

文章编号: 0253-2239(2005)10-1375-5

# Tm<sup>3+</sup>掺杂材料激光冷却的研究\*

贾佑华 印建平\*\*

(华东师范大学物理系光谱学与波谱学教育部重点实验室, 上海 200062)

**摘要:** 固体材料的激光制冷又称反斯托克斯荧光制冷, 是近年来刚兴起的全光学制冷技术。该技术的核心问题是制冷材料的选择。以 Tm<sup>3+</sup>掺杂离子为例, 从理论上分析了最小制冷能级间距与激光抽运速率的关系, 研究了不同抽运速率下制冷功率与能级间距的关系以及热-光转换效率与能级间距的关系, 获得了最佳热-光转换效率与抽运速率的关系, 结果表明, 最小的制冷能级间距约为 4500 cm<sup>-1</sup>, 能级间距在 5000~6000 cm<sup>-1</sup> 的宽度是比较合适的。最后探讨了 Tm<sup>3+</sup>掺杂材料用于激光冷却的可行性, 并讨论了制冷基体材料的合理选择问题。

**关键词:** 光学材料; 反斯托克斯荧光制冷; 抽运-荧光辐射循环; 抽运速率; 能级间距; 制冷功率; 热-光转换效率

中图分类号: O482.2; O482.31 文献标识码: A

## Research on Laser Cooling in Thulium-Doped Materials

Jia Youhua Yin Jianping

(Key Laboratory for Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy, Department of Physics,  
East China Normal University, Shanghai 200062)

**Abstract:** Laser cooling of solid material is also called anti-Stokes fluorescent cooling, and it is a developing all-optical cooling technology in recent years. The key question of this cooling technique is to choose suitable materials. Taking Tm<sup>3+</sup> ion as an example, relationship between the minimum energy gap and the laser pumping rate is analyzed, and the relationship between the energy gap and the cooling power as well as the relationship between the energy gap and the heat-light converting efficiency under the different pumping rate is studied, then the relationship between the optimal heat-light converting efficiency and the pumping rate is obtained. It is found that energy gap required in the cooling cycle should be at least 4500 cm<sup>-1</sup>. It is more appropriate to choose the energy gap at 5000~6000 cm<sup>-1</sup>. Finally, the feasibility of laser cooling of thulium-doped material and the choice of host material are briefly discussed.

**Key words:** optical materials; anti-Stokes fluorescent cooling; cycle of pumping and fluorescent radiation; pumping rate; energy gap; cooling power; heat-light converting efficiency

## 1 引言

早在 1929 年, Pringsheim 提出了利用反斯托克斯荧光对材料进行制冷的思想, 它指出某些材料可通过吸收某一直波长的激光并辐射短波长荧光而实现光学冷却。1995 年, 美国 Los Alamos 国家实验室的 Epstein 等<sup>[1]</sup>成功实现了掺杂 Yb<sup>3+</sup> 重金属氟化物玻璃 ZBLANP(ZrF<sub>4</sub>-BaF<sub>2</sub>-LaF<sub>3</sub>-AlF<sub>3</sub>-NaF-PbF<sub>2</sub>) 的激光冷却, 从而实验证了上述固体材料

激光冷却的思想。随后, 人们就反斯托克斯荧光制冷问题开展了一系列研究工作, 并取得了很大的进展。最近, 人们相继实现了各种掺 Yb<sup>3+</sup> 基质材料如 KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> 晶体, YAG 晶体, KPb<sub>2</sub>Cl<sub>5</sub> 晶体, KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> 晶体和 Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> 晶体等的激光冷却。因此, 制冷材料的选择无疑是激光冷却实验成败的关键问题之一。目前, 虽然稀土 Yb<sup>3+</sup> 掺杂材料是固体材料激光冷却研究中的主流, 但若能找到新的掺杂

\* 国家教育部博士点基金(20040269010)、上海市重点学科和教育部 211 工程专项基金资助课题。

作者简介: 贾佑华(1982~), 男, 安徽省含山县人, 华东师范大学光谱学与波谱学教育部重点实验室硕士研究生, 主要从事激光冷却、原子分子与量子光学方面的研究。E-mail: ys02122019@student.ecnu.edu.cn

