

掺 Er^{3+} 玻璃的光限幅特性研究

李玉琼¹, 孙真荣^{2*}, 康海峰², 元以中², 王祖康²

1. 上海理工大学理学院, 上海 200093

2. 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 华东师范大学物理系, 上海 200062

摘要 利用波长为 532 nm 的皮秒脉冲激光, 研究了掺 Er^{3+} 玻璃的光限幅特性和反饱和吸收。当入射功率不断增加且超过一定阈值时, 透射功率不再随着入射功率快速增大, 而是逐渐趋向于较稳定状态, 从而实现了**对强激光的光限幅效应**。进一步利用布居速率方程讨论了其机制并给出了激发态的吸收截面, 结果表明**激发态吸收是其主要的光限幅机理**。

关键词 非线性光学; 光限幅; 掺 Er^{3+} 磷酸盐玻璃; 激发态吸收

中图分类号: O437 文献标识码: A 文章编号: 1000-0593(2007)01-0005-03

引言

随着高灵敏、快响应光电探测器的普遍应用, 迫切需要研制出一些光限幅器来保护这些精密仪器^[1-3], 由于光限幅器的工作原理是基于材料的非线性光学特性, 所以选择合适的材料并研究它的光学非线性特性是非常重要的课题。近年来, 人们研究的光限幅材料已经从半导体材料扩展到高分子有机化合物^[4-9]。然而却很少有人对掺稀土玻璃的光限幅特性进行研究。掺稀土的重金属玻璃具有较高的光学非线性^[10-12], 很有可能成为合适的光限幅器材料, 所以有必要对这些材料的非线性性质进行研究。最近已有在掺 Nd^{3+} 的重金属玻璃中观测到了光限幅效应的报道^[13], 但尚未见有人报导掺 Er^{3+} 玻璃的光限幅效应。本文中研究了掺 Er^{3+} 重金属玻璃的非线性吸收特性, 分别观测到光限幅效应和反饱和吸收过程, 同时利用布居速率方程讨论了其机制并给出了激发态的吸收截面, 从而阐述了激发态吸收是其主要的光限幅机理。

1 实验

实验中所用的样品 $\text{ZnO} \cdot \text{Nb}_2\text{O}_5 \cdot \text{TeO}_2 : \text{Er}_2\text{O}_3$ 的制备过程如下: 先将粉末 TeO_2 (99.99% Aldrich), Nb_2O_5 (99.99% Aldrich), ZnO (99.99% Aldrich) 的摩尔量和浓度为 2% 的 Er_2O_3 混合, 然后在 780~830 °C 的温度下熔化 10~20 min,

再在 360~400 °C 温度下退火 4 h, 最后冷却至常温^[14]。

实验所用的光源为近高斯型皮秒脉冲激光(波长为 532 nm, 脉宽为 35 ps, 重复频率 10 Hz), 光束经过半透半反镜被分为两束, 一束光作为参考光被一个光电二极管接收; 另一束光经焦距为 10 cm 的第一个透镜汇聚后进入样品(焦点处的光束半径为 14 μm), 为了避免诸如自聚焦, 自散焦和非线性扩散等效应的影响, 在样品后放置了第二个焦距为 10 cm 的透镜, 汇聚后的透射光被另外一个光电二极管接收, 经 Boxcar 放大后被传输给计算机存储。为了测量在不同入射功率下样品透射功率的变化情况, 我们把一个可以连续旋转的衰减器放在第一个透镜前用来调节入射光束的功率。同时, 我们还利用开孔扫描实验对样品的非线性吸收特性进行了研究, 其中待测样品安置在一个平台上, 该平台由步进马达所驱动并可沿光束传播方向前后移动。以光的传播方向为轴, 凸透镜焦点处为坐标零点, 沿光路两侧分别为 $-z$ 和 $+z$ 方向, 样品沿 z 轴相对于焦点移动时, 光电二极管可以测出透射光强的变化情况。

