

# 648 nm 激光雪崩抽运掺 Tm 晶体的本征光学 双稳特性研究\*

李 立<sup>1)†</sup> 张新陆<sup>2)</sup> 陈历学<sup>1)</sup>

1) 哈尔滨工业大学物理系, 哈尔滨 150001)

2) 哈尔滨工程大学理学院, 哈尔滨 150001)

(2007 年 4 月 7 日收到, 2007 年 5 月 14 日收到修改稿)

理论研究了 648 nm 激光雪崩抽运掺 Tm 晶体的本征光学双稳态. 根据系统的非线性速率方程理论, 推导出了稳态近似下雪崩阈值的解析表达式. 数值研究了光子雪崩动力学响应、本征光学双稳性以及系统参数对光学双稳态的影响等. 研究表明, 648 nm 激光抽运下可以观察到掺 Tm 激光晶体的  $2\ \mu\text{m}$  荧光辐射本征光学双稳态. 通过改变可控的实验参数能够实现光学双稳回线环的形状调节.

关键词: 光学双稳, 动力学, 掺 Tm 晶体, 光子雪崩

PACC: 4265P, 3280B, 3280K

## 1. 引 言

光学双稳态是在激光发现 15 年以后发现的一种新的非线性光学现象, 是激光物理中最重要的动力学行为之一. 光学双稳态一直是非线性光学和光电子学领域内的一个极为重要的研究方向. 光学双稳器件可以广泛应用于光通信、光计算、光传感、以及激光的控制和光学精密计量技术中.

光学双稳态是指光学系统中在一定的输入范围内对给定的输入参量存在两种能相互转换的稳定输出状态的现象. 实现光学双稳态的必要条件是系统同时具有光学非线性和反馈机理两个因素<sup>[1,2]</sup>. 最近, 原子尺度上新机理的本征(无腔镜)光学双稳态研究引起了人们的积极关注和兴趣. 由于可见光与红外光谱域在激光通信和光信息处理等领域具有重要的实际应用, 因此, 从可见光到红外光波段的本征光学双稳态研究备受关注意<sup>[3-14]</sup>. 近年来, 在三价镧系离子  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂玻璃系统<sup>[3]</sup>及掺杂卤化物  $\text{Cs}_3\text{Y}_2\text{Br}_9$ <sup>[4]</sup>,  $\text{Cs}_3\text{Lu}_2\text{Br}_9$ <sup>[5,6]</sup>,  $\text{CsCdBr}_3$ <sup>[6,7]</sup> 系统中, 实验上观察到了  $\text{Yb}^{3+}$  离子对的可见荧光与近红外荧光辐射的本征(无腔镜)光学双稳现象. 然而, 针对这些

本征光学双稳态产生的物理机理, 尤其是反馈机理尚不清楚. 基于 Bowden 等人的研究报告<sup>[15]</sup>, 多数研究者认为反馈机理应归因于  $\text{Yb}^{3+}$  对耦和相互作用引起的洛伦兹局域场修正<sup>[4,5,7]</sup>. Gamelin 等人最近的研究指出, 在掺杂晶体  $\text{Cs}_3\text{Lu}_2\text{Br}_9:\text{Yb}^{3+}$  和  $\text{CsCdBr}_3:\text{Yb}^{3+}$  系统中, 本征光学双稳态产生的物理机理应归因于激光热效应<sup>[6]</sup>. 这种观点与 Bowden 等人的完全不同. Noginov 等人理论研究了 Tm, Ho 共掺  $\text{YAlO}_3$  和 Tm, Yb 共掺  $\text{BaY}_2\text{F}_8$  激光晶体的本征光学双稳态, 提出了稀土离子掺杂激光晶体中非线性能量传递过程诱导产生本征光学双稳态的思想<sup>[8-10]</sup>, 这在本质上与温度依赖或热效应致本征光学双稳态根本不同. 目前, 三价镧系离子掺杂激光晶体的本征光学双稳态产生的物理机理仍处于讨论之中, 有待进一步深入地研究.

本文对 648 nm 光子雪崩波长激光抽运单掺 Tm 激光晶体的本征光学双稳特性进行理论与数值研究. 在考虑基态和激发态吸收、横向弛豫以及能量传递上转换等非线性能量传递过程的前提下, 建立系统的非线性速率方程理论. 根据非线性速率方程, 推导雪崩阈值条件的解析表达式, 分析本征光学双稳现象的存在. 数值研究光子雪崩动力学响应、本征光

\* 哈尔滨工程大学基础研究基金(批准号: HEUF04014)资助的课题.

† E-mail: lylee\_heu@yahoo.com

学双稳性以及系统参数对光学双稳态的影响等.

