

# MODELO PARA DETERMINAÇÃO DO PARÂMETRO DE SATURAÇÃO DE LINHAS ATÔMICAS POR ESPECTROSCOPIA OPTOGALVÂNICA COM LASER PULSADO

Armando Mirage<sup>1</sup>, Marcelo G.Destro<sup>2</sup>, Carlos Schwab<sup>2</sup>, José W.Neri<sup>2</sup>  
1 - IPEN-CNEN/SP; 2 - CTA/IEAv

*Um modelo teórico que relaciona a magnitude do sinal optogalvânico com a potência de radiação do laser foi desenvolvido. Essa relação foi obtida com base na solução de um sistema de equações de taxa de dois níveis. Esse tratamento mostra que é possível, ajustando-se a expressão teórica a dados experimentais, determinar-se a intensidade de saturação para transições estimuladas a partir do estado fundamental de energia, no caso de laser pulsado ou contínuo, levando-se em conta o alargamento inhomogêneo da linha de absorção e a largura de linha do laser.*

## INTRODUÇÃO

Em trabalho anterior [1] foi mostrado que é possível determinar-se experimentalmente o parâmetro de saturação de uma transição atômica estimulada, medindo-se a magnitude do sinal optogalvânico (SOG) em função da intensidade do laser de excitação. A expressão teórica obtida nesse caso está restrita a transições onde o nível inferior é o nível fundamental e não leva em conta a saturação inhomogênea devida ao alargamento Doppler.

Em trabalho independente A.J.Lucero et al.[2] mediram o parâmetro de saturação de transições entre níveis de alta energia em gases raros. Nessas condições o SOG foi expresso como sendo proporcional ao produto da intensidade do laser pelo coeficiente de absorção da transição.

Essa expressão deve ser considerada como uma aproximação adequada no caso de laser com intensidade não muito acima da intensidade de saturação. Esse tratamento foi feito, nesse caso, devido a dificuldades encontradas em achar a solução das equações de taxa para transições entre níveis de alta energia. De fato, não é possível estabelecer um modelo geral que descreva quantitativamente o SOG induzido em uma descarga elétrica, uma vez que os processos físicos que ocorrem no plasma dependem dos particulares níveis envolvidos na interação fóton-átomo e de muitos outros parâmetros, como densidade de corrente da descarga, seção de choque de absorção, intensidade do laser etc. Esses processos foram descritos e discutidos por B.Barbieri et al.[3] em uma revisão sobre o assunto.

Neste trabalho obteve-se uma solução analítica de um sistema de equações de dois níveis, que relaciona o SOG com a intensidade de saturação e a intensidade do laser, levando-se em conta o alargamento Doppler da linha de absorção, no caso específico de transições estimuladas a partir do estado fundamental. O parâmetro de saturação (para excitação com laser contínuo) ou a seção de choque de absorção (para excitação com laser pulsado) podem ser determinados ajustando-se a expressão analítica a dados experimentais.

## TEORIA

O aumento ou a diminuição da impedância de uma descarga elétrica podem ser observadas quando o plasma é iluminado por radiação luminosa ressonante com transições atômicas ou moleculares de espécies presentes no plasma [4].

Dois possíveis mecanismos físicos que explicam essa mudança de impedância são o aumento de temperatura do plasma [5,6] e o aumento na taxa de ionização de átomos ou moléculas devido a absorção de fótons [7]. Enquanto o primeiro processo tem maior probabilidade de ocorrência no caso de excitação de níveis de baixa energia, o segundo é mais provável se a transição parte de um nível de alta energia. Será suposto que, independente de qual desses processos ocorra na descarga, para excitação de átomos no estado fundamental, o SOG é proporcional à variação da densidade de átomos no nível superior, ou seja,  $\Delta V = -\Delta n_u$ , onde  $\Delta V$  é a magnitude do SOG por unidade de volume de iluminação,  $A$  é um fator de proporcionalidade positivo e  $\Delta n_u$  é a variação de densidade do nível superior. O sinal menos indica um decréscimo na impedância por causa da excitação de nível não metaestável. No caso em que, nas medidas experimentais, o único parâmetro variável é o fluxo de fótons  $J_0$ ,  $\Delta n_u$  será uma função temporal que depende do próprio  $J_0$ , do fluxo de saturação  $J_S$  e da razão  $\Delta w_L/\Delta w_D$ , onde  $\Delta w_L$  é a largura de linha do laser e  $\Delta w_D$  é a largura da linha de absorção causada pelo efeito Doppler.

