

## O Efeito Hanle não-linear no Titânio por Espectroscopia Optogalvânica

F. C. Cruz, J. V. B. Gomide, A. Scalabrin, A. Mirage<sup>(1)</sup>, D. Pereira  
Instituto de Física - UNICAMP, <sup>(1)</sup> IPEN - CNEN/SP

Observamos o efeito Hanle não-linear na transição  $^3P_0 (J=0) \rightarrow ^3D_1^o (J=1)$  (em 592.2 nm) do Ti I, através de detecção optogalvânica. O uso de um laser linearmente polarizado e um campo magnético externo que remove a degenerescência dos subníveis Zeeman, porém mantendo uma superposição entre eles, permite a criação de coerências ópticas e Zeeman. A mudança no parâmetro de saturação, causada pela coerência entre os subníveis, ocasiona um aumento do coeficiente de absorção saturado. Sua variação com o campo magnético permite determinar a largura homogênea, o parâmetro de saturação e a contribuição do alargamento por potência para a largura homogênea.

### INTRODUÇÃO

O efeito Hanle (EH), descoberto em 1923 (1), tem desempenhado um papel importante dentro da espectroscopia e encontra aplicações em muitas outras áreas da física. Ele está intimamente relacionado aos experimentos de cruzamento de níveis ("level-crossing") e de batimentos quânticos ("quantum beats") (2). Na sua forma mais usual (caso linear) o efeito é observado como uma mudança do grau de polarização da fluorescência ressonante de uma amostra, quando esta é submetida a um campo externo - magnético ou elétrico. Após o advento do laser, o efeito pôde ser observado na sua versão não-linear, onde, além da variação em intensidade das componentes da fluorescência, uma mudança da absorção global da amostra também é observada.

No EH, tanto linear como não-linear, o campo externo remove a degenerescência de sub-níveis Zeeman ou Stark. Ao contrário dos efeitos Zeeman e Stark, o EH se manifesta quando a separação entre os sub-níveis é ainda pequena o suficiente para manter uma superposição entre eles, ou seja, quando os sub-níveis se superpõem dentro de suas larguras homogêneas (Fig.1). Neste caso, o sistema se encontra numa superposição coerente de estados e a criação de coerências é a responsável pelo efeito. Neste trabalho, consideraremos o caso mais simples para observação do EH, que é o de uma transição entre níveis com  $J=0$  para  $J=1$  (Fig.2). Os experimentos de "level-crossing" representam uma extensão do EH para campos não-nulos (3).

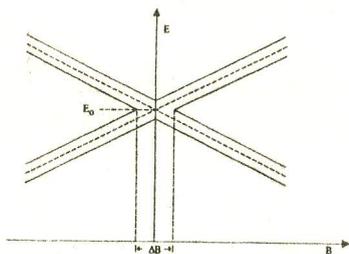


Fig.1 Superposição entre subníveis, observada com a variação do campo magnético. Está representada a largura homogênea de cada subnível.

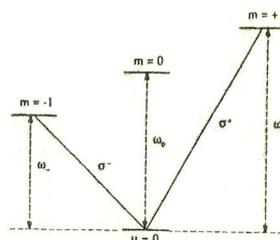


Fig.2 Diagrama de níveis da transição estudada. Luz linearmente polarizada (considerada como uma superposição de polarizações circulares  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ ) só excita transições  $\mu=0 \rightarrow m=\pm 1$ . (figura da ref.(2)).

Desde de o seu descobrimento, o EH vem sendo aplicado como uma técnica espectroscópica de resolução sub-Doppler e, em muitos casos, é ainda a técnica mais precisa, se não a única, para a determinação do tempo de vida de estados excitados. Em alguns casos, a técnica pode propiciar uma resolução "sub-natural". Entre as aplicações em espectroscopia, podemos citar a determinação de tempos de vida dos níveis atômicos ou moleculares, a determinação de constantes atômicas, a medida de populações de níveis laser, o estudo de colisões, etc (2). Além do emprego em física atômica e molecular, o efeito vem sendo empregado em óptica quântica, magnetometria, física solar, física de lasers e em física do estado sólido.