## 2. 理论分析

### 2.1. 速率方程理论

根据  $\text{Tm}^{3+}$  的光谱分析<sup>[16-18]</sup>,并考虑  $\text{Tm}^{3+}$  双重激发态谐振吸收过程,图 1 给出了 648 nm 激光雪崩抽运单掺 Tm 晶体的能级结构及跃迁过程.在 648 nm 激光抽运下,抽运光子与  $\text{Tm}^3\text{F}_4 \rightarrow ^1\text{G}_4$ ,  $^3\text{H}_4 \rightarrow ^1\text{D}_2$  激发态发生谐振相互作用,产生强烈的激发态谐振吸收.波长为 648 nm 的抽运光子被  $^3\text{F}_4$  与  $^3\text{H}_4$   $\text{Tm}^{3+}$  吸收分别跃迁到  $^1\text{G}_4$  与  $^1\text{D}_2$  能级(即 *a* 过程). $^1\text{G}_4$  与  $^1\text{D}_2$   $\text{Tm}^{3+}$  通过与其周围的  $\text{Tm}^{3+}$  横向弛豫(即 *b* 过程)导致  $^3\text{F}_4$  激发态粒子数密度急剧增加.在强烈的激发态谐振吸收和横向弛豫的共同作用下,系统诱发雪崩式粒子数反转集居,即光子雪崩<sup>[19,20]</sup>.需要指出,在此过程中抽运光子几乎不发生基态吸收,基态抽运很弱,甚至可以忽略.

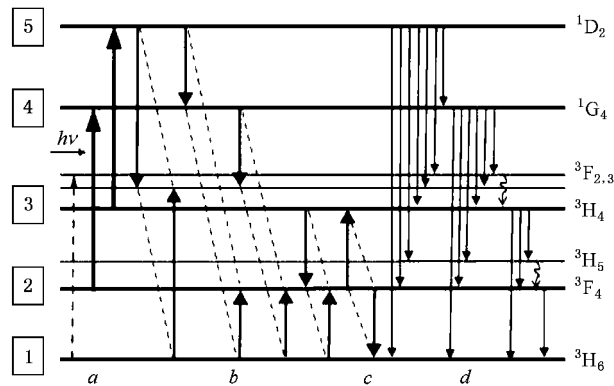


图 1 掺 Tm 系统的能级结构及跃迁过程示意图 (*a*. 基态和激发态吸收; *b*. 横向弛豫; *c*. 能量传递上转换; *d*. 自发辐射)

在 648 nm 激光抽运下,掺 Tm 晶体系统的非线性速率方程可表述为

$$\frac{dn_5}{dt} = \frac{P(t)}{Sh\nu}\sigma_{3 \rightarrow 5}n_3 - \beta_{5 \rightarrow 3,1 \rightarrow 3}n_5n_1 - \beta_{5 \rightarrow 4,1 \rightarrow 2}n_5n_1 - w_5n_5, \quad (1a)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = \frac{P(t)}{Sh\nu}\sigma_{2 \rightarrow 4}n_2 + \beta_{5 \rightarrow 4,1 \rightarrow 2}n_5n_1 + w_{5 \rightarrow 4}n_5 - \beta_{4 \rightarrow 3,1 \rightarrow 2}n_4n_1 - w_4n_4, \quad (1b)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = \frac{P(t)}{Sh\nu}\sigma_{1 \rightarrow 3}n_1 - \frac{P(t)}{Sh\nu}\sigma_{3 \rightarrow 5}n_3 + 2\beta_{5 \rightarrow 3,1 \rightarrow 3}n_5n_1 + \beta_{4 \rightarrow 3,1 \rightarrow 2}n_4n_1$$

$$- \beta_{3 \rightarrow 2,1 \rightarrow 2}n_3n_1 + \alpha n_2^2 + w_{5 \rightarrow 3}n_5 + w_{4 \rightarrow 3}n_4 - w_3n_3, \quad (1c)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = - \frac{P(t)}{Sh\nu}\sigma_{2 \rightarrow 4}n_2 + \beta_{5 \rightarrow 4,1 \rightarrow 2}n_5n_1 + \beta_{4 \rightarrow 3,1 \rightarrow 2}n_4n_1 + 2\beta_{3 \rightarrow 2,1 \rightarrow 2}n_3n_1 - 2\alpha n_2^2 + w_{5 \rightarrow 2}n_5 + w_{4 \rightarrow 2}n_4 + w_{3 \rightarrow 2}n_3 - w_2n_2, \quad (1d)$$

$$n = n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5. \quad (1e)$$

其中  $n$  为 Tm 离子的掺杂浓度. $n_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4, 5$ ) 表示基态和激发态能级的粒子数密度. $P(t)$  为时间调制抽运光场. $P/S$  为抽运功率密度. $h$  和  $\nu$  分别为普朗克常数和抽运光频率. $\sigma_{1 \rightarrow 3}$ ,  $\sigma_{2 \rightarrow 4}$  和  $\sigma_{3 \rightarrow 5}$  分别为基态,激发态  $^3\text{F}_4$  和  $^3\text{H}_4$  能级的吸收截面. $\beta_{i \rightarrow j, k \rightarrow l}$  表示能级  $i \rightarrow j$ ,  $k \rightarrow l$  的横向弛豫速率. $\alpha$  为能量传递上转换速率. $w_j$  为第  $j$  激发态能级的自发辐射速率. $w_{i \rightarrow j}$  表示第  $i$  激发态能级到能级  $j$  的自发辐射速率.