\*\* 通信联系人。E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

收稿日期: 2004-11-02; 收到修改稿日期: 2004-12-23

离子，则可大大拓宽材料研究的范围及其应用领域，因此人们在不断地探索各种不同的稀土掺杂离子<sup>[2~5]</sup>。

2000 年，Hoyt 等<sup>[6]</sup>实现了掺 Tm<sup>3+</sup> ZBLANP 的反斯托克斯荧光制冷，从而实验验证了稀土离子 Tm<sup>3+</sup>用于激光冷却的可行性。Tm<sup>3+</sup>可以掺杂于多种晶体和玻璃基质，产生多种能级之间的跃迁<sup>[7]</sup>，上转换荧光辐射的波长有 454 nm, 472 nm, 646 nm 以及红外波段 1.9 μm<sup>[8,9]</sup>。因此，Tm<sup>3+</sup>掺杂材料是很有应用前途的激光冷却材料之一。2000 年，秦伟平等<sup>[10]</sup>利用掺杂离子 Yb<sup>3+</sup>的特性参量讨论了激光制冷中能级间距的选取问题。本文将利用稀土 Tm<sup>3+</sup>的特性参量分析了固体材料激光冷却过程中能级间距与激光抽运速率的关系，研究了单位时间制冷功率和热-光转换效率与能级间距的关系，获得了最佳热-光转换效率与抽运速率的关系，为 Tm<sup>3+</sup>掺杂材料的激光冷却实验提供理论依据。

## 2 冷却过程中抽运速率和能级间距的选择

不管选取何种制冷材料，其发光中心的选择是关键，而能级结构又是选择发光中心的关键。以 Tm<sup>3+</sup>为例，其能级结构如图 1 所示。由图 1 可见，Tm<sup>3+</sup>具有<sup>3</sup>H<sub>6</sub>、<sup>3</sup>F<sub>4</sub>、<sup>3</sup>H<sub>5</sub> 和<sup>3</sup>H<sub>4</sub> 等能级，其中<sup>3</sup>F<sub>4</sub> 有 9 个多重态斯塔克分裂子能级，<sup>3</sup>H<sub>6</sub> 有 13 个斯塔克分裂子能级<sup>[11]</sup>。显然，选择<sup>3</sup>F<sub>4</sub> 和<sup>3</sup>H<sub>6</sub> 为激光制冷工作能级较为合适，其中<sup>3</sup>F<sub>4</sub> 为激光抽运上能级，<sup>3</sup>H<sub>6</sub> 为激光抽运下能级，相应的抽运光频率为  $\nu$ ，荧光辐射频率为  $\nu_f$ ，且满足反斯托克斯荧光制冷的条件： $\hbar\nu_f > \hbar\nu$ 。