A montagem experimental típica para a observação do EH linear está ilustrada na Fig.3:

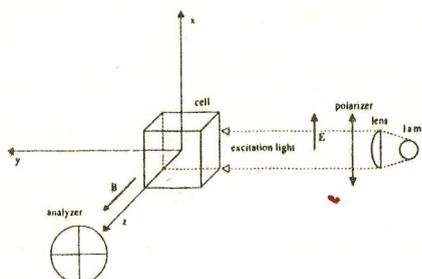


Fig.3 Esquema usual para a observação do efeito Hanle linear. (figura da ref.(2)).

Luz polarizada na direção x incide sobre uma amostra, submetida a um campo magnético na direção z. As componentes x e y da fluorescência são monitoradas, em função do campo magnético. O grau de polarização, definido da forma usual como  $P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}$ , é dado pela

expressão:  $P = [1 + (g\mu_B/mc)^2 B^2]^{-1}$ , onde e e m são a carga e a massa do elétron, g é o fator de Landé e  $\tau$  é o tempo de vida do nível superior (2). Vemos que a dependência de P com o campo magnético permite determinarmos o tempo de vida do estado excitado, desde que o fator de Landé seja conhecido. O EH linear é interpretado classicamente como devido ao movimento de precessão dos elétrons, considerados como dipolos oscilantes amortecidos. Os elétrons, oscilando de forma amortecida, executam uma precessão de Larmor, devida ao campo magnético. Esta precessão altera a direção de polarização da radiação emitida por estes dipolos. Esta alteração depende do tempo de decaimento desta oscilação (tempo de vida do nível) e da frequência de precessão (valor de B). Quanticamente o efeito é devido à excitação do átomo (ou molécula) numa superposição de dois ou mais subníveis do estado excitado.

Enquanto no EH linear a emissão estimulada desempenha um papel desprezível, no caso não-linear ela passa a ser importante, quando então luz de alta intensidade ocasiona mudanças na população dos níveis. Um tratamento do EH não-linear exige o uso do formalismo de matriz densidade e a emissão estimulada é incluída no tratamento através do parâmetro de saturação S. O tratamento via matriz densidade torna-se, entretanto, impraticável para números quânticos crescentes e, portanto, um grande número de trabalhos analisam casos de transições com  $J=0, 1$  ou  $2$ .

Ao contrário da maioria das técnicas onde a saturação é provocada pela luz, o EH não-linear acarreta um aumento de absorção, em vez de um decréscimo. Uma vantagem do EH não-linear com relação ao linear é que ambos os níveis envolvidos na transição óptica podem ser investigados (4).

Neste trabalho, nós investigamos o efeito Hanle numa transição eletrônica do titânio com  $J'=1$  e  $J''=0$ , através de detecção optogalvânica numa lâmpada de cátodo oco. Curvas Hanle (no nosso caso, sinal optogalvânico em função do campo magnético) foram obtidas para diversos valores de corrente na lâmpada e potência do laser e os resultados estão de acordo com o tratamento teórico. Determinamos a largura homogênea e inhomogênea desta transição. A determinação do parâmetro de saturação, diretamente destas curvas, permite que seja estimada a contribuição do alargamento por potência para a largura homogênea.

#### ESQUEMA EXPERIMENTAL

A montagem experimental utilizada está ilustrada na Fig.4. Foi utilizado como fonte de radiação um laser de corante monomodo, com largura de linha da ordem de 1MHz (sobre os lasers, ver ref.(5)). Lâmpadas com cátodo de titânio, preenchidas com argônio a uma pressão de 1 Torr, foram utilizadas. As lâmpadas foram construídas no IPEN/SP e os detalhes básicos podem ser encontrados na ref.(6).

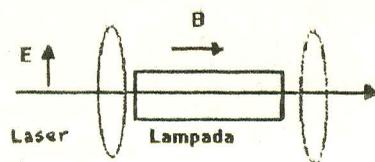


Fig.4 Esquema experimental para a observação do efeito Hanle não-linear.

Foi utilizado um solenóide para produzir um campo magnético estático e correntes de até  $\pm 10$  Amperes foram utilizadas ( $B = \pm 318$  Gauss). O campo magnético foi medido com um gaussímetro (marca F.W.Bell, modelo 4048). A precisão das medidas do campo é discutida em outro trabalho neste simpósio (7).