### 2.2. 雪崩阈值条件

下面将根据非线性速率方程理论推导雪崩阈值条件.首先对非线性速率方程作一些简化,忽略弱过程,只考虑光子雪崩的主要过程,即基态吸收、激发态吸收、横向弛豫、能量传递上转换和亚稳态能级自发辐射衰变等过程.在平衡状态下,激发态粒子数集居满足

$$\frac{dn_5}{dt} = \frac{dn_4}{dt} = \frac{dn_3}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = 0. \quad (2)$$

令归一化集居数密度  $\eta_i = n_i/n$  ( $i = 1, 2, 3, 4, 5$ ),由平衡态非线性速率方程可以得到

$$\frac{P_{th}}{S} = \frac{h\nu\eta_2}{2\tau_{eff}(\sigma_{1 \rightarrow 3}\eta_1 + \sigma_{2 \rightarrow 4}\eta_2 + \sigma_{3 \rightarrow 5}\eta_3)}. \quad (3)$$

其中  $\tau_{eff}$  为激发态  $^3\text{F}_4$  能级的有效寿命,  $\tau_{eff} \approx 1/w_2$ .考虑到光子雪崩过程中有如下近似关系,

$$\eta_1 \ll 1, \eta_3 \ll 1, \eta_2 \sim 1, \sigma_{2 \rightarrow 4} \sim \sigma_{3 \rightarrow 5}, \sigma_{1 \rightarrow 3} \ll \sigma_{2 \rightarrow 4}.$$

由 (3) 式计算得到雪崩阈值条件

$$\frac{P_{th}}{S} \approx \frac{h\nu}{\tau_{eff}(\sigma_{2 \rightarrow 4} + \sigma_{3 \rightarrow 5})}. \quad (4)$$

需要指出,尽管对系统的速率方程作了一些简化和假设,但得到的阈值条件仍是有效的.根据光子雪崩的动态过程, $\text{Tm}^3\text{F}_4$  能级的有效寿命是受非线性能量传递过程对  $^3\text{F}_4$  能级粒子数集居的贡献影响的.如果这种贡献与时间慢变功率调制(慢增和慢减)过程有关,就会导致对不同的功率调制过程,能级  $^3\text{F}_4$  的有效寿命  $\tau_{eff}$  将发生变化.根据阈值条件 (4)

式,有效寿命增大(或减小),雪崩阈值将减小(或增大),即雪崩阈值发生变化,雪崩过程产生滞后分岔,从而诱导本征光学双稳态的产生.双稳区宽度由雪崩阈值变化量决定.雪崩阈值变化  $\Delta P_{th}$  与  ${}^3F_4$  能级有效寿命变化  $\Delta\tau$  间的关系为

$$\Delta\left(\frac{P_{th}}{S}\right) \approx \frac{h\nu}{\tau_{eff}^2(\sigma_{2\rightarrow4} + \sigma_{3\rightarrow5})} \Delta\tau. \quad (5)$$

根据阈值条件(4)式和(5)式,不仅可以由  $Tm^3F_4$  能级有效寿命的变化情况从理论上预言双稳态的产生,而且可以利用数值计算或实验观测得到的雪崩阈值  $P_{th}$  来估计  ${}^3F_4$  能级有效寿命  $\tau_{eff}$  及其变化.

### 3. 数值计算与讨论

#### 3.1. 系统参数

表 1 给出计算采用的参数值,包括基态和激发态吸收截面、激发态能级自发辐射速率、离子掺杂浓度、横向弛豫和能量传递上转换等参数.需要指出,  $Tm^3F_4 \rightarrow {}^1G_4$ ,  ${}^3H_4 \rightarrow {}^1D_2$  激发态谐振波长分别为 643 nm 和 654 nm.在 648 nm 激光抽运下,  $Tm^3F_4 \rightarrow {}^1G_4$ ,  ${}^3H_4 \rightarrow {}^1D_2$  激发态吸收截面近似相等.选取晶体样品掺杂浓度为 3%  $Tm^{3+}$ , 粒子数密度约为  $n = 5.78 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

