 8.5 \times 10^6 \gg 1$$

Isto implica que o segundo termo do lado direito da equação (9) pode ser ignorado, obtendo:

$$\left. \frac{dn_e}{dt} \right|_H = n_0 n_e S \quad (s^{-1} cm^{-3}) \quad (13)$$

Agora, considerando o mesmo volume local do plasma, a emissividade do espectro de  $H_\alpha$  (fótons/seg/cm<sup>3</sup>) resultante das excitações colisionais dos níveis 1 para 3 e o decaimento radioativo de 3 para 2 será:

$$E_\alpha = n_0 n_e X_{13} B_{32} \quad (14)$$

onde  $X_{13}$  é o coeficiente de excitação colisional do nível 1 para 3 e  $B_{32}$  é o branching ratio.

Comparando as equações (13) e (14) teremos então a produção local de elétrons relacionada com a emissividade da linha  $H_\alpha$  dada por:

$$\left. \frac{dn_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = \frac{S}{X_{13} B_{32}} E_\alpha \quad (15)$$

Os parâmetros atômicos como  $S$ ,  $X_{13}$ ,  $B_{32}$  são conhecidos em tabelas [9] e, assim sendo, a eq. (15) nos fornece parâmetros do plasma como tempo de confinamento de partículas e coeficiente de reciclagem. A eq. (15), no entanto, ainda pode ser desenvolvida de tal modo que contenha parâmetros mais conhecidos como temperatura e densidade eletrônica. Para isso faremos:

$$\left. \frac{dn_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = n(1) n_e S \quad (16)$$

onde  $n(1)$  é a densidade de H neutro em nível  $n = 1$ , neste caso a emissividade local será:

$$E_\alpha = n(3) A_{32} \quad (s^{-1} cm^{-3}) \quad (17)$$

onde  $n(3)$  é a densidade de H neutro em nível  $n = 3$  e  $A_{32}$  é a probabilidade de transição atômica entre os níveis 3 e 2.

Na eq. (17), a dificuldade ainda é a determinação do fator  $n(3)$ . No trabalho de Johnson e Hinnoy [10], a densidade de hidrogênio excitado no nível 3 é substituída por:

$$n(3) = n(1) r_1(3) \frac{n_E(3)}{n_E(1)} \quad (cm^{-3}) \quad (18)$$

onde  $n_E(j)$  é a densidade de população do  $j$ -ésimo nível de acordo com a equação de Saha em equilíbrio.

A razão  $\frac{n_E(3)}{n_E(1)}$  então pode ser descrito por:

$$\frac{n_E(1)}{n_E(3)} = \frac{1}{9} \exp\left[\frac{12.087}{T_e}\right] \quad (19)$$

que depende somente da temperatura eletrônica.

Combinando agora as equações (16), (17) e (18) teremos:

$$\left. \frac{dn_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = \frac{n_e}{A_{32}} \frac{S}{r_1(3)} \frac{1}{9} \exp\left[\frac{12.087}{T_e}\right] E_\alpha \quad (20)$$

Os valores do  $S$  e  $r_1(3)$  são apresentados na ref. 10 para cada valor de  $T_e$  e  $n_e$ . Portanto, comparando as equações (15) e (20) teremos que:

$$\frac{S}{X_{13} B_{32}} = \frac{n_e}{A_{32}} \frac{S}{r_1(3)} \frac{1}{9} \exp\left[\frac{12.087}{T_e}\right] \quad (21)$$

que será um valor numérico constante para uma dada temperatura e densidade.

Uma tabela prática pode ser encontrado nas ref. 8 e 10 onde o valor da razão na eq. (21) é relacionada diretamente para cada temperatura e densidade típica dos tokamaks como é mostrado na tabela I.

De acordo com esta tabela podemos definir o valor da razão para o tokamak TBR - I como sendo:

$$\left. \frac{1}{E_\alpha} \frac{dn_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = \frac{S_c n_E(1) S}{A_{32} n_e(3) r_1(3)} = 4.54 \quad (\text{na borda}) \quad (22)$$

Portanto, se obtivermos o valor absoluto de  $E_\alpha$  podemos estudar o comportamento da variação da densidade eletrônica local na borda do plasma.

Aqui cabe lembrar que geralmente quando se faz uma medida da emissão  $H_\alpha$  a radiação capturada por um detector é proveniente de toda coluna ao longo do plasma, i.é, um valor integrado ao longo do caminho óptico dentro do plasma.