Utilizamos um Fabry-Perot com "free spectral range" de 75 MHz como marcador de intervalos de comprimento de onda, construído em nossos laboratórios.

Uma cela de iodo também foi utilizada para determinação do comprimento de onda absoluto da transição e sintonia fina do laser (8).

#### RESULTADOS

As figs. 5, 6 e 7 apresentam resultados típicos obtidos, para diferentes valores de corrente na lâmpada e potência do laser. As diferenças correspondem a diferentes parâmetros de saturação.

Um tratamento teórico via matriz densidade para a transição  $J=0 + J=1$  pode ser encontrado na ref.(2). As curvas teóricas obtidas nesta referência são reproduzidas abaixo, na fig.8.

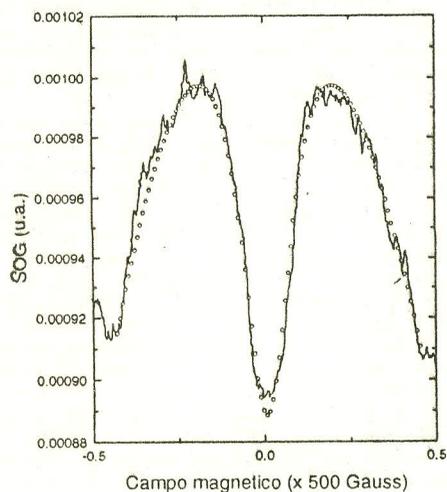


Fig.5 Curva Hanle (sinal optogalvânico x campo magnético) para a transição estudada. O laser é mantido fixo dentro do perfil Doppler da linha durante a varredura do campo.

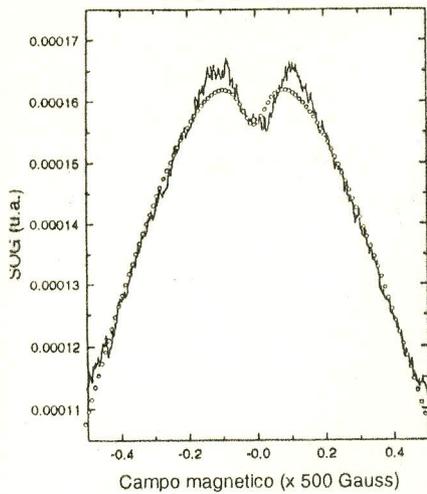


Fig. 6 Como na fig. 5.

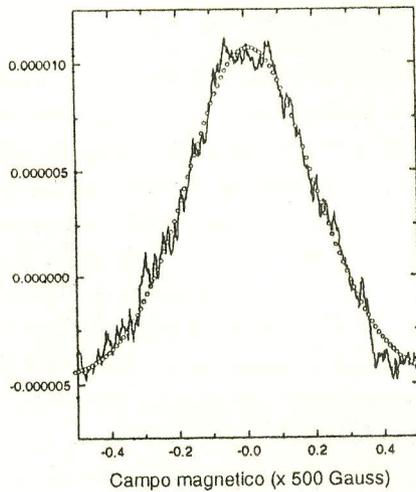


Fig. 7 Como na fig. 5.

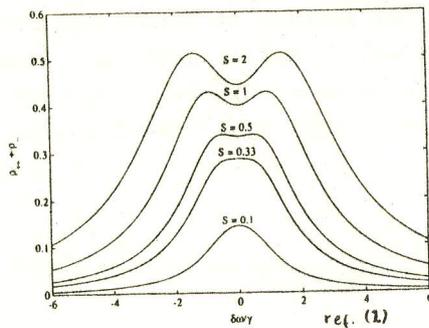


Fig. 8 Curvas teóricas para o aumento do coeficiente de absorção. No eixo y está representado uma grandeza proporcional ao coeficiente de absorção e, no x, uma grandeza proporcional ao campo aplicado. (figura tomada da ref. (2))

Além do tratamento por matriz densidade, um tratamento mais simples através de equações taxas pode ser realizado para estimar o aumento do coeficiente de absorção. Este tratamento é ainda válido para quaisquer valores de  $J'$  e  $J''$  (4). Um gráfico do fator de aumento  $R(S)$ , definido como a razão entre o valor máximo do coeficiente de absorção pelo seu valor para  $B=0$ , é apresentado abaixo (Fig. 9) e permite a obtenção do parâmetro de saturação (com condição de feixe gaussiano; ver ref. (4)).