表 1 数值计算采用的相关参数值

参数	取值
$w_5/s^{-1}$	12595 <sup>a)</sup>
$w_{5\rightarrow4} : w_{5\rightarrow3} : w_{5\rightarrow2} : w_{5\rightarrow1}/s^{-1}$	72 : 781 : 6075 : 5667 <sup>a)</sup>
$w_4/s^{-1}$	695 <sup>a)</sup>
$w_{4\rightarrow3} : w_{4\rightarrow2} : w_{4\rightarrow1}/s^{-1}$	126 : 97 : 472 <sup>a)</sup>
$w_3/s^{-1}$	627 <sup>a)</sup>
$w_{3\rightarrow2} : w_{3\rightarrow1}/s^{-1}$	55 : 572 <sup>a)</sup>
$w_2/s^{-1}$	107 <sup>a)</sup>
$\beta_{3\rightarrow2,1\rightarrow2}/\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$8.7 \times 10^{-17\text{a}}$
$\beta_{4\rightarrow3,1\rightarrow2}/\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$8.7 \times 10^{-17\text{a}}$
$\beta_{5\rightarrow4,1\rightarrow2}/\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$5 \times 10^{-17\text{a}}$
$\beta_{5\rightarrow3,1\rightarrow3}/\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$5 \times 10^{-17\text{a}}$
$\alpha/\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$1 \times 10^{-18\text{a}}$
$\sigma_{3\rightarrow5}/\text{cm}^2$	$5.1 \times 10^{-21\text{b}}$
$\sigma_{2\rightarrow4}/\text{cm}^2$	$6.2 \times 10^{-21\text{b}}$
$\sigma_{1\rightarrow3}/\text{cm}^2$	$5 \times 10^{-23\text{b}}$
$n/\text{cm}^{-3}$	$5.78 \times 10^{20\text{b}}$

a)参考文献 [21], b)参考文献 [13].

#### 3.2. 光子雪崩瞬态响应

首先数值模拟 648 nm 激光脉冲抽运掺 Tm 晶体的光子雪崩瞬态响应.假定抽运源为 Q 开关 YAG 激光器,入射场为高斯型激光脉冲,时间调制形式表示为

$$\epsilon(t) = \epsilon_0 \exp\left[-\ln\sqrt{2}\left(\frac{t}{\tau_0/2}\right)^2\right],$$

其中  $\epsilon_0$  为高斯脉冲峰值,  $\tau_0$  为脉冲宽度,定义为脉冲的半高全宽.峰值功率  $P_0/S = |\epsilon_0|^2$ , 抽运功率  $P(t)S = |\epsilon(t)|^2$ .如图 2 所示,在抽运脉冲的上升沿阶段,随着抽运功率的增加,开始的一段时间内  $Tm^{3+}$  各能级粒子数密度  $n_j (j=1, 2, 3, 4, 5)$  变化非常小,几乎保持在初始的玻尔兹曼分布热力学平衡态.当抽运功率超过某一特定值(即雪崩阈值)时,  $Tm^{3+}$  能级粒子数密度  $n_j$  急剧变化,系统发生雪崩式粒子数反转集居,即光子雪崩.在抽运脉冲的下降沿阶段,随着抽运功率的降低,初始一段时间内  $Tm^{3+}$  能级粒子数密度  $n_j$  变化缓慢,系统几乎维持反转集居状态不变.当抽运功率低于某一特定值时,能级粒子数密度  $n_j$  急剧变化,激发态迅速解集居,光子雪崩过程终止,系统恢复到玻尔兹曼分布热力学平衡态.值得注意的是,基态和激发态  ${}^3F_4$  能级间的雪崩式粒子数反转集居过程最为强烈,是主导过程,而其他高阶激发态的集居数密度变化相对较小,在光子雪崩过程中充当非线性能量传递的中间能级.

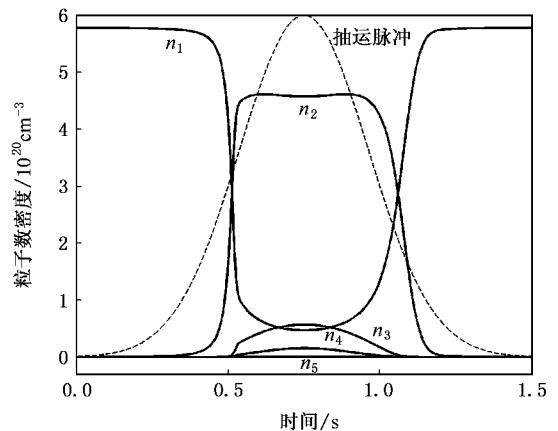


图 2 高斯脉冲抽运下光子雪崩瞬态响应(脉冲  $P_0/S = 8000 \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 0.5 \text{ s}$ )