Sendo assim o valor medido é

$$B_\alpha = \frac{1}{4\pi} \int_{-a}^{+a} E_\alpha dr \quad (s^{-1} cm^{-2} sr^{-1}) \quad (23)$$

onde  $a$  é o raio de plasma e  $B_\alpha$  é denominado "brightness". Neste caso, a razão da produção total de elétrons por unidade de comprimento da coluna de plasma, assumindo uma simetria cilíndrica será:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dN_e}{dt} \right|_{H_\alpha} &= \pi \int_{-a}^{+a} \left. \frac{dn_e}{dt} \right|_H r dr (s^{-1} cm^{-1}) \\ &= \pi \int_{-a}^{+a} \frac{S}{X_{13} B_{32}} E_\alpha r dr \end{aligned} \quad (24)$$

Tomado agora o fato de que em tokamak a produção da radiação  $H_\alpha$  se origina numa região próxima do limitador e que nesta região um valor médio de  $S$  e  $X_{13}$  possa ser utilizado, a equação (24) pode ser re-escrita como:

$$\left. \frac{dN_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = 2\pi r_0 \frac{\bar{S}}{\bar{X}_{13} B_{32}} \int_0^a E_\alpha dr \quad (25)$$

onde  $r_0$  representa a posição radial onde há um pico de emissão  $H_\alpha$  e, em geral  $r_0 \approx 0.9a$ .

Combinando agora as equações (25) e (23) teremos:

$$\left. \frac{dN_e}{dt} \right|_{H_\alpha} = 4 \pi^2 r_0 \frac{\bar{S}}{\bar{X}_{13} B_{32}} B_\alpha \quad (26)$$

A questão agora é como relacionar a eq. (25) ou (26) aos parâmetros do plasma tais como  $\tau_p$ , tempo de confinamento de partículas,  $R$ , razão de reciclagem e  $\Gamma$ , fluxo de partículas. Nós partimos inicialmente da equação da continuidade:

$$\left. \frac{dN_e}{dt} \right|_H = \sum S_i - \frac{N_e}{\tau_p} \quad (27)$$

onde o lado esquerdo indica a variação total da densidade eletrônica e no lado direito estão os termos de produção e perda de elétrons. Neste contexto a eq. (26) é o termo de produção da eq. (27).

No caso em que a produção e a perda em (27) forem idênticos, i.e., um sistema em equilíbrio, teremos que:

$$\sum S_i = \frac{N_e}{\tau_p} \quad (28)$$

onde  $S_i = \frac{4 \pi^2 r_0 \bar{S}}{X_{13} B_{32}} B_\alpha$  é definido pela eq. (26).

O equilíbrio em tokamaks é obtido na fase plateau da descarga e é caracterizado na nossa experiência pela intensidade constante da emissão  $H_\alpha$  no detector. No caso onde a intensidade for variável no tempo implicaria em uma reciclagem na borda (limitador) deficiente e por consequência um decaimento na densidade eletrônica. Definimos como o fator de reciclagem  $R$  neste caso como:

$$R = 1 - \frac{\tau_p}{\tau_0} \quad (29)$$

onde:

$$\tau_p = \frac{N_e X_{13} B_{32}}{4 \pi^2 \bar{S} B_\alpha}$$

e

$$\tau_0 = \frac{-N_e}{\frac{dN_e}{dt}}$$

A equação (29) representa a qualidade do equilíbrio produzido num tokamak. Em geral o seu valor é aproximadamente 0.99.

Para se entender melhor o mecanismo de produção e perda é necessário analisar em maior detalhe a equação (27).

Na equação de equilíbrio os termos da produção de elétrons podem ser subdivididos em três tipos de contribuições:

$$\sum S_i = \phi_e^H + \phi_e^i + \phi_g \quad (30)$$

onde  $\phi_e^H$  é devido ao gás de trabalho, hidrogênio,  $\phi_e^i$  é devido a impurezas e  $\phi_g$  devido a injeção de gás (puffing) durante a operação do tokamak que no caso do TBR - I é nulo.