2 结果与讨论

在可见光区域, $\text{ZnO} \cdot \text{Nb}_2\text{O}_5 \cdot \text{TeO}_2 : \text{Er}_2\text{O}_3$ 玻璃具有很宽的吸收带, 实验测得的吸收谱如图 1 所示, 吸收峰处于 576 nm 附近, 可以看出, 在 532 nm 处也有明显吸收, 测得其吸收截面为 $2.0 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 。

为了研究样品的非线性吸收特性, 我们利用波长为 532

收稿日期: 2005-12-28, 修订日期: 2006-03-18

基金项目: 国家自然科学基金项目(1023430, 10374030), 国家重大基础研究项目(1999075200), 教育部新世纪人材计划(NCET-04-0420), 上海市光科技项目(036105019)及上海市教育委员会曙光计划资助

作者简介: 李玉琼, 女, 1968 年生, 上海理工大学讲师 e-mail: liyuqiong138@163.com * 通讯联系人

©1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

nm 的皮秒脉冲激光测量了在不同入射功率下透射功率的变化情况, 实验结果如图 2 所示。图 2(a) 为透射功率与入射功率关系, 图 2(b) 为样品对应的透射率曲线。结果表明: 在入射功率较低时, 透射功率与入射功率呈线性关系, 即样品具有线性透射率。当入射功率不断增加且超过一定阈值时(约 1.2 mW) 透射功率与入射功率不再呈线性关系, 透射功率逐渐趋向于较稳定状态, 从而实现了强激光的光限幅效应。同时透射率的持续下降的趋势[如图 2(b) 所示]表明样品的光限幅效应是由反饱和吸收过程引起的^[15, 16]。

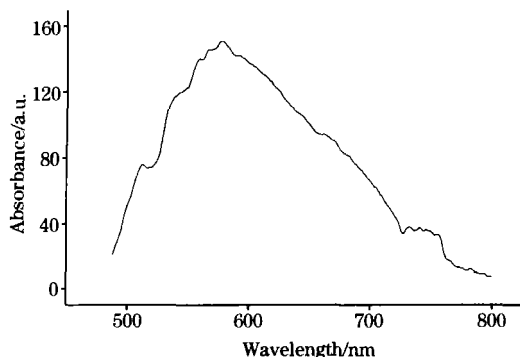


Fig. 1 Visible absorption spectrum of Er^{3+} -doped $\text{TeO}_2\text{-Nb}_2\text{O}_5\text{-ZnO}$ glass

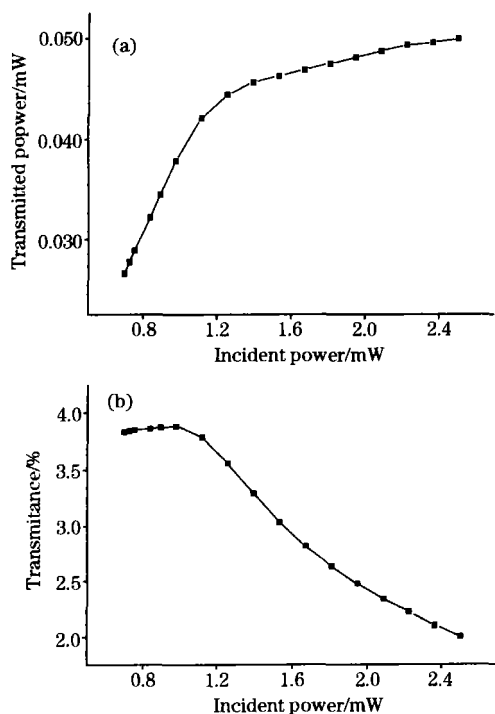


Fig. 2 Optical limiting response of Er^{3+} -doped $\text{TeO}_2\text{-Nb}_2\text{O}_5\text{-ZnO}$ glass

利用开孔扫描实验也可测量了样品的非线性吸收性质, 随着样品与焦点距离的减少, 入射到样品上的激光功率就会逐渐增大, 所以通过测量样品相对于焦点移动时透射率的变化情况, 也可以看出其非线性吸收性质。图 3 给出了实验结

果, 可以看出, 在焦点附近存在一明显的谷, 透过率随着距离的减小而减小, 在入射功率最强的焦点处($z = 0$), 透过率有一最小值, 又一次表明在波长为 532 nm 的皮秒脉冲激光的作用下, 样品存在反饱和吸收过程。