在图 1 所示的 Tm<sup>3+</sup>能级中，一个激光制冷循

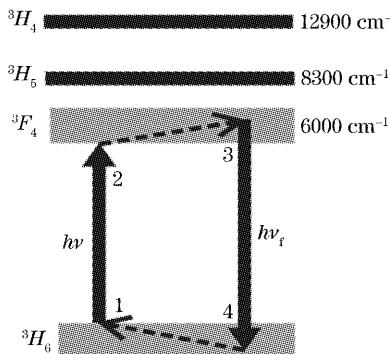


图 1 Tm<sup>3+</sup> 离子能级结构示意图

Fig. 1 Energy level structure of Tm<sup>3+</sup> ion

环过程是：Tm<sup>3+</sup> 离子首先吸收一个激光抽运光子  $\hbar\nu$ ，从下能级<sup>3</sup>H<sub>6</sub> 的 1 处跃迁到上能级<sup>3</sup>F<sub>4</sub> 的 2 处；接着，在宽能级<sup>3</sup>F<sub>4</sub> 内通过热弛豫（即无辐射跃迁）至 3 处；然后，Tm<sup>3+</sup> 离子辐射一个荧光光子  $\hbar\nu_f$ ，从<sup>3</sup>F<sub>4</sub> 的 3 处自发跃迁到<sup>3</sup>H<sub>6</sub> 的 4 处，并紧接着通过热弛豫（即无辐射跃迁）至 1 处，从而形成一个可重复并且闭合的激光抽运—荧光辐射冷却循环。由于上述两个无辐射跃迁在一个激光制冷循环过程中是同方向的，每一次循环带走的热量实际就是<sup>3</sup>H<sub>6</sub> 能级和<sup>3</sup>F<sub>4</sub> 能级内无辐射跃迁所致的热量损失之和。为了便于分析计算过程中理论模型的建立，我们近似地把<sup>3</sup>H<sub>6</sub> 能级和<sup>3</sup>F<sub>4</sub> 能级内的无辐射跃迁合并到激发态上，并取激发态分裂间距能量为图 1 中每次循环带走的能量。这类似于 Yb<sup>3+</sup> 的情况<sup>[10,12]</sup>。图 1 中与激光冷却有关的 Tm<sup>3+</sup> 能级图可简化为一个激发态能级分裂的二能级系统，如图 2 所示，其中 |1> 为基态，|2> 为激发态。下面我们将采用一个简化的二能级系统（见图 2）来分析荧光制冷中的激光抽运—荧光辐射过程。

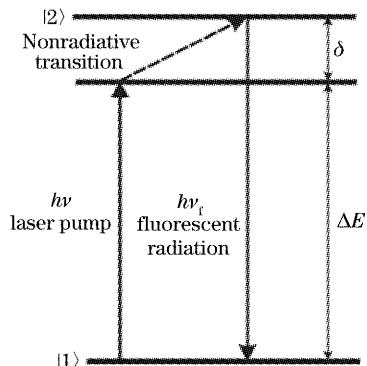


图 2 简化的能级结构

Fig. 2 Simplified energy level structure

在图 2 中，设基态到激发态下面的分裂能级间距为  $\Delta E$ ，激发态分裂的间距为  $\delta$ ，则无辐射跃迁的速率  $W_{nr}$  与能级间距的关系为<sup>[13]</sup>

$$W_{nr} = W_0 \exp(-\alpha \Delta E), \quad (1)$$

式中  $W_0$  和  $\alpha$  是与基体材料相关的参量。以 Tm<sup>3+</sup> 掺杂 ZBLAN 为例，Wetenkamp 等<sup>[13]</sup>对该材料进行了实验测量与数值拟合，得到  $W_0 = 1.99 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ， $\alpha = 2.1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ 。设在冷却过程中只存在辐射跃迁和无辐射跃迁两种形式，忽略杂质离子、荧光再吸收和能量传递等过程，并将声子振动能量单频近似为  $\delta$ ，则单位时间内无辐射跃迁产生的声子数为

$$N_{nr} = W_0 \exp(-\alpha \Delta E) \Delta E / \delta,$$

当发生反斯托克斯荧光辐射时，每次跃迁就可以通

过该过程带走一个声子,单位时间内辐射跃迁吸收的声子数为

$$N_r = [W_{\text{pump}} - W_0 \exp(-\alpha \Delta E)] \exp(-\delta/kT),$$

这里  $W_{\text{pump}}$  为抽运速率,它是与抽运光功率和材料吸收系数有关的参量,指单位时间内跃迁到激发态上的粒子数。 $k$  为玻尔兹曼常量, $T$  为绝对温度。显然,当  $N_r \geq N_{\text{nr}}$  时,表示有激光制冷效应。考虑抽运-荧光过程热平衡的临界情况,即  $N_{\text{nr}} = N_r$ ,我们有

$$\delta W_{\text{pump}} \exp(\alpha \Delta E) - W_0 \Delta E \exp\left(\frac{\delta}{kT}\right) - W_0 \delta = 0. \quad (2)$$