Os termos  $\phi_e^H$  e  $\phi_e^i$  podem ser combinados se considerarmos que a razão entre os dois termos seja proporcional às respectivas concentrações de cada elemento no plasma.

$$\frac{\phi_e^H}{\phi_e^i} = \frac{n_H}{\sum_j n_j z_j} \quad (31)$$

então:

$$\left. \frac{dN_e}{dt} \right|_T = \phi_e^H \left( 1 + \frac{\sum_j n_j z_j}{n_H} \right) - \frac{N_e}{\tau_p} \quad (32)$$

E a produção de íons pode ser colocado em termos da perda por meio de uma constante  $R$ , denominada fator de reciclagem.

$$\left. \frac{dN_e}{dt} \right|_T = R \frac{N_e}{\tau_p} - \frac{N_e}{\tau_p} \quad (33)$$

que nos fornece:

$$\log N_e(t) = -\frac{(1-R)}{\tau_p} t + k$$

ou

$$N_e(t) = N_e(0) \exp\left[-\frac{t}{\tau_0}\right] \quad (34)$$

onde

$$\tau_0 = \frac{\tau_p}{1-R}$$

que substituindo na eq. (33) teremos:

$$\tau_0 = \frac{-N_e}{\frac{dN_e}{dt}} \quad (35)$$

que mostra coerência com resultados da definição de R.

## 4 Análise Experimental e Conclusões

O diagnóstico da emissão  $H_\alpha$  no tokamak TBR - I inicialmente foi efetuado utilizando dois tipos de detectores. O primeiro consiste num fotodiodo acoplado a um filtro de interferência centrado no comprimento de onda  $\lambda = 6563\text{\AA}$  e duas lentes plano-convexas, uma com distância focal de 1 m para focalização no plasma e a outra 0.05 m para focalização da luz do plasma no fotodiodo. Todos os componentes são colocados em um tubo de aço inox de 7 cm de diâmetro e 20 cm de comprimento. A vantagem deste sistema é a facilidade em se montar e manusear o tubo ao redor do tokamak, além do custo muito baixo em relação ao segundo método de diagnóstico abaixo apresentado.

O segundo método é a tradicional medida com um espectrômetro, onde utilizamos um espectrômetro Jarrell-Ash de 34 cm de distância focal acoplado a uma fotomultiplicadora RCA modelo 7265. A radiação proveniente do tokamak é focalizada por uma lente plano-convexa de 12 cm de distância focal sobre uma fenda de entrada de 120  $\mu\text{m}$ . Este método tem como vantagem melhor precisão espectral e possibilidade de se estudar outros espectros de transição atômica como  $H_\beta$  e  $H_\gamma$ . No entanto, embora este espectrômetro seja de pequeno porte, é de difícil manuseio e maior custo comparado ao primeiro método.

Os sinais típicos de ambos os sistemas são mostrados na fig. 5. Uma discussão mais detalhada de cada um destes diagnósticos está sendo preparada para os próximos trabalhos. No entanto, podemos notar nas figuras 5-a e 5-b que a região de equilíbrio do plasma no TBR - I está localizada entre os intervalos de tempo de 4 a 6 ms, onde a variação de intensidade é mínima.

No instante inicial, entre 0 ~ 2 ms, é dispendido na produção do plasma, via aquecimento ôhmico. Nos próximos 2 ms há uma acomodação do plasma em termos horizontais e verticais. Consideramos este tempo excessivo e deve

ser otimizado com melhor programação no controle de correntes auxiliares nas bobinas de posicionamento.

Após 7 ou 8 ms da descarga, o que notamos é a rápida deterioração do confinamento com produção de raio-x duro e aumento abrupto da intensidade  $H_\alpha$ .

Um trabalho de calibração absoluta, tanto do espectrômetro como do filtro de interferência, é imprescindível para o cálculo da variação da densidade eletrônica e consequente determinação dos parâmetros do plasma. Para isto, estamos providenciando a calibração absoluta utilizando como fonte padrão, uma lâmpada de filamento de tungstênio da EPLAB, modelo ES 8315, calibrada entre 2500 e 16.000  $\text{\AA}$  de acordo com as normas da NBS.

Finalmente, como conclusão, mostramos a aplicabilidade do diagnóstico da emissão  $H_\alpha$  em tokamak TBR - I, desde a definição da região ótica a que pertence, a dependência da emissividade obtida nos detectores com a variação da densidade eletrônica e respectivas relações com os parâmetros do plasma, como  $\tau_p$  (tempo de confinamento global de partículas),  $\tau_0$  (tempo de decaimento exponencial),  $\phi$  (fluxo total de partículas neutras), que é obtido integrando-se a emissividade ao longo de toda superfície do plasma. Também mostramos que este método é muito útil para a definição temporal da região de equilíbrio durante a descarga, ficando para o próximo trabalho a calibração absoluta dos detectores e as medidas simultâneas de densidade, temperatura e emissão  $H_\alpha$  na borda do plasma.

