

CARACTERIZAÇÃO ÓPTICA DE MICROPLASMAS NA PRESSÃO ATMOSFÉRICA

B.N. Sismanoglu* ; R. Caetano
ITA, Departamento de Física, 12.228-900, São José dos Campos, SP

Palavras-chave: Espectroscopia óptica de emissão; Microdescargas; Alargamento de linhas espectrais.

RESUMO

Através da espectroscopia óptica de emissão determinaram-se alguns parâmetros de microdescargas luminescentes em estado de não-equilíbrio termodinâmico da mistura de gases Ar+2%H₂, operadas na pressão atmosférica no modo corrente-contínua. Estas microdescargas elétricas são geradas e mantidas em orifícios catódicos com diâmetros de algumas centenas de micrometros. Dependendo do diâmetro do furo e do gás empregado, estas descargas podem ser acesas desde pressões de alguns Torr até bem próximas à atmosférica. Em operações em ambiente atmosférico e com o emprego de fluxo de gás argônio, a temperatura rotacional obtida através do ramo Q₁ do radical OH variou de 450 a 600K para uma intensidade de corrente elétrica variando de 7,0 a 15mA, entre as regiões normal e anômala da descarga. Estas mesmas temperaturas foram obtidas através da medição do alargamento van der Waals da linha 6032,13 Å do gás argônio. Nesta faixa de corrente, o alargamento Stark da linha H_β revelou densidade de elétrons variando de 2,0 a 4,0x10¹⁴cm⁻³. Uma descrição analítica simples mostra que a densidade iônica é da mesma ordem de grandeza da densidade de elétrons, no centro da microdescarga no modelo de difusão ambipolar. Através do método gráfico de Boltzmann estimou-se a temperatura de excitação, que resultou próximo de 7000K.

ABSTRACT

Through optical emission spectroscopy it was obtained parameters of direct current Ar/2%H₂ non-thermal glow microdischarges, operated at atmospheric pressure. These microdischarges are generated in microholes at the cathode surface. They can be operated from sub-atmospheric to near atmospheric pressure, depending on the cathode hole diameter and gas. In atmospheric pressure operation OH rotational bands and Ar 6032.13 Å van der Waals broadened line were measured to determine gas temperature and its ranges from 450 to 600K for currents ranging from 7 to 15mA, in normal and abnormal mode. For this current range H_β Stark broadened line give electron number density, ranging from 2.0 to 4.0x10¹⁴cm⁻³. An analytical model showed that ions density is the same order of magnitude of electron number density in the centre of the discharge, for an ambipolar diffusion. Excitation temperature was measured from Boltzmann-plot, given nearly 7000K.

1. INTRODUÇÃO

As microdescargas elétricas ou microplasmas são geradas e mantidas confinadas em micro-regiões com certa facilidade e dentre as mais importantes, podemos nomear as descargas de barreira dielétrica, as microdescargas de radiofrequência (RF), as de microondas, corrente contínua (cc) e também no modo pulsado [1-6]. Dentre as aplicações mais importantes destes microplasmas temos: os reatores de plasma para descontaminação química e bacteriológica; dispositivos cirúrgicos médicos e odontológicos baseados nas descargas de microplasma pulsado; microjato de plasma frio na pressão atmosférica; geração de radiação UV; processamento de superfícies; formação de exímeros; microoptoeletrônica; microreator de fluxo para decomposição molecular; deposição de filmes policristalinos de diamante por microjato de plasma; painel de tela plana; fotodeteção; microlasers, para citar alguns [1-8]. Além da facilidade de seu uso, já que não requer equipamento dispendioso de alto-vácuo, as descargas podem ser operadas em pressões elevadas gerando partículas ativas em alta densidade, como radicais livres, elétrons com elevadas energias e íons.

