

Reverse saturable absorption in Er^{3+} doped systems

Cesar Moura Nascimento, Maria José Valenzuela Bell

Departamento de Física, Universidade Federal de Juiz de Fora

mjbelle@fisica.ufjf.br

Abstract

This work reports on reverse saturable absorption (RSA) from Er^{3+} doped systems. RSA is characterized by a decrease in the transmitted intensity as the incident intensity increases. This effect is interesting due to its potential application in optical devices such as optical inverters, optical limiters and switches. Particularly, Er doped systems pumped at wavelengths around 830 nm may exhibit RSA. In this case, the RSA process is achieved because the resonant excited-state ($^4I_{13/2} - ^3S_{3/2}$) absorption cross section is larger than the quasi resonant ground state ($^4I_{15/2} - ^4I_{9/2}$) absorption cross section. We have studied the transmitted intensity of Er doped samples as a function of laser intensity, laser wavelength (in the range from 800 to 850 nm) and Er concentration. Our results indicate that Er concentration plays an important role in the process as RSA is intensified as cross relaxation between Er ions increases. Moreover, the effect of optical limiting is observed and the cross relaxation also changes the nonlinear transmittance attenuation..

Introdução

A absorção saturável reversa consiste na diminuição da intensidade de luz transmitida através do meio óptico, à medida que a intensidade incidente aumenta. Este efeito pode ser usado na criação de portas lógicas inversoras para um computador óptico, assim como para a confecção de limitadores ópticos, entre outros.

O modelo proposto está baseado no tratamento teórico para a absorção saturável reversa desenvolvido por Huff e DeShazer¹, aplicado a moléculas. Muitos níveis de energia foram propostos para representar as moléculas e o mais simples consiste de 3 níveis de energia, conforme mostra a figura 1. Note-se que neste sistema há duas absorções possíveis, representadas por suas seções de choque de absorção σ_1 e σ_2 . A primeira é chamada de seção de choque do estado fundamental e a segunda é a seção de choque de estado excitado. A contribuição de cada uma delas para a interação com os fótons incidentes depende basicamente do comprimento de onda do feixe laser incidente (λ). W_{32} e W_{21} representam, as taxas de transição radiativas dos níveis 3 para 2 e 2 para 1 respectivamente. I_{in} representa a intensidade do feixe laser incidente e I_{out} a intensidade do feixe laser transmitido. A principal correção feita ao modelo de Huff introduzida neste trabalho é a inclusão do processo não radiativo de relaxação cruzada entre íons de Er^{3+} .

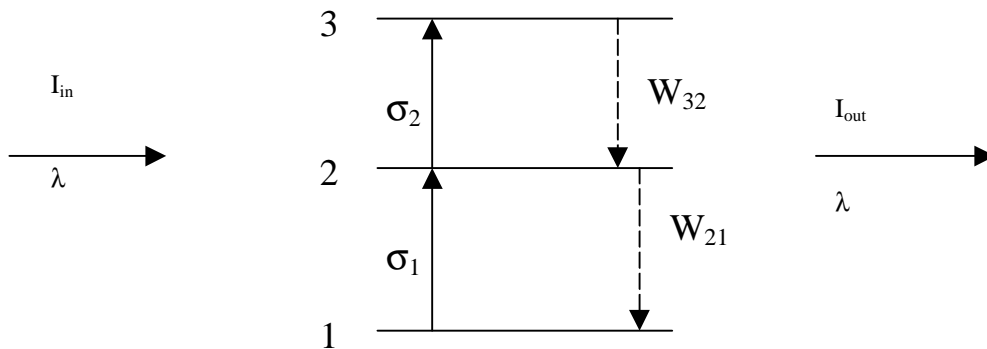


Figura 1: Diagrama de níveis utilizados para descrever o comportamento de absorção saturável e absorção não linear negativa. σ_i representa a seção de choque de absorção do estado fundamental ($i=1$) e do estado excitado ($i=2$). W_{ij} representa a taxa de transição radiativa do nível i para o nível j . I corresponde à intensidade transmitida.