下面分析光子雪崩的滞后分岔行为和光学双稳态的存在.图 3 数值模拟了光子雪崩的动态阈值过程.抽运源采用线性时间慢变功率调制方式.如图 3

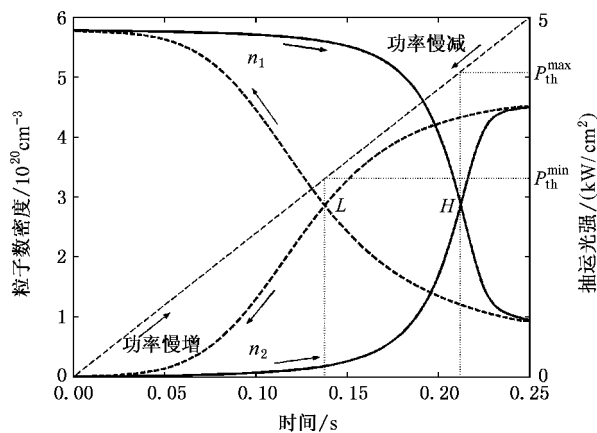


图3 光子雪崩的动态阈值过程(抽运功率的调制速率为 20 kW/cm<sup>2</sup>s,  $H$  和  $L$  分别代表光子雪崩的高和低阈值点)

所示,对抽运功率慢增加过程,  $\text{Tm}^{3+}$  基态(对应粒子数密度  $n_1$ )与激发态  $^3\text{F}_4$ (对应粒子数密度  $n_2$ )发生雪崩式粒子数反转集居的阈值为  $P_{\text{th}}^{\text{max}}$ (对应  $H$  点).对抽运功率慢减小过程,  $\text{Tm}^{3+}$  基态与激发态  $^3\text{F}_4$  解除粒子数反转集居的阈值为  $P_{\text{th}}^{\text{min}}$ (对应  $L$  点).抽运功率慢减过程相对于慢增过程,  $\text{Tm}^{3+}$  基态和激发态  $^3\text{F}_4$  的光子雪崩过程发生滞后分岔现象,相应的雪崩阈值  $P_{\text{th}}^{\text{min}}$  小于  $P_{\text{th}}^{\text{max}}$ .这是由于  $\text{Tm}^{3+} ^3\text{F}_4$  能级的有效寿命  $\tau_{\text{eff}}$  依赖于抽运功率调制过程,即系统的操作历史所导致的.由于随着抽运功率的增加,激发态吸收对  $^3\text{F}_4$  能级粒子数的解集居逐渐增强,相应地,  $^3\text{F}_4$  能级粒子数的减小将导致能级有效寿命  $\tau_{\text{eff}}$  减小,因此,根据阈值关系(4),有效寿命  $\tau_{\text{eff}}$  的减小将导致雪崩阈值的增大,即  $P_{\text{th}}^{\text{max}}$ .当抽运功率超过  $P_{\text{th}}^{\text{max}}$  时,系统将发生光子雪崩<sup>[10]</sup>.同理,对抽运功率慢减过程,由于激发态吸收引起的解集居作用的减弱使  $^3\text{F}_4$  能级有效寿命  $\tau_{\text{eff}}$  增加,从而导致雪崩阈值降低,即  $P_{\text{th}}^{\text{min}}$ .当抽运功率低于  $P_{\text{th}}^{\text{min}}$  时,光子雪崩过程终止.因此,抽运功率慢减过程对应的雪崩阈值  $P_{\text{th}}^{\text{min}}$  不同于慢增过程的雪崩阈值  $P_{\text{th}}^{\text{max}}$ ,由此在理论上预言了本征光学双稳态的存在.

数值计算给出阈值点  $H$  和  $L$  对应的阈值分别为  $P_{\text{th}}^{\text{max}}/S = 6720 \text{ W/cm}^2$  和  $P_{\text{th}}^{\text{min}}/S = 4480 \text{ W/cm}^2$ .由阈值条件(4)式可计算出  $H$  和  $L$  点对应的  $^3\text{F}_4$  能级有效寿命分别为  $\tau_{\text{eff}}^{\text{min}} = 4 \text{ ms}$  和  $\tau_{\text{eff}}^{\text{max}} = 6.1 \text{ ms}$ ,有效寿命变化  $\Delta\tau = 2.1 \text{ ms}$ ,平均有效寿命  $\tau_{\text{eff}} = (\tau_{\text{eff}}^{\text{max}} + \tau_{\text{eff}}^{\text{min}})/2$ .结合(5)式估算出雪崩阈值变化  $\Delta(P_{\text{th}}/S) = 2234 \text{ W/cm}^2$ .与数值结果  $\Delta(P_{\text{th}}/S) = 2240 \text{ W/cm}^2$  比较,理

论估计与数值结果符合得很好,误差约 0.27%.这表明,采用简化模型下的阈值条件来预计光子雪崩双稳行为是行之有效的.