A modalidade de microplasma utilizada em nossos estudos foi inicialmente desenvolvida por Schoenbach et al e foi por eles cunhada de “microcatodo oco” [9]. O dispositivo é constituído por três camadas finas, duas de metal separadas por um dielétrico (mica), sendo atravessadas por um furo cilíndrico cujo diâmetro varia de poucos micrometros até 1 mm (Fig. 1). O nome microcatodo oco foi dado pela semelhança com o catodo oco convencional de baixa pressão. Este segue a lei de similaridade de Allis-White [9], que relaciona a tensão de operação da descarga com a pressão, o diâmetro da abertura catódica e a corrente elétrica, preconizando que a eficiência de ionização nestas descargas é devida principalmente aos elétrons pendulares e que as operações de descarga com o efeito de catodo oco são factíveis em alta pressão. Porém, estudos recentes mostram que o efeito de catodo oco não ocorre nas microdescargas, apesar de se observar na sua curva característica de tensão-corrente comportamento similar ao do catodo oco convencional, ou seja, a presença de regiões com resistividade negativa [2]. Vários trabalhos já foram desenvolvidos com o objetivo de se caracterizar estas microdescargas, tanto óptica quanto eletricamente [7]. No Brasil, estudos foram realizados com o emprego da Espectroscopia Óptica de Emissão (EOE) em microdescargas deste tipo e também em microjatos de plasma no modo cc [10]. Devido ao seu tamanho reduzido, o emprego de sondas fica impossibilitado e a EOE é um método relativamente fácil e não intrusivo de obtenção dos pa-

* bogos@ita.br

râmetros da descarga, como densidade de elétrons, temperatura de excitação e temperatura do gás. Deste modo, o gás fica perfeitamente caracterizado para possíveis futuras aplicações na indústria e nas pesquisas.

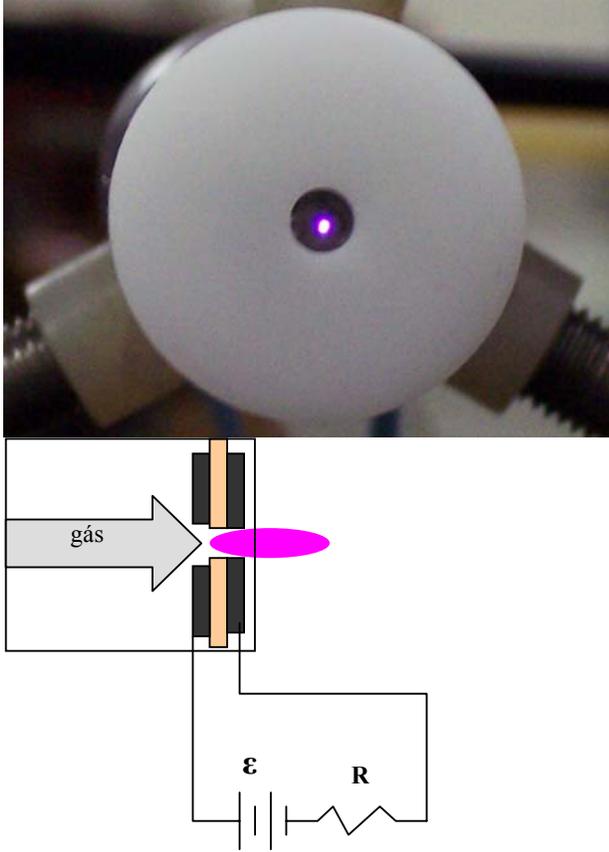


Figura 1 - Dispositivo de microdescarga (microcatodo oco) e circuito elétrico associado.

Como já fora salientado anteriormente, a microdescarga de microcatodo oco representada na Fig. 1 pode ser acesa em pressões subatmosféricas, através do emprego de uma bomba mecânica para evacuar o ambiente da descarga usando-se gás raro, ou então, reduzindo-se o diâmetro do furo catódico, na pressão atmosférica. Para isto, o diâmetro do furo deverá ser da ordem de 50 a 100 μm , nas operações em correntes elétricas de alguns miliampéres. Este artigo apresenta a inovação quanto a operacionalidade destas microdescargas na pressão atmosférica nos seguintes itens: 1) aumento do furo para até 700 μm , que pode facilmente ser feito através de uma microretífica; 2) operação da microdescarga em ar atmosférico através da injeção de gás argônio, sem a necessidade de bomba de vácuo; 3) diminuição da temperatura do gás, comparada com trabalhos em microdescargas na pressão atmosférica [1] e 4) utilização de técnicas de espectroscopia óptica de emissão através do estudo de alargamento das linhas Balmer e de argônio, em sintonia com os recentes trabalhos publicados na área. A seguir, descreveremos os principais processos de alargamento de linhas espectrais.