A intensidade transmitida pode ser encontrada por:

$$\frac{dI_{out}}{dz} = -[\sigma_1 N_1 + \sigma_2 N_2] I_{out} \quad (1)$$

onde N_i é a população do nível i , com $N_1 + N_2 + N_3 = N_0$, que é a concentração total. z é medido ao longo da direção de propagação do feixe incidente.

A partir da equação 1, observa-se que o comportamento da intensidade transmitida, após atravessar a espessura L da amostra apresenta dois regimes distintos, dependendo da razão das seções de choque de absorção σ_1 e σ_2 .

1) $\sigma_1/\sigma_2 > 1$: Absorção saturável (2)

Nesta situação, a transmissão aumenta com o aumento da intensidade incidente.

2) $\sigma_1/\sigma_2 < 1$: Absorção saturável reversa (3)

Neste caso, a transmissão diminui com o aumento da intensidade do laser incidente.

Dados Experimentais

A composição da amostra: $15\text{InF}_3 - 20\text{GaF}_3 - 30\text{PbF}_2 - 15\text{ZnF}_2 - (20-x)\text{CaF}_2 - x\text{ErF}_3$ [2]. Os valores utilizados para estes parâmetros usados nas equações de taxa foram publicados na literatura e o valor de S foi obtido nas simulações. $W_2=140\text{s}^{-1}$, $W_{31}=820\text{s}^{-1}$, $W_{32}=345\text{s}^{-1}$, $S=85000\text{s}^{-1}$ e $L=0.235$ cm. As simulações das equações de taxa foram realizadas no programa MATHEMATICA.

Resultados e Discussão

Neste tópico descreveremos o procedimento adotado para a correção do modelo de Huff e as características da amostra utilizada. A figura 2 representa o espectro de absorção óptica da amostra de Er^{3+} em uma faixa de comprimento de onda de 400 – 1600 nm. As bandas classificadas pelos números de 1 a 8 são atribuídas as seguintes transições:

$^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$; $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$; $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$; $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$; $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{F}_{9/2}$; $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{S}_{3/2}$; $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^2\text{H}_{11/2}$; $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{F}_{7/2}$; $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$, respectivamente.

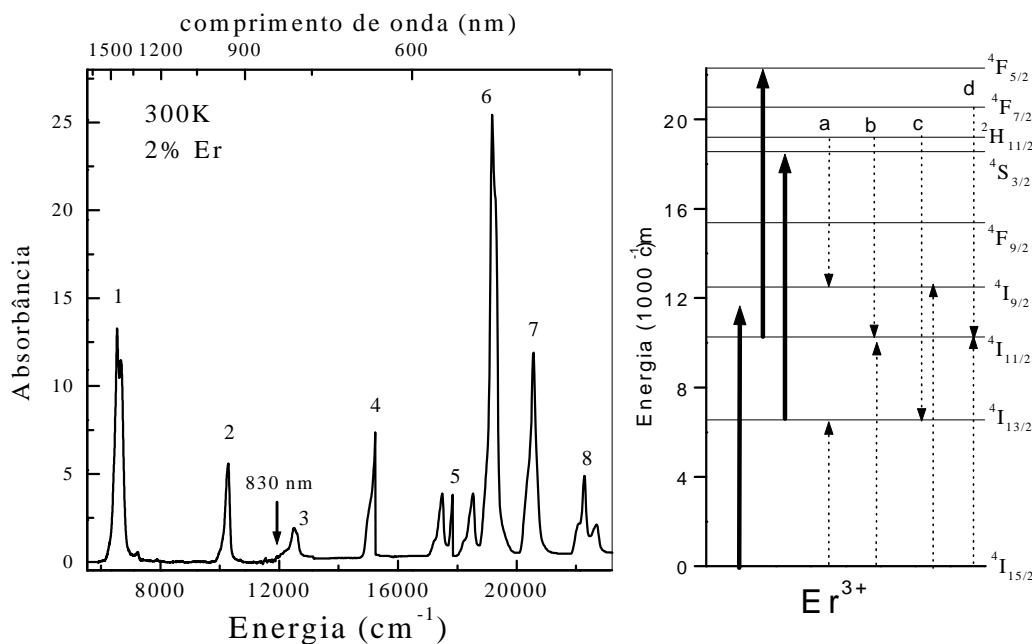


Figura 2: Espectro de absorção e níveis de energia do Er^{3+} .