### 3.3. 本征光学双稳态

掺  $\text{Tm}$  晶体的本征光学双稳态是光子雪崩的非线性阈值过程和非线性能量传递的动态竞争过程共同诱导的结果.首先,数值演示掺  $\text{Tm}$  晶体的本征光学双稳态,如图 4 所示.抽运源与图 2 采用的入射源相同.  $\text{Tm}^{3+}$  各能级粒子数密度  $n_j$  对抽运激光功率都存在双稳回线行为,但以基态和激发态  $^3\text{F}_4$  粒子数集居(即  $n_1$  和  $n_2$ )的双稳回线环最为显著.在双稳区内,同一抽运功率在功率增加过程和减小过程对应的能级粒子数密度不同.如对激发态  $^3\text{F}_4$  的集居粒子数密度  $n_2$ ,虽然双稳回线上  $A, B$  两点对应的抽运功率相同,但是,对功率增加过程  $n_2$  处于双稳态的低态  $B$  点,集居数密度很小,而对功率减小过程  $n_2$  则处于双稳态的高态  $A$  点,系统保持粒子数反转集居状态.由于亚稳态  $^3\text{F}_4$  能级的粒子数反转集居存在光学双稳行为,因此可以预言在实验上能够观察到  $\text{Tm}^{3+} ^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$  的  $2 \mu\text{m}$  红外荧光辐射双稳现象.另外,由于激发态能级粒子布居数均存在双稳行为,因此,在特定的实验条件下,可以观察到多色荧光辐射光学双稳态.

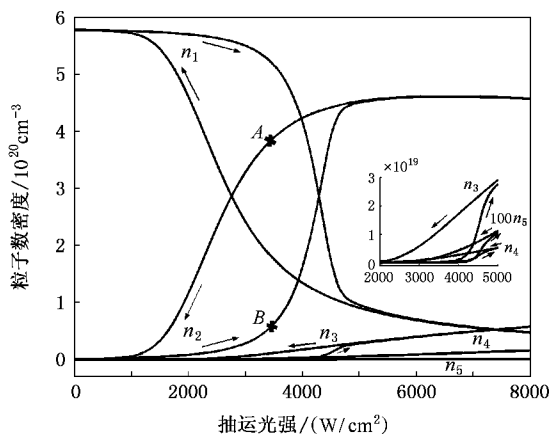
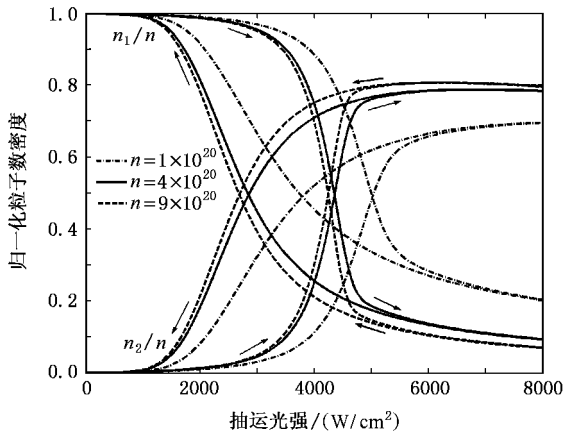
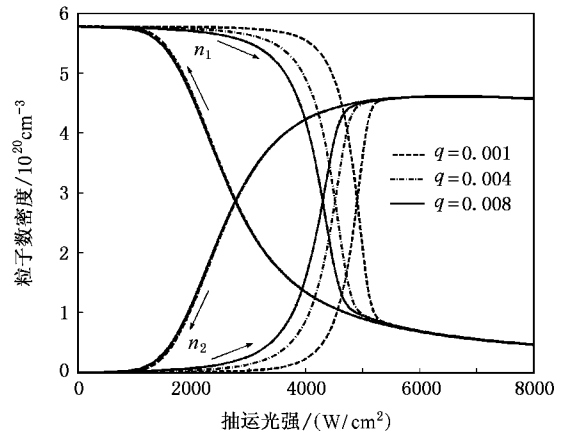


图4 掺 Tm 晶体的本征光学双稳态

下面研究系统参数对本征光学双稳态的影响,包括  $\text{Tm}$  离子掺杂浓度、基态与激发态抽运速率、以及能量传递上转换参数等.其中,掺杂浓度和抽运速率是实验可控的参数,能量传递上转换是光子雪崩不可避免的能量传递过程.