2. ALARGAMENTO DE LINHAS ESPECTRAIS, TEMPERATURA DE EXCITAÇÃO E TEMPERATURA ROTACIONAL

Nas microdescargas na pressão atmosférica, com densidade de elétrons superiores a 1014 cm^{-3} , o mecanismo de alargamento por pressão (Stark, van der Waals e ressonante), observado nas linhas espectrais de emissão, prevalece em relação aos alargamentos Doppler e natural. O alargamento da linha espectral por pressão ocorre devido à interação entre o átomo emissor desta linha e as partículas atômicas neutras e iônicas, principalmente elétrons, que a circunvizinham [11]. Deste modo, a linha de emissão que já possui uma largura natural mínima devido ao tempo de decaimento, sofre um alargamento extra motivado por agentes externos.

As linhas H_{β} (decaimento radiativo no átomo de hidrogênio do nível $n = 3$ para $n = 2$) e a linha 6032,13 \AA de Ar foram as utilizadas neste trabalho, por motivos que serão descritos posteriormente. O alargamento térmico Doppler ocorre devido ao movimento randômico do átomo emissor e, portanto, aumenta com a sua temperatura. Este alargamento, assim como os demais, pode ser representado pela sua Largura Completa à Meia Altura do Máximo (em inglês, "Full Width at Half Maximum, FWHM), ou simplesmente "largura de linha" ($\Delta\lambda$), que para estas duas linhas podem ser calculadas, respectivamente, por:

$$H_{\beta} : \Delta\lambda_D(\text{\AA}) = 3,48 \times 10^{-3} \sqrt{T_h} \quad (1)$$

$$\text{Ar} : \Delta\lambda_D(\text{\AA}) = 6,83 \times 10^{-4} \sqrt{T_{Ar}} \quad (2)$$

Nas Eqs. (1) e (2), T_h e T_{Ar} são as temperaturas do hidrogênio e do átomo de argônio, respectivamente. Elas não são necessariamente iguais no nosso microplasma. Porém, devido ao fato do alargamento Doppler não ser muito significativo, iremos considerá-las iguais.

O alargamento van der Waals ($\Delta\lambda_w$) ocorre devido à interação de dipolo induzido entre o átomo excitado com o átomo neutro do gás no estado fundamental. Pela teoria de aproximação por impacto, tem-se [12]:

$$\Delta\lambda_w(\text{cm}) = 8,2 \times 10^{-12} \lambda^2 \left(\alpha \overline{R^2} \right)^{2/5} \left(\frac{T_g}{\mu} \right)^{3/10} N \quad (3)$$

Na Eq. (3), α é a polarizabilidade atômica do átomo neutro perturbador (16,53 $\times 10^{-25}\text{cm}^3$ para o Ar), T_g é a temperatura do gás em K, μ é a massa reduzida do par emissor-perturbador em u.m.a., N é a densidade dos átomos neutros no estado fundamental em cm^{-3} (obtida através da equação geral dos gases perfeitos, P/k_bT), $\overline{R^2}$ é a diferença dos quadrados do módulo do vetor posição do elétron no estado excitado, em unidades de raio de Bohr (a_0), dos níveis superior e inferior da transição radiativa, $R_s^2 - R_i^2$. Deste modo, temos:

$$H_{\beta} : \Delta\lambda_w(\text{\AA}) = 45,28 T_g^{-0,7} \quad (4)$$

$$\text{Ar} : \Delta\lambda_w(\text{\AA}) = 39,31 T_g^{-0,7} \quad (5)$$

Observa-se nas Eqs. (4) e (5) que a largura de linha van der Waals é função da temperatura do gás: quanto maior a temperatura, menor será o alargamento. No nosso microplasma, a temperatura não é muito elevada e, deste modo, este alargamento é importante para sua determinação através desta linha do gás argônio.