A primeira etapa consiste em verificar quais são os níveis de energia diretamente envolvidos na interação com o feixe laser. Note que para gerar a situação $\sigma_1/\sigma_2 < 1$ devemos ter σ_2 ressonante e σ_1 fora da ressonância de suas respectivas transições. O que é feito é bombear a amostra com uma energia correspondendo ao comprimento de onda $\lambda=830$ nm. A energia do laser hc/λ é ressonante com as transições $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{S}_{3/2}$ e $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{F}_{5/2}$. Os íons excitados com 1 elétron em $^4\text{F}_{5/2}$ sofrem decaimento não radiativo (por fônons) para o estado $^4\text{S}_{3/2}$, em tempos muito curtos ($\approx 10^{-12}$ s). Isso permite desconsiderar a população do nível $^4\text{F}_{5/2}$. Os níveis $^2\text{H}_{11/2}$ e $^4\text{S}_{3/2}$ estão tão próximos (800 cm^{-1}) que podem ser considerados como únicos.

A simplificação dos níveis de energia conforme a figura 2 é detalhada na figura 3. Como já foi dito, a frequência laser que a amostra dopada esta sujeita não está ressonante com o terceiro pico correspondente ao nível $^4\text{I}_{9/2}$. Porém por processos de relaxações não radiativas o elétron excitado pode decair para os níveis $^4\text{I}_{11/2}$ ou $^4\text{I}_{13/2}$.

O que foi feito é escrever as equações de taxa para este sistema simplificado, considerando um laser incidente modulado com frequência e amplitude de modulação pré-determinados. As equações de taxa são escritas da seguinte maneira: Os três tipos de transições envolvidos no processo são relaxações cruzadas, emissão espontânea e excitação dos estados fundamentais e excitados.

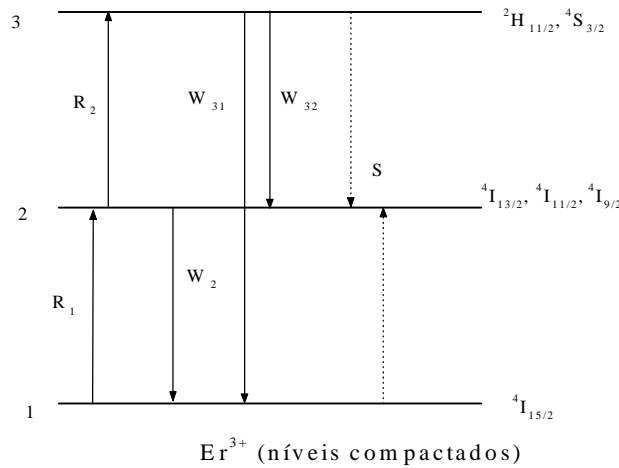


Figura 3 – Sistema de 3 níveis de energia simplificado para o Er^{3+} .

Para cada nível, estas transições contribuem positiva ou negativamente para a variação de sua população. O que dá o valor de quão grande é esta contribuição são as suas devidas probabilidades de ocorrência no sistema. Estas equações são portanto:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n_1(t) &= -R_1 * n_1(t) + W_2 * n_2(t) + W_{31} * n_3(t) - S * n_1(t) * n_3(t), \\ \frac{\partial}{\partial t} n_2(t) &= R_1 * n_1(t) - (W_2 + R_2) * n_2(t) + W_{32} * n_3(t) + 2 * S * n_1(t) * n_3(t), \\ \frac{\partial}{\partial t} n_3(t) &= R_2 * n_2(t) - W_{32} * n_3(t) - W_{31} * n_3(t) - S * n_1(t) * n_3(t), \end{aligned} \quad (4)$$

onde $n_1(t)$, $n_2(t)$ e $n_3(t)$ são, respectivamente, as populações normalizadas dos níveis 1, 2 e 3, e, conseqüentemente: $n_1(t) + n_2(t) + n_3(t) = 1$. Onde:

- W_{ij} : como já mencionado acima é a probabilidade de transição do nível i para o nível j (por unidade de tempo);
- S representa as taxas de transição por relaxação cruzada, ou seja, a interação entre os íons vizinhos.
- $R_1 = \frac{\sigma_1 I_{in}}{h\nu}$ é relacionada com a probabilidade de transição por absorção entre o estado fundamental e o primeiro estado excitado (por unidade de tempo).
- $R_2 = \frac{\sigma_2 I_{in}}{h\nu}$ é a probabilidade de transição por absorção ressonante entre o primeiro e o segundo estado excitado (por unidade de tempo).