A variação da densidade pode ser determinada analiticamente resolvendo-se um sistema de equações de taxa de dois níveis (fig.1), onde o nível superior tem um tempo de decaimento  $T$  que é igual à soma de  $\frac{1}{\tau}$  e  $\frac{1}{\gamma}$ , sendo  $\tau$  o tempo de vida radiativo espontâneo e  $\gamma$  o tempo de relaxação colisional. Na ausência de radiação ressonante os átomos estarão distribuídos nos dois níveis, de acordo com a equação:

$$n_u(0) = n_l(0) \frac{T}{R} \quad (1)$$

onde  $R$  é o tempo característico de bombeio, que depende da densidade de corrente da descarga.



Figura 1: Processos de transições eletrônicas entre dois níveis em uma descarga elétrica. a) sem laser; b) com radiação laser ressonante.

Fazendo-se varredura na frequência do laser em torno do centro da linha de absorção  $\omega_0$ , para uma linha de perfil Gaussiano, o máximo do SOG ocorre quando a frequência correspondente ao pico da linha laser coincide com o centro da linha de absorção. Nestas condições o fluxo de fótons do feixe laser será dado por:

$$J(w) = \frac{J_0}{\sqrt{\pi} \Delta \omega_L} \exp - \left( \frac{w - \omega_0}{\Delta \omega_L} \right)^2 \quad (2)$$

onde  $J_0$  é o fluxo total de fótons. Para uma linha de absorção com alargamento Doppler, considerando-se a saturação inhomogênea, o coeficiente de absorção será expresso por [8]:

$$\alpha_S(w, t) = \frac{\sigma_0 [n_l(t) - n_u(t)]}{\sqrt{1+S}} \exp - \left( \frac{w - \omega_0}{\Delta \omega_D} \right)^2 \quad (3)$$

onde  $\sigma_0$  é a seção de choque de absorção estimulada e  $S$  é o parâmetro de saturação que vale  $J_0/J_S$ , sendo  $J_S$  o fluxo de fótons de saturação, definido como sendo igual a  $(2\sigma_0\tau)^{-1}$  [8]. As degenerescências dos níveis, neste caso, foram consideradas iguais.

Os termos correspondentes às probabilidades de transição estimulada nas equações de taxa devem ser tomados como uma integral em todo o espaço de frequência. Quando os picos da linha laser e da linha de absorção coincidem, esses termos são:

$$\int_0^\infty \alpha_S(w, t) J(w) dw = \frac{J_0 \sigma_0 [n_l(t) - n_u(t)]}{\sqrt{(1+S)(1+r^2)}} \quad (4)$$

onde  $r$  é a razão  $\Delta \omega_L / \Delta \omega_D$ . As equações de taxa são portanto:

$$\frac{dn_u(t)}{dt} = \frac{J_0 \sigma_0 [n_l(t) - n_u(t)]}{\sqrt{(1+S)(1+r^2)}} + \frac{n_l(t)}{R} - \frac{n_u(t)}{T} \quad (5)$$

$$\frac{dn_l(t)}{dt} = - \frac{dn_u(t)}{dt} \quad (6)$$

A solução para a densidade do nível superior é:

$$n_u(t) = n_u(0) \exp - (\beta t) + \frac{n}{\beta} \left( \frac{\sigma_0 J_0}{\sqrt{(1+S)(1+r^2)}} + \frac{1}{R} \right) [1 - \exp - (\beta t)] \quad (7)$$

onde

$$\beta = \frac{2\sigma_0 J_0}{\sqrt{(1+S)(1+r^2)}} + \frac{1}{R} + \frac{1}{T} \quad (8)$$

e  $n$  é a densidade total independente do tempo, ou seja,  $n = n_u(0) + n_l(0)$ . A variação de população  $\Delta n_u(t) = n_u(t) - n_u(0)$  pode ser calculada usando as equações 7 e 1:

$$\Delta n_u(t) = \frac{\sigma_0 J_0 \Delta n(0)}{\beta \sqrt{(1+S)(1+r^2)}} [1 - \exp - (\beta t)] \quad (9)$$

onde  $\Delta n(0)$  é a diferença de população na ausência de laser. Na maioria das transições atômicas o tempo de decaimento radiativo espontâneo é pequeno comparado ao tempo de bombeio  $R$  e ao tempo de relaxação  $\gamma$ . Desprezando os termos correspondentes na equação 8 e substituindo em 9, o sinal optogalvânico será dado por:

$$\Delta V(t) = - \frac{B}{1+f(S)} [1 - \exp - (1 + \frac{1}{f(S)}) \frac{t}{\tau}] \quad (10)$$

Nessa equação  $B$  é um fator de proporcionalidade positivo e  $f(S)$  é uma função que depende de  $J_0$  e  $J_S$ :

$$f(S) = \frac{1}{S} \sqrt{(1+S)(1+r^2)} \quad (11)$$

No caso de excitação com laser contínuo modulado, o tempo de iluminação é grande comparado ao tempo de decaimento  $\tau$  e o termo exponencial pode ser desprezado na equação. O SOG será então:

$$\Delta V_c(J_0, J_S) = - \frac{B}{1 + \frac{J_S}{J_0} \sqrt{(1 + \frac{J_0}{J_S})(1 + r^2)}} \quad (12)$$

A determinação de  $J_S$  é feita ajustando-se numericamente a expressão acima com resultados de medidas do sinal em função da potência do laser, uma vez que se conheça a razão  $r$  e o diâmetro do feixe na descarga. O comportamento da função nos valores limites da potência do laser mostra que, para  $r \ll 1$ ,  $\Delta V$  tende ao valor máximo  $B$  se  $J_0 \gg J_S$  e varia linearmente com a potência para  $J_0 \ll J_S$ .

Para medidas com laser pulsado o SOG será expresso pela equação 10, substituindo-se  $t$  por  $t_p$  (duração do pulso). Neste caso deve-se conhecer  $\tau$ ,  $t_p$  e  $r$ . Para o cálculo das potências de pico deve-se também conhecer a frequência dos pulsos. Em cada pulso o sinal atinge um máximo no tempo  $t_p$  e decai exponencialmente a zero. O sinal medido é uma integral dos vários pulsos por unidade de tempo e portanto será proporcional ao máximo de cada pulso. Da mesma forma que no caso de laser contínuo calcula-se  $J_S$  ajustando-se numericamente a equação 10 às medidas experimentais do SOG em função da potência do laser. Dessa forma fica também determinada a seção de choque de absorção da transição.

## REFERÊNCIAS

- [1] A.Mirage, D.Pereira, F.C.Cruz and A.Scalabrin: *Il Nuovo Cimento*, 14-D, 605 (1982).
- [2] A.J.Lucero, Y.C.Chung, S.Reilly and R.W.Tkach: *Opt.Lett.*, 16, 849 (1991).
- [3] B.Barbieri, N.Beverini and A.Sasso: *Rev.Mod.Phys.*, 62, 603 (1990).
- [4] R.B.Green, R.A.Keller, G.G.Luther, P.K.Schenck and J.C.Travis: *Appl.Phys.Lett.*, 29, 727 (1976).
- [5] R.A.Keller and E.F.Zalewski: *Appl.Opt.*, 19, 3301 (1980).
- [6] C.Drèze, Y.Demers and J.M.Gagné: *J.Opt.Soc.Am.*, 72, 912 (1982).
- [7] N.S.Kopeika: *Appl.Opt.*, 21, 3989 (1982).
- [8] W.Demtröder: *Laser Spectroscopy* (Springer-Verlag, New York, N.Y., 1981), Cap.3.

## SUMMARY

A theoretical model relating the optogalvanic signal induced by pulsed or cw laser to the laser power radiation was developed. This relation was obtained by solving a two-level rate equations system, taking into account the inhomogeneous broadening of the absorption line and the laser linewidth, for transitions starting from the ground state. The saturation parameter of the transition can then be obtained numerically by fitting the analytical solution to experimental measurements.