As colisões que ocorrem entre o átomo emissor de luz e as partículas carregadas do gás, como elétrons e íons, geram o alargamento Stark. A equação que governa este alargamento é função da densidade e da temperatura de elétrons. Através da teoria de aproximação quase-estática e de cálculos envolvendo a eletrodinâmica clássica, obtém-se uma expressão que gera esta função. Em 2003, Gigossos e Cardeñoso [13] obtiveram, através de cálculos computacionais, uma tabela que relaciona o alargamento Stark da linha com a densidade de elétrons. Desta vez, levou-se em consideração a dinâmica dos íons nas simulações. Porém, a linha H_β é praticamente invariante a esta dinâmica e é também relativamente isolada de outras linhas. Esta linha não tem auto-absorção significativa, sendo interessante para fins de diagnóstico por EOE. A partir desta tabela, obtivemos a equação de alargamento para a linha H_β através de um procedimento de ajuste de curva e, portanto, a largura de linha no alargamento Stark, com 4% de desvio padrão, resultou:

$$\Delta \lambda_S (\text{Å}) = 1,91 \times 10^{-10} n_e^{0,669} \quad (6)$$

A Eq. (6) foi deduzida para a temperatura de excitação eletrônica igual a 7000K, obtida através do método gráfico de Boltzmann (será descrito posteriormente nesta seção).

Diferentemente da linha H_β , a linha não-hidrogenóide 6032,13Å de Ar é sensível ao efeito Stark quadrático em pressões elevadas. Deste modo, Griem [11] obteve uma equação que relaciona a largura de linha Stark em função da densidade e da temperatura de elétrons (T_e), levando em consideração a contribuição dos íons para o alargamento. Esta equação é:

$$\Delta \lambda_S (\text{Å}) \cong 2\omega_e(T_e) \times [1 + 1,75 \times 10^{-4} n_e^{1/4} \alpha(T_e) (1 - 0,068 n_e^{1/6} T_e^{-1/2})] \times 10^{-16} n_e \quad (7)$$

onde $2\omega_e(T_e)$ é o alargamento por impacto de elétrons e $\alpha(T_e)$ é o parâmetro de alargamento iônico, tabelados na referência [11], sendo n_e em cm^{-3} e T_e em K. Portanto, para esta linha de argônio, a largura de linha Stark pode ser calculada através da equação de ajuste:

$$\Delta \lambda_S (\text{Å}) = 2(0,2206 + 1,77 \times 10^{-4} T_e - 1,072 \times 10^{-8} T_e^2 + 2,408 \times 10^{-13} T_e^3) [1 + 1,75 \times 10^{-4} n_e^{1/4} \times (0,0628 + 0,1042 \exp(-T_e/4216,168))] \times (1 - 0,068 n_e^{1/6} T_e^{-1/2}) \times 10^{-16} n_e \quad (8)$$

Devido à presença do parâmetro de alargamento iônico, a linha experimentalmente observada possui uma ligeira assimetria no seu ramo direito, fazendo-se necessária a devida correção. Com o propósito de se obter a temperatura do gás

em descarga de alta pressão, esta linha foi primeiramente empregada por Yubero et al em 2007 [14].

A temperatura de excitação eletrônica (T_{exc}) pode ser estimada se considerarmos que a microdescarga em pressão atmosférica está em Equilíbrio Termodinâmico Local Parcial (ETLP), onde a localização de átomos e íons nos diferentes estados excitados se dá através da distribuição de Boltzmann. O método gráfico de Boltzmann pode ser usado então para a determinação de T_{exc} , ou seja, da energia do elétron que pode excitar átomos do estado fundamental para um nível superior (u). A intensidade de luz I_{ul} devida à transição radiativa entre estes dois níveis pode ser definida como [11]:

$$I_{ul} = \frac{S}{4\pi} hc \frac{n}{Z} \frac{A_{ul} g_u}{\lambda_{ul}} \exp \left[-\frac{E_u}{k_B T_{exc}} \right] \quad (9)$$

onde S representa a extensão do plasma, h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz, A_{ul} é o coeficiente de Einstein, n é a densidade de átomos neutros, g_u é o peso estatístico do nível superior, Z é a função partição canônica deste nível e E_u a sua energia. T_{exc} poderá ser estimada então a partir das linhas mais intensas do microplasma, ou seja, através das linhas de argônio da transição $4p - 4s$ e, portanto, as intensidades destas linhas poderão ser usadas para obter-se um gráfico de $\ln(I_{ul} \lambda_{ul} / g_u A_{ul})$ em função da energia E_u e a inclinação $-1/k_B T_{exc}$ da linha gerada fornecerá T_{exc} . A Tabela 1 elenca as linhas Ar e Ar^+ mais intensas do microplasma.