图5  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂浓度对光学双稳态的影响图6  $q$  参数对本征光学双稳态的影响

### 3.3.1. $\text{Tm}$ 离子掺杂浓度对光学双稳态的影响

如图5所示,随着  $\text{Tm}$  离子掺杂浓度的提高,双稳回线环左移,高、低阈值同时减小但几乎保持阈值间隔不变,双稳环高低态间隔增大.因此,提高  $\text{Tm}$  离子掺杂浓度能够降低双稳阈值,产生更加显著的本征光学双稳态.另外,对低浓度掺  $\text{Tm}$  晶体的数值研究表明, $\text{Tm}$  离子掺杂浓度的降低不仅导致光子雪崩双稳阈值的增大,更重要的是, $\text{Tm}$  离子掺杂浓度过低(如  $n < 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $0.15\% \text{ Tm}^{3+}$ )会严重削弱激发态吸收和横向弛豫过程,从而削弱甚至终止光子雪崩,导致光学双稳态退化甚至消失.可以预言,实验上观测低浓度掺  $\text{Tm}$  晶体 ( $< 0.15\% \text{ Tm}^{3+}$ ) 的本征光学双稳态是不可能的.

### 3.3.2. $q$ 参数对光学双稳态的影响

定义抽运速率  $R_1 = \sigma_{1 \rightarrow 3} P / Sh\nu$ ,  $R_2 = \sigma_{2 \rightarrow 4} P / Sh\nu$ ,  $R_3 = \sigma_{3 \rightarrow 5} P / Sh\nu$ ,  $R_2 \approx R_3$ ,  $q = R_1 / R_2$ .  $q$  参数描述了基态和激发态抽运速率的关系,具有波长依赖性,在实验上是可控的.如图6所示,随着  $q$  参数的增加,双稳回线环的高阈值降低,而低阈值几乎保持不变,双稳区宽度变窄,但双稳高低态间隔几乎保持不变.这表明,基态吸收愈强,抽运功率增加过程对应的高阈值愈低,而抽运功率减小过程对应的低阈值几乎不受影响.因此,调节  $q$  参数可以控制光学双稳态的双稳区宽度的变化.

### 3.3.3. 能量传递上转换对光学双稳态的影响

能量传递上转换是激光晶体的一个重要的能量传递过程,对实现能级粒子数反转集居有严重的影响<sup>[22, 23]</sup>.图7给出了能量传递上转换参数  $\alpha$  对本征光学双稳态的影响.随着能量传递上转换的增强,双稳回线环右移,高、低阈值同时增加,双稳区宽度变

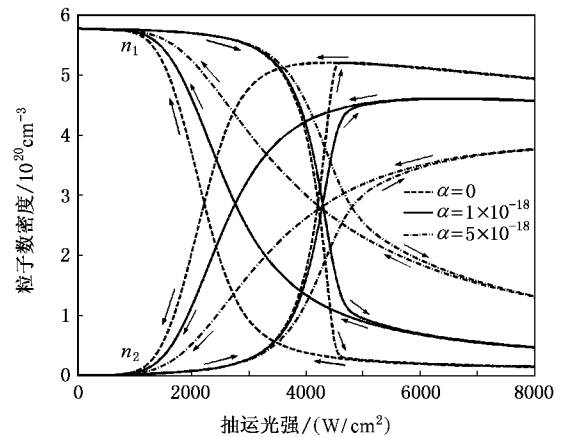


图7 能量传递上转换对光学双稳态的影响

窄,高低态间隔压缩.这是由于当抽运功率达到雪崩阈值时,激发态 $^3\text{F}_4$ 能级获得了粒子数集居,此时能量传递上转换的发生将削弱 $^3\text{F}_4$ 能级粒子数集居.这意味着能量传递上转换引起了激发态 $^3\text{F}_4$ 能级有效寿命的减小.根据阈值条件(4)和(5)式,必然导致雪崩阈值的增加和高低态间隔的压缩.值得注意的是,能量传递上转换对双稳态高阈值的影响较小,而对低阈值的影响较为显著.由此可见,能量传递上转换会导致双稳回线环的压缩和本征光学双稳态的退化.因此,抑制掺  $\text{Tm}$  激光晶体的能量传递上转换过程有助于实现低阈值显著的本征光学双稳态.

## 4. 结 论

本文理论研究了 648 nm 激光雪崩抽运掺  $\text{Tm}$  晶体的本征光学双稳态.根据非线性速率方程理论,推

导了雪崩阈值的解析表达式,对光子雪崩动力学响应、本征光学双稳态,以及系统参数对光学双稳态的影响等进行了详细的数值研究.数值结果表明,在 648 nm 激光抽运下,在实验上能够实现掺 Tm 激光

晶体的本征光学双稳态.改变实验可控的参数,如  $q$  参数,可以实现光学双稳回线环的形状调节.指出了提高晶体  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂浓度及抑制能量传递上转换过程有助于获得低阈值显著的本征光学双稳态.