在(2)式中,通常可取  $T = 300$  K(室温)和  $\delta = 230$  cm<sup>-1</sup>,该数值可在实验中通过抽运波长和出射荧光波长的测量中推出。考虑到抽运光功率对抽运速率的影响,当抽运速率在 100~1000 s<sup>-1</sup> 之间变化时,通过(2)式的数值计算得到激光抽运速率与激光制冷最小能级间距之间的关系,如图 3 所示。由图 3 可看出,随着抽运速率的增大,最小制冷能级间距不断减小,这是因为能级间距的减小会导致无辐射跃迁几率的增加,这就要求更高的抽运速率才能保持热平衡。从图 3 大致可以看出激光制冷能级间距至少应有 4500 cm<sup>-1</sup>。

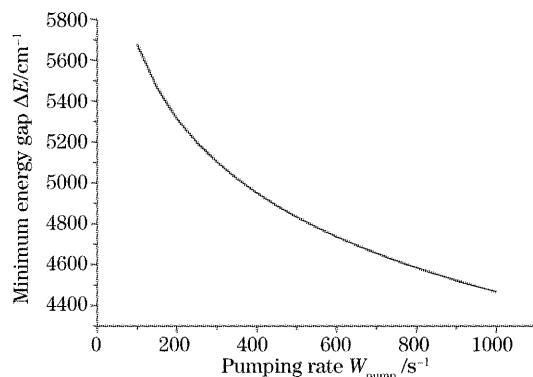


图 3 最小制冷能级间距与抽运速率的关系

Fig. 3 The relationship between the minimum energy gap and pumping rate

### 3 制冷功率和热-光转换效率的计算

在固体材料的激光冷却中,为了获得发光中心高的荧光量子效率,要求基态与激发态间的能级间距尽可能的大;另一方面,为了增加热-光转换效率,则要求抽运激光光子的能量尽可能的小。因此,选择合适的能级间距是激光冷却材料研究的核心问题,同时它对制冷功率和热-光转换效率有很大的影响。

#### 3.1 制冷功率的计算

单位时间内反斯托克斯荧光制冷的功率  $P_{\text{cool}}$  可定义为<sup>[6]</sup>

$$P_{\text{cool}} = P_{\text{flu}} - P_{\text{abs}} = P_{\text{abs}}(\lambda/\lambda_f - 1), \quad (3)$$

式中  $P_{\text{abs}}$  和  $P_{\text{flu}}$  分别为材料的吸收抽运光功率和荧光辐射功率,  $\lambda$  为激光抽运波长,  $\lambda_f$  为出射荧光波长。另一方面,单位时间内的制冷功率可定义为

$$P_{\text{cool}} = (N_r - N_{\text{nr}})\delta =$$

$$(\delta W_{\text{pump}} - W_{\text{nr}})\delta \exp\left(-\frac{\delta}{kT}\right) - W_{\text{nr}}\Delta E, \quad (4)$$

式中第一项表示单位时间内辐射跃迁吸收声子数的功率,第二项为单位时间内无辐射跃迁产生声子数的功率。利用(4)式,我们数值计算了不同抽运速率下单位时间内制冷功率与能级间距之间的关系,结果如图 4 所示。由图 4 可以看出,制冷功率随着抽运功率的增大而增大,并且随着能级间距的增大,制冷功率不断增加并最终趋于恒定值  $W_{\text{pump}} \delta \exp(-\delta/kT)$ ,这是由于制冷工作能级之间跃迁的量子效率逐渐趋于 1 所致。

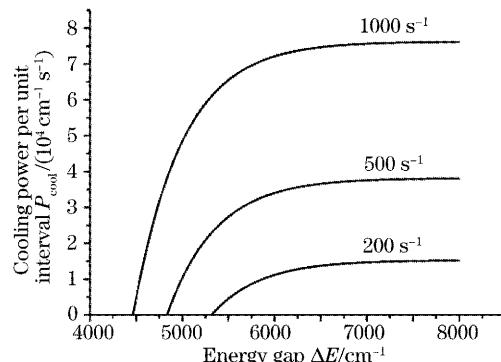


图 4 不同抽运速率下单位时间制冷功率同能级间距的关系

Fig. 4 The relationship between cooling power per unit interval and energy gap in different pumping rate