Apesar do microplasma operar com fluxo de gás argônio, o dispositivo fica exposto ao ar atmosférico. Devido a isto, linhas dos radicais OH surgem no espectro de emissão. A temperatura rotacional T_{rot} da hidroxila pode então ser mensurada usando-se a transição da banda $OH(A^2\Sigma^+, v=0) \rightarrow OH(X^2\Pi, v'=0)$ em 3063.57Å [14]. Considerando-se que estes radicais estão em equilíbrio termodinâmico com os átomos do gás, podemos considerar que $T_g = T_{rot}$ [5]. T_{rot} pode ser extraído através da declividade da reta gerada pelo gráfico de $\ln(I_{ul} \lambda_{ul} / A_{ul})$ em função da energia do nível superior das transições, de comprimento de onda λ .

3. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

A Fig. (2) mostra detalhes do arranjo experimental. O dispositivo de microdescarga é fabricado com folhas de molibdênio (espessura de 200µm) separadas com folha de mica (250µm). Um furo central atravessa as três camadas. Fixou-se o dispositivo na abertura de um tubo de poliacetal (isolante elétrico) e introduziu-se a mistura gasosa $Ar + 2\%H_2$ no sentido do anodo para o catodo. O plasma acende e fica exposto ao ambiente atmosférico. O fluxo de argônio foi de 700 sccm e o de H_2 , 15 sccm, regulado através de controladores de fluxo MKS247C. Um conjunto de resistores de carga foi disposto em série com o circuito para limitar a corrente após a ruptura do gás. Um voltímetro e um amperímetro monitoraram a descarga e uma fonte cc de alta voltagem foi utilizada. A luz emitida pelo microfuro foi captada axialmente por lentes convergentes e focalizada na abertura da fibra óptica, com núcleo de 1mm. Através da fibra,

a luz foi direcionada à abertura de 100 μ m da fenda do monocromador de 1m THR1000 de Jobin-Ivon modelo Czerny-Turner. O monocromador estava equipado com rede de difração holográfica contendo 1800 linhas/mm, gerando espectros na região de 4500 a 8500Å.

Tabela 1 - As transições 4p – 4s de Ar e Ar⁺ mais intensas no microplasma.

line	λ (Å)	est. sup. (u) est. inf. (l)	E_u (eV) E_l (eV)	g_u g_l	$A_{ul}(10^8\text{s}^{-1})$
Ar ⁺	4277,53	4p 4s	21,35 18,45	4 6	0,800
Ar ⁺	4348,06	4p 4s	19,49 16,64	8 6	1,171
Ar ⁺	4375,95	4p 4s	19,97 17,14	2 4	0,205
Ar ⁺	4379,67	4p 4s	19,64 16,81	2 2	1,004
Ar	7067,22	4p 4s	13,30 11,55	5 5	0,0380
Ar	7147,04	4p 4s	13,28 11,55	3 5	0,00625
Ar	7272,94	4p 4s	13,33 11,62	3 3	0,0183
Ar	7383,98	4p 4s	13,30 11,62	5 3	0,0847
Ar	7503,87	4p 4s	13,48 11,83	1 3	0,445
Ar	7514,65	4p 4s	13,27 11,62	1 3	0,402
Ar	7635,11	4p 4s	13,17 11,55	5 5	0,245
Ar	7948,18	4p 4s	13,28 11,72	3 1	0,186
Ar	8006,16	4p 4s	13,17 11,62	5 3	0,0490
Ar	8014,79	4p 4s	13,09 11,55	5 5	0,0928
Ar	8103,69	4p 4s	13,15 11,62	3 3	0,250
Ar	8115,31	4p 4s	13,08 11,55	7 5	0,331

No monocromador, a radiação luminosa colimada atinge o tubo fotomultiplicador (TFM) que converte fótons em sinal elétrico. A corrente gerada pelo TFM é enviada ao sistema eletrônico de aquisição de dados, onde o sinal é processado via software. No sistema óptico foi realizada a calibração absoluta com a ajuda de uma lâmpada de tungstênio. A abertura da fenda do monocromador foi de 100 μ m e o alargamento instrumental ($\Delta\lambda_I$) da linha de emissão foi estimado em 0,463Å. Este alargamento foi obtido através da análise da linha 4350Å do Hg, emitida por lâmpada fria à baixa pressão.