## Referências

- [1] Alan T. Ramsey & Stephen L. Turner. Haifa: a modular, fiber-optic coupled, spectroscopic, diagnostic for plasmas. Technical report, Plasma Physics Laboratory, Princeton University, 1987.
- [2] W.L. Rowan et al. Global particle confinement in the texas experimental tokamak. *Nuclear Fusion*, pages 562-566, 1987.
- [3] P. H. Heifetz et al.  $h_\alpha$  studies on the tokamak fusion test reactor. *J. Vac. Sci. Technol.*, A 6(4):2564, 1988.



- [4] Ruy Pepe da Silva. *Transporte de Partículas e energia no plasma do Tokamak TBR - 1: Diagnósticos e estudo experimental*. PhD thesis, Instituto de Física da USP, 1989.
- [5] Hans R. Griem. *Plasma Spectroscopy*. McGraw - Hill, 1964.
- [6] Hans R. Griem & Ralph H. Loveberg. *Methods of Experimental Physics*, volume 9. Academic Press, 1970.
- [7] Richard H. Huddlestone & Stanley L. Leonard. *Plasma Diagnostic Techniques*. Academic Press, 1965. cap. 5.
- [8] P. D. Morgan. private notes and communications. .
- [9] *Handbook of Chemistry and Physics*.
- [10] L. C. Johnson & E. Hinnov. Ionization, recombination, and population of excited levels in hydrogen plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 13:333 - 358, Julho 1972.

$T_e$ (eV)	$n_e$ (cm <sup>-3</sup> )			
	10 <sup>11</sup>	10 <sup>12</sup>	10 <sup>13</sup>	10 <sup>14</sup>
1.4	0.69	0.92	1.70	7.29
2.8	2.06	2.58	4.24	17.98
5.5	4.54	5.24	9.17	34.03
11	6.98	8.09	13.19	47.75
22	8.83	10.11	15.80	56.11
44	10.12	11.30	16.84	54.38
88	10.76	11.82	16.83	51.39
177	10.54	11.84	16.19	45.28

Tabela 1: Valor da razão  $\frac{S}{\lambda_{13} B_{32}}$  relacionado com a temperatura e com a densidade

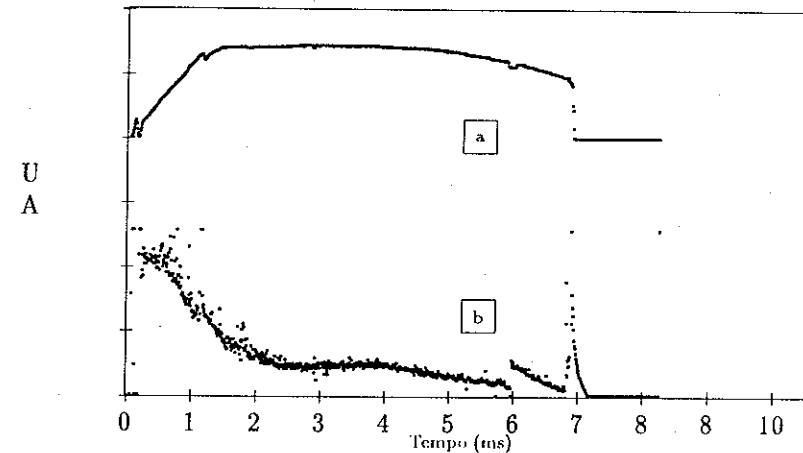


Figura 1: Perfil de: a) corrente de plasma ( $I_p$ ), b) tensão de enlace ( $V_e$ ).

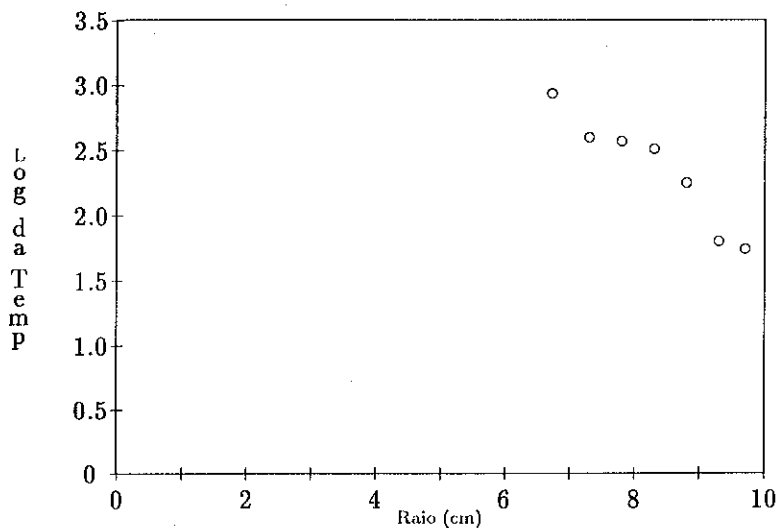


Figura 2: Perfil radial do logaritmo da temperatura eletrônica.