此外,由图 4 还可发现:随着激光抽运速率的增加,能够产生激光制冷效应的最小能级间距将显著减小,而单位时间最大制冷功率将成倍增大。例如当抽运速率的增加 5 倍时,单位时间最大制冷功率也增加 5 倍。

#### 3.2 热-光转换效率的计算

激光抽运能量与释放热量之间的关系通常可用热-光转换效率来表征,通过它可以看出光热之间的转换效率,也即制冷效率。平均热-光转换效率可定义为:

$$\Omega = \frac{P_{\text{cool}}}{P_{\text{abs}}} = \frac{P_{\text{flu}} - P_{\text{abs}}}{P_{\text{abs}}}, \quad (5)$$

将(4)式代入(5)式得到激光冷却过程中的平均热-光转换效率

$$\Omega = \frac{P_{\text{cool}}}{W_{\text{pump}} \Delta E} = \frac{(W_{\text{pump}} - W_{\text{nr}}) \delta \exp(-\delta/kT)}{W_{\text{pump}} \Delta E} - \frac{W_{\text{nr}}}{W_{\text{pump}}}, \quad (6)$$

其中  $W_{\text{pump}} \Delta E$  指单位时间制冷材料对抽运光的吸收功率。根据(6)式, 我们计算了不同抽运速率下热-光转换效率与能级间距的关系, 结果如图 5 所示。由图 5 可以看出, 对于每一个不同的抽运速率, 均存在一个热-光转换效率的最大值和相应的最佳能级间距, 这说明在该能级间距下, 能量的利用率最大。因此, 从该角度分析, 能级间距并非越大越好, 选择合适能级间距有助于提高转换效率。

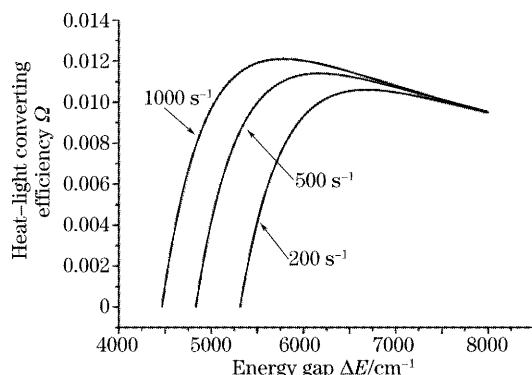


图 5 不同抽运速率下热-光转换效率和制冷能级间距的关系

Fig. 5 The relationship between heat-light converting efficiency and energy gap in different pumping rate

图 6 曲线(a)、(b)分别表示最大热-光转换效率及此时的最佳能级间距与抽运速率的关系。由(a)曲线可以看出抽运速率的增大有利于提高热-光转

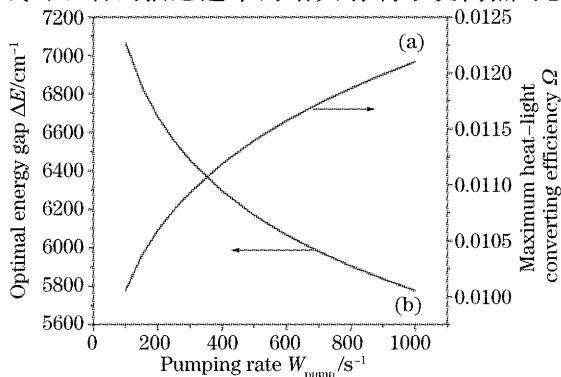


图 6 最大热-光转换效率(a)和最佳能级间距与抽运速率的关系(b)

Fig. 6 The relationship between maximum heat-light converting efficiency (a), optimal energy gap (b) and pumping rate

换效率, 但抽运速率的提高将受到激光抽运功率等因素的限制。从(b)曲线看出其走势与图 3 相似, 这说明最佳制冷能级间距同最小能级间距一样, 都会随着抽运速率的增大而减小。