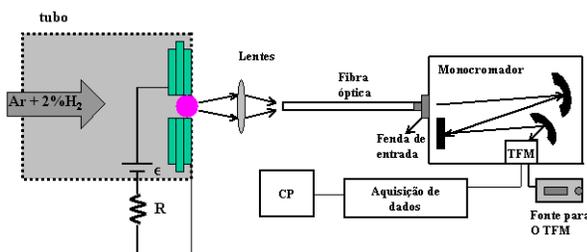


Figura 2 – Montagem do experimento mostrando a aquisição da luz emitida pelo microplasma.

A linha espectral obtida é resultante de uma convolução entre as componentes Gaussianas e Lorentzianas do seu perfil Voigt. As contribuições Instrumental e Doppler resultam num perfil Gaussiano e as contribuições do alargamento Stark e van der Waals geram perfis Lorentzianos. A relação matemática entre a largura de linha Voigt ($\Delta\lambda_V$) e suas duas componentes convoluídas Gaussiana e Lorentziana pode ser expressa por:

$$\Delta\lambda_V = \frac{\Delta\lambda_L}{2} + \sqrt{\frac{\Delta\lambda_L^2}{4} + \Delta\lambda_G^2} \quad (10)$$

onde $\Delta\lambda_L = \Delta\lambda_W + \Delta\lambda_S$ e $\Delta\lambda_G = (\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_I^2)^{1/2}$ são as larguras de linha Lorentziana e Gaussiana, respectivamente, e o subscrito representa: W = van der Waals, S = Stark, D = Doppler e I = Instrumental.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Sismanoglu [2] e Gomes et al [4] mostram em detalhes as características elétricas deste tipo de microplasma para uma faixa de pressão variando de 20 a 800Torr, através da sua curva característica de tensão-corrente. A Fig. (3) representa a curva característica para o dispositivo de microplasma ora em estudo, conforme especificado e descrito na seção 3, para diâmetro do furo no intervalo 200 μ m < D < 700 μ m. Observam-se duas regiões de operação, uma no regime normal para uma tensão de descarga constante e outra no regime anômalo, com a intensidade de corrente elétrica aumentando com a tensão da descarga. É importante salientar que normalmente estas microdescargas não se sustentam por muito tempo nesta faixa elevada de corrente elétrica, de 7 a 15mA, principalmente em ar atmosférico, visto que o oxigênio atua na captura de elétrons livres devido à sua elevada eletronegatividade. Já com a presença do gás argônio fluindo pelo orifício catódico, na direção preferencial anodo-catodo, consegue-se manter a estabilidade do plasma, para uma baixa tensão da descarga, durante muitas horas de operação. Um dos motivos é que o argônio possui baixo calor específico e baixa condutividade térmica, o que permite o rápido aumento da temperatura levando à ionização do gás com mais facilidade. Além disso, o fluxo contínuo de argônio expulsa o ar atmosférico presente na região catódica facilitando, conseqüentemente, a manutenção da descarga.

Através das linhas de argônio das transições 4p – 4s (Tabela 1) estimou-se a temperatura de excitação, $T_{exc} = (7000 \pm 300)K$, o desvio padrão sendo devido ao processo de ajuste da curva no método gráfico de Boltzmann. A presença de linhas iônicas de argônio mostra que há elétrons com energia superior à temperatura de excitação, e que a função distribuição de energia dos elétrons do microplasma é não-Maxwelliana com uma cauda mais pronunciada. A presença destas linhas intensas não é mencionada nas microdescargas comumente realizadas [15–18]. Uma explicação disto seria a presença da bainha catódica em nossa microdescarga, em cuja extensão micrométrica distribui-se praticamente toda a tensão elétrica da descarga, ocasionando a enorme acelera-

ção de elétrons secundários na direção da região brilhante negativa do plasma, onde ocorrem as colisões ionizantes. Nas descargas em RF isto não ocorre.

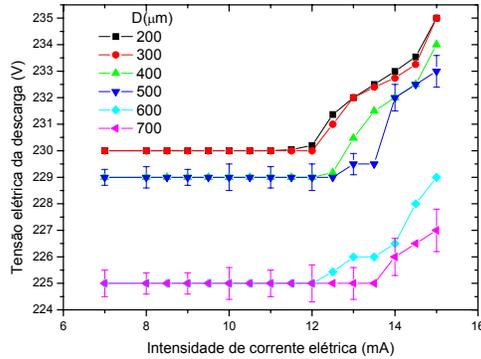


Figura 3 – Curva característica tensão-corrente para o microplasma na pressão atmosférica.