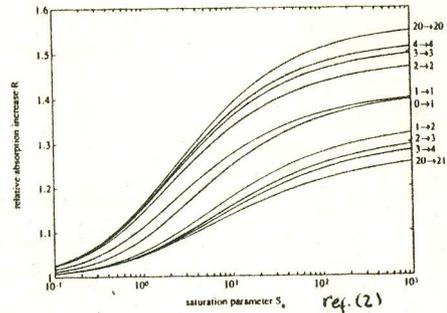


Fig. 9 Fator de aumento  $R(S)$  em função do parâmetro de saturação. (figura tomada da ref. (4)). Aproximação de feixe gaussiano.

Um ajuste por mínimos quadrados das curvas experimentais foi realizado. A função ajustada aos dados é a diferença entre uma gaussiana, devido à varredura do perfil Doppler, e uma lorentziana que descreve o aumento Hanle do sinal. Os ajustes são apresentados nas figuras por círculos abertos. A meia largura a meia altura da lorentziana permite estimarmos a largura homogênea da transição, através da relação: (4)  $FWHM = 2g\mu_B H M$ , onde  $BHM$  é o valor do campo para o qual o sinal atinge a metade de seu valor máximo,  $\mu$  é o magneton de Bohr,  $g$  é o fator de Landé do nível superior. Os valores de  $S$  encontrados para as figs. 5 e 6 foram 1.4 e 0.5 respectivamente. Os valores das larguras homogêneas foram  $\Gamma_a = 68 \pm 5$  MHz e  $\Gamma_b = 40 \pm 5$  MHz respectivamente. O parâmetro de saturação é obtido do aumento máximo  $R(S)$ , das curvas experimentais, e da fig. 9. Descontando o alargamento por potência através da relação  $\Gamma_a = \Gamma(1+S)^{1/2}$ , obtivemos os seguintes valores para a largura homogênea (agora essencialmente colisional):  $\Gamma = 44 \pm 5$  MHz e  $\Gamma = 33 \pm 5$  MHz, respectivamente.

Os dados estão sendo ainda analisados em função da corrente na lâmpada e potência do laser e devem ser comparados a dados obtidos por espectroscopia de intermodulação.

#### AGRADECIMENTOS

Suporte financeiro da FAPESP, CNPq e FAEP. Os autores agradecem também ao técnico Maurício Paula Arruda pela construção da fonte de corrente para o solenóide e pelos serviços de eletro-eletrônica.

#### ABSTRACT

We observed the non-linear Hanle effect in the transition  $^3P_0 + ^3D_1$  (5922.12 Å) of Titanium, by optogalvanic detection. The use of a linearly polarized laser and an external

magnetic field which removes the degeneracy of the Zeeman sub-levels, while keeps the superposition among them, allows the creation of optical and Zeeman coherences. The change in the saturation parameter, due to the coherence between the sub-levels, leads to an increase in the saturated absorption coefficient. Its variation with the magnetic field allows the determination of the homogeneous and inhomogeneous widths, the saturation parameter and the contribution of the power broadening to the homogeneous width.

#### REFERÊNCIAS

1. W. Hanle, Z. Phys. 30,93 (1924)
2. " The Hanle Effect and Level-Crossing Spectroscopy", G.Moruzzi, F. Strumia (Eds.) Plenum Press (1991), New York.
3. P. Hannaford, G.W.Series, Phys.Rev.Lett. 48,19,1326 (1982)
4. N. Beverini, K.Ernst, M.Inguscio, F.Strumia, Appl. Phys.B37, 17 (1985)
5. F.C.Cruz, A.Scalabrin, D.Pereira, Rev.Bras.Fis.Aplic.Instrum. 6.3.119 (1991)
6. A.Mirage, D.Pereira, F.C.Cruz, A.Scalabrin, Il Nuovo Cimento 14D, 6, 8 (1992)
7. F.C.Cruz, J.V.B.Gomide, A.Scalabrin, A.Mirage, D.Pereira, "Espectroscopia Optogalvânica de Intermodulação e Zeeman no Titânio", trabalho apresentado neste encontro, Painel 8 (1992)