O gráfico 4 abaixo mostra a transmissão em função da intensidade incidente, no qual fica nítido que o efeito de absorção saturável reversa é reforçado na consideração de relaxação cruzada (transmissão cai mais rapidamente) e no outro a intensidade da fluorescência entre o segundo estado excitado e o estado fundamental da amostra em função da concentração de íons de Er^{3+} da amostra, o qual deixa claro a existência da relaxação cruzada.

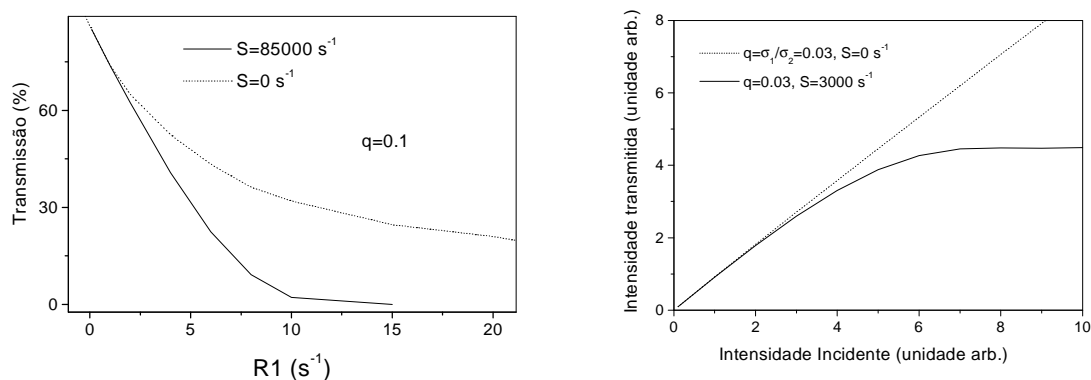


Figura – 4: À esquerda temos a transmissão em função da intensidade incidente ($\propto R1$) para os dois casos, na curva superior onde a relaxação é levada em consideração e na inferior a mesma é desconsiderada. À esquerda temos a intensidade incidente em função da intensidade transmitida, com e sem relaxação cruzada (S).

Como vimos a partir do gráfico 4 (esquerda) a inclusão da probabilidade de relaxação cruzada como correção ao modelo de Huff leva à predições corretas em relação ao efeito de absorção saturável reversa. O gráfico 4 (direita) mostra a simulação de intensidade incidente e intensidade transmitida com os parâmetros: $q=0.03$, $\lambda = 833 \text{ nm}$ e $S=0 \text{ s}^{-1}$ e $S=3000 \text{ s}^{-1}$, onde pode-se notar claramente que o efeito de limitação óptica pode ser conseguido com a escolha apropriada de S .

A importância deste modelo está na possibilidade de confecção de limitadores ópticos, fato este que têm uma aplicação para a construção de dispositivos, como por exemplo, computadores ópticos.

Conclusões

Este trabalho mostra a importância de incluir processos não radiativos, na análise dos efeitos de absorção saturável e absorção saturável reversa em íons de Er^{3+} . Mostrou-se que a existência de relaxação cruzada intensifica o efeito de absorção saturável reversa significativamente. Além disso, mostrou-se que é possível utilizar estes sistemas como limitadores ópticos, com a escolha apropriada de comprimento de onda incidente e concentração de íons de Er^{3+} (o que determina o valor da probabilidade de relaxação cruzada).

Agradecimentos

Os autores agradecem o suporte financeiro da CAPES para o aluno C. M. Nascimento e do CNPq.

REFERÊNCIAS

- [1] L. Huff and D. L. DeShazer, J. Opt. Soc. Am., 60, 157 (1970).
- [2] M. J. V. Bell, D. F. de Sousa, L. A. O. Nunes, J. Appl. Phys. **87**, 8264 (2000).