Na Fig. (4) a temperatura do gás está representada em função da corrente da descarga. A temperatura foi obtida pela análise do espectro de emissão da banda rotacional do ramo Q1 de OH e também através da linha espectral 6032,13Å de Ar. Os dois métodos apresentam resultados coincidentes dentro do erro experimental. Observa-se uma elevação da temperatura para um conseqüente aumento da corrente elétrica.

O alargamento desta linha de argônio ocorre principalmente devido ao mecanismo de van der Waals. O alargamento Doppler pode ser desconsiderado, por ser baixo. Portanto, a componente Gaussiana do perfil experimental desta linha é principalmente instrumental. Após a deconvolução, o perfil Lorentziano é obtido e sua FWHM é expressa através da soma entre as larguras devidas às contribuições Stark e van der Waals. Esta largura Stark pode ser calculada através da Eq. (8), desde que se tenha T_e e n_e (n_e é obtida através da linha H_β , descrita a seguir). Deste modo, tem-se por fim a largura da componente van der Waals, que com o auxílio da Eq. (5) fornece prontamente a temperatura do gás (Fig. 4). Observa-se que a temperatura do gás cai ligeiramente com o aumento do diâmetro do furo, para os dois métodos empregados. Visto que T_e e T_g já foram determinadas, calculam-se as larguras correspondentes aos alargamentos Doppler e van der Waals e obtém-se, a partir destes dados, a largura Stark. Com o auxílio da Eq. (6) obtém-se, finalmente, a densidade de elétrons para $D = 200\mu\text{m}$ (Tabela 2). Esta densidade varia ligeiramente com a elevação da corrente, de $1,9$ a $3,9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, concordando com resultados obtidos em microplasmas em pressões elevadas [1]. A densidade de elétrons variou muito pouco com o aumento do diâmetro do furo.

Através do emprego da equação da continuidade no regime estacionário descreveu-se a microdescarga em coordenadas cilíndricas [10]. A densidade de íons (n_i) pode ser escrita em função do coeficiente de difusão ambipolar (D_a) e da intensidade da corrente elétrica (I_d):

$$n_i (\text{cm}^{-3}) = 3,73 \times 10^{17} \left(\frac{I_d}{D_a} \right) \quad (11)$$

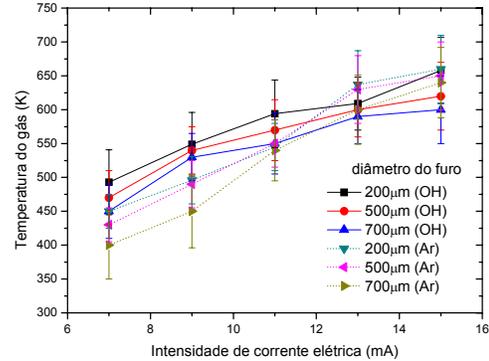


Figura 4 – Temperatura do gás em função da corrente da descarga.

Tabela 2 - Parâmetros da descarga para microcatodo oco com diâmetro $D = 200\mu\text{m}$.

I_d (mA)	T_g (K)	D_a (cm ² /s)	n_i (cm ⁻³)	n_e (cm ⁻³) $\times 10^{14}$
7	493	7,1	$3,7 \times 10^{14}$	$1,94 \pm 0,21$
9	549	7,8	$4,3 \times 10^{14}$	$3,13 \pm 0,04$
11	594	8,6	$4,8 \times 10^{14}$	$3,65 \pm 0,21$
13	609	8,8	$5,5 \times 10^{14}$	$3,86 \pm 0,16$
15	658	9,4	$6,0 \times 10^{14}$	$3,93 \pm 0,16$

A densidade n_i foi calculada para diversos valores de corrente elétrica e os resultados estão apresentados na Tabela 2. Apesar das simplificações feitas na descrição analítica [10], estes resultados têm a mesma ordem de grandeza da densidade de elétrons (n_e) obtida espectroscopicamente.