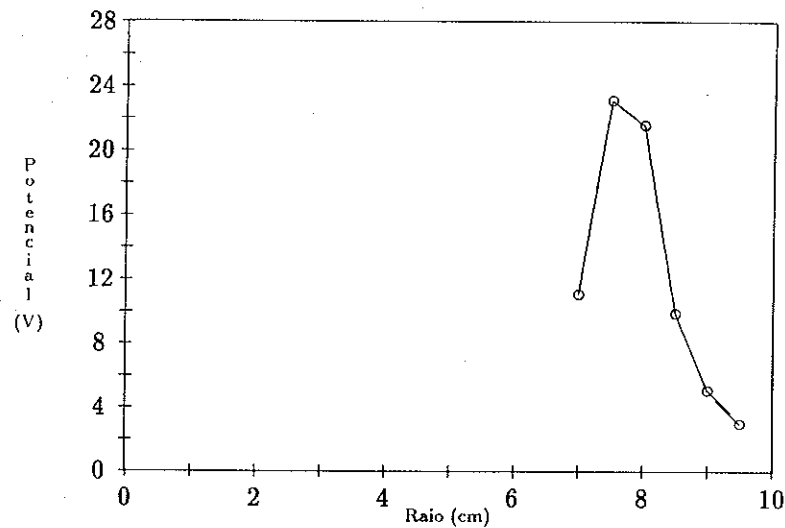


Figura 4: Variação radial do potencial do plasma.

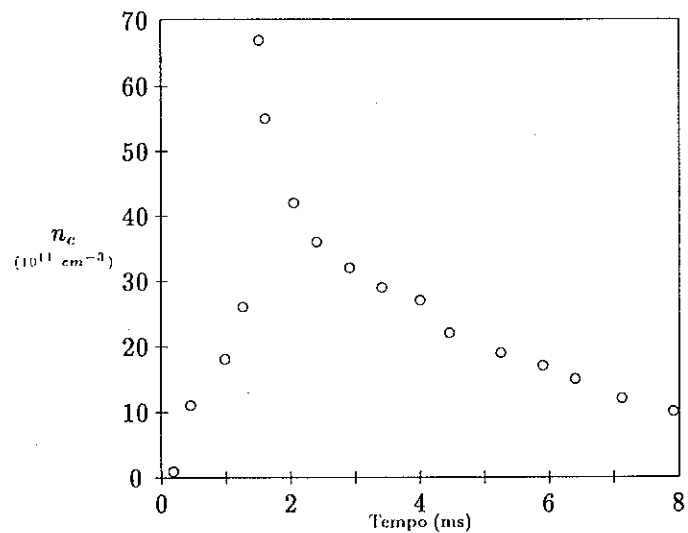


Figura 3: Perfil radial da densidade eletrônica.

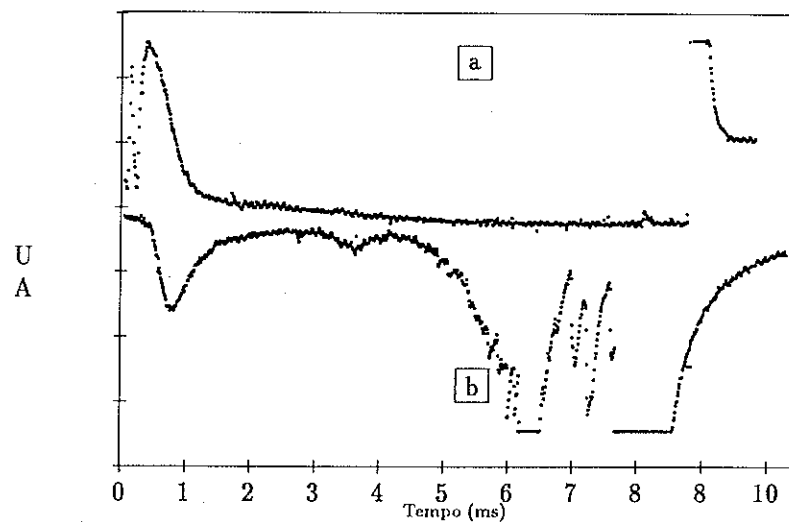


Figura 5: Perfil da emissão  $H_{\alpha}$ : a) Detetor  $H_{\alpha}$ , b) Espectrômetro.