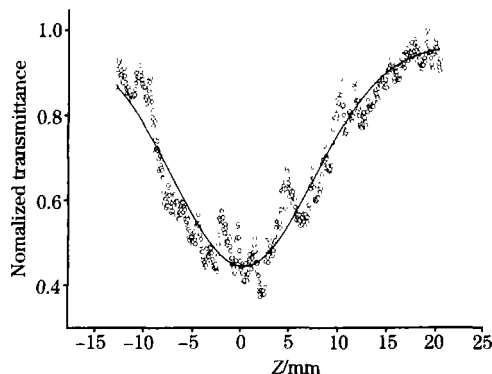


Fig. 3 Open-aperture Z-scan measurement for Er^{3+} -doped glass

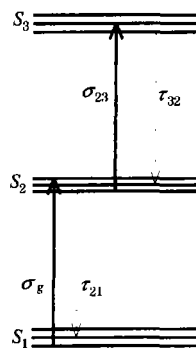


Fig. 4 Schematic diagram for the three-level model of Er^{3+} ions

我们知道, 反饱和吸收发生条件是激发态的吸收截面大于基态的吸收截面^[17, 18], 为了解释实验所测的结果, 我们建立了 Er^{3+} 离子的三能级模式, 如图 4 所示, 当波长为 532 nm 的皮秒脉冲激发 Er^{3+} 离子时, 样品通过吸收光子从基态 S_1 跃迁到第一电子激发态 S_2 振动能级上, 并迅速弛豫到第一电子激发态最低能级上, 再通过激发态吸收从第一激发态 S_2 跃迁到更高的激发态能级 S_3 上, 然后以极快的速度返回 S_2 , 寿命用 τ_{32} 表示。分子在 S_2 能级上有较长的寿命 τ_{21} (可认为 $\tau_{21} \rightarrow \infty$ ^[9]), 可以通过无辐射跃迁返回基态。这样布居数密度随时间的演化就可用下列公式表达

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\sigma_g N_1(t) I(t)}{\hbar \omega} \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{\sigma_g N_1(t) I(t)}{\hbar \omega} - \frac{\sigma_{23} N_2(t) I(t)}{\hbar \omega} + \frac{N_3(t)}{\tau_{32}} \quad (2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{\sigma_{23} N_2(t) I(t)}{\hbar \omega} - \frac{N_3(t)}{\tau_{32}} \quad (3)$$

$$N_T = N_1 + N_2 + N_3 \quad (4)$$

其中, N_i 表示第 i 个能级的布居数密度, σ_g 为基态的吸收截面, σ_{23} 为对应 $S_2 \rightarrow S_3$ 跃迁的激发态吸收截面。

一旦布居数密度确定下来, 激光光强在样品中随 z 的变化可用下式表示

$$\frac{dI}{dz} = -I(\sigma_g N_1 + \sigma_{23} N_2) \quad (5)$$

在 z 扫描实验中, 激光光强 I 随 z , r 和 t 的变化可表达为

$$I(z, r, t) = I_{00} \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp \left\{ - \left[\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \right\} \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau} \right) \right] \quad (6)$$

其中 $I_{00} = 2E/(\pi^{3/2} w_0^2 \tau)$, E 是脉冲能量, w_0 是焦点处的光束半径, τ 是脉冲宽度, $w(z) = w_0 [1 + (z/z_0)^2]^{1/2}$ 是 z 点处的光束半径, 其中 $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$, λ 是激光波长。

在我们的实验中, $w_0 = 14$ nm, $\tau = 35$ ps, $\lambda = 532$ nm, $I_{00} = 4 \times 10^{10}$ W · cm⁻², 图 3 给出了扫描实验数据的拟合曲线, 拟合得到激发态吸收截面 $\sigma_{23} = 7.7 \times 10^{-18}$ cm², 远大于

基态吸收截面, 这样就满足了反饱和吸收的条件, 从而解释了样品对激光的反饱和吸收, 即随入射激光功率的增加, 介质对激光的吸收大幅增加, 非线性透射率随之下降, 呈现出光限幅效应。