#### 4 结果讨论与展望

通过以上分析可以看出, 制冷掺杂离子的选择关键在于抽运速率和能级间距的选取。如果只从制冷功率的角度考虑, 抽运速率大, 能级间距大, 则量子效率高, 制冷功率就高。但若从热-光转换效率的观点来看, 一方面, 抽运速率的增大显然会带来高的热-光转换效率, 但抽运速率会受实验条件等因素的制约, 不可能无限增大; 另一方面, 能级间距的适当选取显得更为重要, 因为对于不同的抽运速率, 存在一个最佳的能级间距。研究结果表明, 能级间距取值为  $5000 \sim 6000 \text{ cm}^{-1}$  比较合适。例如:  $\text{Yb}^{3+}$  离子的  $^2F_{5/2}$  和  $^2F_{7/2}$  能级之间的间距约为  $10000 \text{ cm}^{-1}$ , 虽然该离子掺杂的多种材料已在实验上实现了激光冷却, 但由于不是最佳的能级间距( $5000 \sim 6000 \text{ cm}^{-1}$ ), 因此, 该离子的热-光转换效率低;  $\text{Tm}^{3+}$  的  $^3H_6$  和  $^3F_4$  能级之间的间距约为  $5000 \text{ cm}^{-1}$ , 也已在实验上实现了激光冷却, 该离子的热-光转换效率较高。能级间距的选取还会影响该离子的制冷潜力, 因为冷却过程中产生的能量差满足<sup>[6]</sup>:

$$h\nu - h\nu_f = \beta k T,$$

$\beta$  是与实验设计几何形状等有关的参量,  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂材料其  $h\nu_f \approx 0.7 \text{ eV}$ , 而  $\text{Yb}^{3+}$  掺杂材料其  $h\nu_f \approx 1.25 \text{ eV}$ , 所以  $\text{Tm}^{3+}$  所允许的长波抽运波长范围较大, 它大约是  $\text{Yb}^{3+}$  离子制冷潜力的 2 倍。此外,  $\text{Ho}^{3+}$ 、 $\text{Er}^{3+}$  和  $\text{Dy}^{3+}$  离子都能找到符合上面能级间距要求的能级, 因此, 也可能成为激光冷却的候选掺杂离子<sup>[14,15]</sup>。

另一方面, 确定了掺杂离子, 制冷基体材料的选择同样很重要。基体材料的选择最重要的一点是要求在制冷能级间距下无辐射跃迁几率应尽可能低, 这是因为制冷过程中必须保证足够高的量子效率。例如: Wetenkamp 等测量了多种基体材料的无辐射跃迁几率与能级间距的关系。对于  $\text{Tm}^{3+}$  的  $^3H_6 \rightarrow ^3F_4$  能级, 约在  $6000 \text{ cm}^{-1}$  处, ZBLAN 材料的无辐射跃迁几率为  $0.64 \text{ s}^{-1}$ , 这远小于其荧光辐射跃迁几率  $83 \text{ s}^{-1}$ 。因此,  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂 ZBLAN 材料的量子效率很高, 符合激光制冷的要求, 而硼酸盐基体材料则不行。