5. CONCLUSÕES

Neste artigo investigou-se, através da espectroscopia óptica de emissão, o microplasma da mistura gasosa Ar + 2% H_2 operado no modo corrente-continua na pressão atmosférica. O dispositivo constituído por duas camadas de molibdênio separadas por uma camada de dielétrico foi mecanicamente atravessado por um microfuro central pelo qual circulou a mistura gasosa, em direção ao ambiente atmosférico. O método gráfico de Boltzmann foi empregado nas linhas de Ar de transição 4p – 4s para estimar a temperatura de excitação. Esta ficou próxima de 7000K. Através do estudo do alargamento do perfil de linha H_β do átomo de hidrogênio, obteve-se a densidade de elétrons, para uma faixa de corrente variando de 7,0 a 15mA, para os regimes de operações normal e anômalo. Esta densidade variou de $2,0$ a $4,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, aproximadamente. Através de uma descrição analítica do microplasma, estimou-se a densidade de íons, e esta se equiparou com a densidade de elétrons em ordem de grandeza. A temperatura do gás foi estimada através de dois métodos distintos: do ramo Q_1 do radical iônico OH e através

do alargamento predominantemente van der Waals da linha 6032,13Å de argônio. Esta temperatura variou de 450 a 620K obtidos para os dois métodos, que forneceram valores satisfatoriamente concordantes.

REFERÊNCIAS

1. FOEST, R.; SCHMIDT, M.; BECKER, K., *International Journal of Mass Spectroscopy* 248 (2005) 87-102.
2. SISMANOGLU, B.N.; AMORIM, J., *European Physical Journal: Applied Physics* 41 (2008) 165-172.
3. PESSOA, R.S.; SISMANOGLU, B.N.; AMORIM, J.; PETRACONI, G.; MACIEL, H.S., *Hollow cathode discharges: low and high-pressure operation, in Gas Discharges, Fundamentals and Applications*, Transworld Research Network, India, 2007.
4. GOMES, M.P.; SISMANOGLU, B.N.; AMORIM, J., *Brazilian Journal of Physics* 39 (2009) 25-30.
5. SISMANOGLU, B.N.; AMORIM, J.; SOUZA-CORRÊA, J.A.; OLIVEIRA, C.; GOMES, M.P., *Spectrochimica Acta Part B* 64 (2009) 1287-1293.
6. OLIVEIRA, C.; SOUZA CORRÊA, J.A.; GOMES, M.P.; SISMANOGLU, B.N.; AMORIM, J., *Applied Physics Letters* 93 (2008) 041503 (3 pages).
7. BECKER, K.H.; SCHOENBACH, H.H.; EDEN, J.G., *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (2006) R55-R70.
8. KUNHARDT, E.E., *IEEE Transactions on Plasma Science* 28 (2000) 189-200.
9. SCHOENBACH, H.H.; MOSELHY, M.; SHI, W.; BENTLEY, R., *Journal of Vacuum Science and Technology A* 21 (2003) 1260-1265.
10. SISMANOGLU, B.N., *Caracterização de Microplasmas Anulares e Tubulares. Aplicação em Microjatos de Plasmas*, Dissertação de Mestrado (2005), Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos (SP).
11. GRIEM, H.R., *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York, 1964.
12. HINDMARSH, W.R.; PETFORD, A.D.; SMITH, G., *Proceedings of Royal Society of London A* 297 (1967) 296-304.
13. GIGOSOS, M.A.; CARDEÑOSO, V., *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 29 (1996) 4795-4838.
14. YUBERO, C.; DIMITRIJEVIC', M.S.; GARCÍA, M.C.; CALZADA, M.D., *Spectrochimica Acta Part B* 62 (2007) 169-176.
15. CHRISTOVA, M.; CASTAÑOS-MARTINEZ, E.; CALZADA, M.D.; KABOUZI, Y.; LUQUE, J.M.; MOISAN, M., *Applied Spectrometry* 58 (2004) 1032-1037.
16. YUGESWARAN, S.; SELVARAJAN, V., *Vacuum* 81 (2006) 347-352.
17. CALZADA, M.D.; MOISAN, M.; GAMERO, A.; SOLA, A., *Journal of Applied Physics* 80 (1996) 46-55.
18. YANQUAS-GIL, A.; FOCKE, K.; BENEDIKT, J.; VON KEUDELL, A., *Journal of Applied Physics* 101 (2007) 103307 (8 pages).