3 结 论

利用波长为 532 nm 的皮秒脉冲, 测得了 ZnO-Nb₂O₅-TeO₂:Er₂O₃ 玻璃的光限幅效应, 同时还观测到了反饱和吸收过程, 利用布居速率方程讨论了其机制并给出了激发态的吸收截面, 表明激发态吸收使得样品对激光呈现反饱和吸收, 进一步导致光限幅效应, 从而证明了该材料有望运用于光限幅器之中。

致谢: 非常感谢林健老师为我们提供了样品。

参 考 文 献

- [1] Sugimoto N, Kanbara H, Fujiwara S, et al. Opt. Lett., 1996, 21: 1637.
- [2] Catunda T, Baesso M L, Menaddeq Y, et al. J. Non Cryst. Solids, 1997, 213: 225.
- [3] Ozalp M R, Ozen G, Sennaroglu A, et al. Opt. Commun., 2003, 217: 281.
- [4] Peyghambarian N, Gibbs H M. J. Opt. Soc. Am., 1985, B2: 1215.
- [5] Venkatesan T, Wilkens B, Lee Y H, et al. Appl. Phys. Lett., 1986, 48: 145.
- [6] Poole C D, Garmire E. IEEE J. Quant. Electron., 1985, 1: 1370.
- [7] JIN Yarfeng, WANG Xiru, OU Hurling, et al (尹延锋, 王秀如, 欧慧灵, 等). Spectroscopy and Spectral Analysis (光谱学与光谱分析), 2004, 24(1): 33.
- [8] Rangt-Rojo R, Stranges L, Kar A K, et al. Opt. Commun., 2002, 203: 385.
- [9] Wei T H, Huang T H, Lin H D. Appl. Phys. Lett., 1995, 67: 2266.
- [10] Hashimoto T, Yamamoto T, Kato T, et al. J. Appl. Phys., 2001, 90: 533.
- [11] Zhu X, Li Q, Meng Z. Appl. Phys. Lett., 1997, 71: 867.
- [12] Hall D W, Newhouse M A, Berreli N F. Appl. Phys. Lett., 1989, 54: 1293.
- [13] Karthikeyan B, Reji Philip, Mohan S. Opt. Commun., 2005, 246: 153.
- [14] LI Yur qiong, SUN Zhen rong, ZHANG Shian, et al (李玉琼, 孙真荣, 张诗安, 等). Spectroscopy and Spectral Analysis (光谱学与光谱分析), 2006, 26(8): 1392.
- [15] Sun Zhenrong, Tong Minghong, Zeng Heping, et al. Physics Letters, 2001, 342: 323.
- [16] Zhu X R, Sun Z R, Niu R M, et al. J. Appl. Phys., 2003, 94: 4772.
- [17] Tutt L W, Melahon S W. Opt. Lett., 1990, 15: 700.
- [18] Hoffman R C, Stetick K A, Potember R S. J. Opt. Soc. Am., B6, 1989, 772: 89.

Optical Limiting Response in Er³⁺-Doped TeO₂-Nb₂O₅-ZnO Glass

LI Yur qiong¹, SUN Zhen rong^{2*}, KANG Hai feng², YUAN Yi zhong², WANG Zhi geng²

1. College of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China

2. Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy, Ministry of Education, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China

Abstract Nonlinear optical properties of Er³⁺ doped heavy metal telluride glass were studied by picosecond laser pulses. The optical limiting response was measured by a transmission technique, and the reverse saturable absorption (RSA) by a Z-scan technique. When the incident power reached the threshold, the transmitted power did not grow rapidly with the incident power as before, but remained almost constant. It means that the Er³⁺-doped glass possesses an optical limiting effect. The experimental results show that the excited absorption is responsible for the measured RSA, resulting in optical limiting response. The measured data can be well simulated by a rate equation model to obtain the absorption cross sections of the excited state.

Keywords Nonlinear optics; Optical limiting response; Er³⁺-doped telluride glass; Absorption of excited state

* Corresponding author

(Received Dec. 28, 2005; accepted Mar. 18, 2006)