## 参考文献

- 1 R. I. Epstein, M. I. Buchwald, B. C. Edwards *et al.*. Observation of laser-induced fluorescent cooling of a solid[J]. *Nature*, 1995, **377**(6549): 500~503
- 2 Li Jiacheng, Li Shuguang, Hu Hefang *et al.*. Spectroscopy of Yb<sup>3+</sup>-doped fluoroaluminate glasses[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(2): 232~236 (in Chinese)  
李家成,李顺光,胡和方等. Yb<sup>3+</sup>掺杂氟铝酸盐玻璃的光谱性质[J]. 中国激光, 2004, **31**(2): 232~236
- 3 Huang Lilei, Wu Liangneng, Fu Yanbin. The study on lasing performance of Tb, Tm: YVO<sub>4</sub> crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(7): 887~891 (in Chinese)  
黄莉蕾,邬良能,付晏彬. Tb, Tm: YVO<sub>4</sub>晶体的激光性能分析[J]. 光学学报, 2003, **23**(7): 887~891
- 4 Junjie Zhang, Shixun Dai, Shiqing Xu *et al.*. Amplified spontaneous emission properties of a single mode Er<sup>3+</sup>-doped tellurite fiber[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(9): 543~545
- 5 Rao Haibo, Cheng Jianbo, Huang Zonglin. Sensitization of Ga<sup>3+</sup> ion on the characteristic fluorescence of Tb<sup>3+</sup>: YAG layers grown by LPE[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(2): 264~267 (in Chinese)  
饶海波,成建波,黄宗琳. Tb<sup>3+</sup>: YAG 单晶荧光层中掺杂 Ga<sup>3+</sup> 地荧光敏化作用[J]. 光学学报, 2004, **24**(2): 264~267
- 6 C. W. Hoyt, M. Sheik-Bahae, R. I. Epstein *et al.*. Observation of anti-Stokes fluorescence cooling in thulium-doped glass[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(17): 3600~3603
- 7 Song Feng, Guo Hongcang, Shang Meiru *et al.*. Luminescence of Tm<sup>3+</sup> in YVO<sub>4</sub> crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(11): 1392~1395 (in Chinese)  
宋峰,郭红沧,商美茹等. Tm<sup>3+</sup>: YVO<sub>4</sub>晶体中 Tm<sup>3+</sup> 的发光研究[J]. 光学学报, 2001, **21**(11): 1392~1395
- 8 Feng Yan, Chen Xiaobo, Song Feng *et al.*. Upconversion luminescence of Tm<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup> ZBLAN glass under 798 nm LD pumping[J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(4): 552~556 (in Chinese)  
冯衍,陈晓波,宋峰等. 798 nm 半导体激光激发下 Yb<sup>3+</sup>, Tm<sup>3+</sup> ZBLAN 玻璃的上转换发光[J]. 光学学报, 1999, **19**(4): 552~556
- 9 Zhang Long, Qi Changhong, Lin Fengying *et al.*. IR emission and frequency upconversion in Tm<sup>3+</sup> doped fluoroaluminate glass [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(2): 233~237 (in Chinese)  
张龙,祁长鸿,林凤英等. Tm<sup>3+</sup> 离子掺杂氟铝酸盐玻璃红外及上转换光谱性质[J]. 光学学报, 2002, **22**(2): 233~237
- 10 Qin Weiping, Chen Baojiu, Qin Guanshi *et al.*. Energy gap choosing in laser cooling[J]. *Chin. J. Luminescence*, 2000, **21**(2): 99~103 (in Chinese)  
秦伟平,陈宝玖,秦冠仕等. 激光制冷中能级间距的选择[J]. 发光学报, 2000, **21**(2): 99~103
- 11 Liu Fuyun, Cao Yuhui. Tm: YAG laser and prospect in application[J]. *Laser and Infrared*, 1997, **27**(2): 70~73 (in Chinese)  
刘福云,曹余惠. Tm: YAG 激光器及其应用前景[J]. 激光与红外, 1997, **27**(2): 70~73
- 12 A. Rayner, N. A. Heckenberg, H. R. Dunlop. Condensed-phase optical refrigeration[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2003, **20**(5): 1037~1053
- 13 C. W. Hoyt, M. P. Hasselbeck, M. Sheik-Bahae *et al.*. Advances in laser cooling of thulium-doped glass[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2003, **20**(5): 1066~1074
- 14 Wang Yan, Yin Shaotang, Yu Xiling *et al.*. Thermal behavior of the fluorescence lines of Ho<sup>3+</sup> in Cr, Tm, Ho: YAG[J]. *Chin. J. Lasers*, 2002, **B11**(3): 228~232
- 15 Huang Lilei, Hong Zhi, Zhuang Jian. The study on the interaction between Tm<sup>3+</sup> and Tb<sup>3+</sup> rare earth ions in YVO<sub>4</sub> crystal[J]. *Chin. J. Lasers*, 2001, **B10**(6): 450~454