- [ 1 ] Sziike A , Daneu V , Goldhar J , Kumit N A 1969 *Appl. Phys. Lett.* **15** 376
- [ 2 ] McCall S L , Gibbs H M , Churchill G G , Venkatesan T N C 1975 *Bull. Am. Phys. Soc.* **20** 636
- [ 3 ] Kuditcher A , Hellen M P , Florea C M , Winick K W , Rand S C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1898
- [ 4 ] Hellen M P , Gudel H U , Shu Q , Rai J , Rai S , Rand S C 1996 *J. Chem. Phys.* **104** 1232
- [ 5 ] Luthi S R , Hellen M P , Riedener T , Gudel H U 1998 *J. Lumin.* **76-77** 447
- [ 6 ] Gamelin D R , Luthi S R , Gudel H U 2000 *J. Phys. Chem. B* **104** 11045
- [ 7 ] Hellen M P , Kuditcher A , Rand S C , Luthi S R 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3050
- [ 8 ] Noginov M A , Vondrava M , Lucas B D , Steward C , Loutts G B 2001 *Proceedings of the 10th Annual International Laser Physics Workshop ( LPHYS '01 )* 7 40
- [ 9 ] Noginov M A , Casimir D , Vondrava M 2002 *Quantum Electronics and Laser Science Conference* **74** 65
- [ 10 ] Noginov M A , Vondrava M , Casimir D 2003 *Phys. Rev. B.* **68** 195119
- [ 11 ] Noginov M A , Vondrova M , Lucas B D 2001 *Phys. Rev. B* **65** 035112
- [ 12 ] Redmond S M , Rand S C 2003 *Opt. Lett.* **28** 173
- [ 13 ] Vondrova M , Lucas B D , Noginov M A 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1295
- [ 14 ] Ródenas A , Jaque D , Garcia S J 2006 *Phys. Rev. B* **74** 035106
- [ 15 ] Baoden C M , Sung C C 1979 *Phys. Rev. A* **19** 2392
- [ 16 ] Martin I R , Goutaudier C , Guy S , Guyot Y , Boulon G , Cohen-Adad M T , Joubert M F 1999 *Phys. Rev. B* **60** 7252
- [ 17 ] Miazato K , Sousa D F , Delben A , Delben J R , Oliveira S L , Nunes L A O 2000 *J. Non-Crystalline Solids* **273** 246
- [ 18 ] Bell M J V , Sousa D F , Oliveira S L , Lebullenger R , Hernandes A C , Nunes L A O 2002 *J. Phys. : Condens. Mater.* **14** 5651
- [ 19 ] Joubert M F , Guy S , Jacquier B 1993 *Phys. Rev. B* **48** 10031
- [ 20 ] Joubert M F *Opt. Mater.* 1999 **11** 181
- [ 21 ] Martin I R , Rodriguez V D , Guyot Y , Guy S , Boulon G , Joubert M F 2000 *J. Phys. : Condens. Mater.* **12** 1507
- [ 22 ] Zhang X L , Wang Y Z , Ju Y L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 117 ( in Chinese ) [ 张新陆、王月珠、鞠有伦 2005 物理学报 **54** 117 ]
- [ 23 ] Zhang X L , Wang Y Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1160 ( in Chinese ) [ 张新陆、王月珠 2006 物理学报 **55** 1160 ]

# Study on intrinsic optical bistability in Tm-doped laser crystal pumped at 648 nm avalanche wavelength<sup>\*</sup>

Li Li<sup>1</sup> 李 莉<sup>†</sup> Zhang Xin-Lu<sup>2</sup> 张 欣 璐<sup>2</sup> Chen Li-Xue<sup>1</sup> 陈 丽 雪<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*

<sup>2</sup> *College of Science, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*

( Received 7 April 2007 ; revised manuscript received 14 May 2007 )

## Abstract

Intrinsic optical bistability ( IOB ) in Tm-doped laser crystal pumped at 648 nm avalanche wavelength is predicted theoretically and studied numerically. Based on the theory of nonlinear rate equations, the analytical formula of avalanche threshold condition is deduced in the steady-state approximation. Transient response of photon avalanche, IOB and influence of system parameters on IOB are studied numerically. The numerical simulation shows that IOB of 2  $\mu\text{m}$  fluorescence emission in Tm-doped laser crystal can be experimentally observed. Controllable bistable hysteresis loop can be achieved by adjusting experimentally adjustable parameters.

**Keywords** : optical bistability, transient response, Tm-doped crystal, photon avalanche

**PACC** : 4265P, 3280B, 3280K

<sup>\*</sup> Project supported by the Basic Research Foundation of Harbin Engineering University, China ( Grant No. HEUF04014 ).

<sup>†</sup> E-mail : lylee\_heu@yahoo.com