

Tm³⁺ 掺杂光纤激光制冷的理论分析*

孙海生 贾佑华 纪宪明 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)

(2005 年 11 月 11 日收到, 2006 年 1 月 17 日收到修改稿)

近年来, 掺 Tm³⁺ ZBLANP 玻璃已成为固体材料激光冷却领域中最有希望的新材料之一, 但有关掺 Tm³⁺ ZBLANP 光纤的激光冷却尚未见到理论研究与实验报道. 本文采用一个简单的理论模型, 就 Tm³⁺ ZBLANP 光纤的激光冷却进行了理论研究与分析, 讨论了量子效率、抽运功率、背景吸收、出射荧光波长变化和环境黑体辐射等对激光制冷效果的影响, 得到了一些有趣的重要结果, 可为掺 Tm³⁺ ZBLANP 光纤的激光冷却实验提供可靠的理论依据.

关键词: 固体激光冷却, 反斯托克斯荧光, 掺 Tm³⁺ ZBLANP 光纤

PACC: 7855, 7830

1. 引 言

当介质发生反斯托克斯 Raman 散射时, 反斯托克斯荧光光子的能量大于吸收入射光子的能量, 二者间的能量差来自于对介质热能的吸收, 并以光辐射的形式带走. 由于入射光使用的是激光, 所以反斯托克斯荧光制冷又称激光制冷或激光冷却. 1929 年 Pringsheim 首先提出可利用反斯托克斯 Raman 散射对材料进行制冷的思想, 称之为反斯托克斯荧光制冷. 这一过程似乎与人们的生活经验相违背, 故当这一制冷思想刚被提出时, Vavilov 就提出了质疑, 认为利用反斯托克斯荧光冷却介质违背热力学第二定律. 后来 Landau 考虑了自发辐射荧光相对于入射光在方向性、单色性、相干性方面的变化, 证明整个系统的熵是增加的, 并没有违背热力学第二定律, 从而首次证明了反斯托克斯荧光制冷的可行性. 此后, 人们就气体^[1]、液体(如有机染料^[2-5])和固体^[6-9](如稀土离子掺杂的玻璃、光纤、晶体和半导体等)材料的激光制冷进行了理论分析和实验研究^[10-12], 但是实验进展非常缓慢. 直到 1995 年 Epstein 等利用红外激光诱导反斯托克斯荧光使 Yb³⁺ 离子掺杂的 ZBLANP 晶体温度降低了 0.3K^[13], 实现了反斯托克斯荧光制冷的历史性突破. 不久, Mungan 对镱离子

掺杂的 ZBLANP 光纤样品实现了从 298K 到 282K 的降温^[14]. Luo 和 Gosnell 等人对同种光纤样品实现了从 298K 到 277K 的降温^[15]. 时隔一年后 Gosnell 等又实现了从 301K 到 236K 的降温^[16], 即取得了 65K 降温的重大实验进展. 与其他制冷技术相比较, 固体材料的激光制冷具有以下特点: 无机械振动, 既不产生电磁辐射又不受外界电磁辐射的影响; 工作寿命长. 有人预测上述特点有可能使激光制冷技术在很多领域, 特别是在空间技术中获得应用^[13, 17]. 国内对固体材料激光制冷的研究相对较晚, 目前已有小组在激光制冷的理论和实验方面也进行了研究, 并且取得了一些成果^[18, 19].

目前, 固体材料激光冷却实验中采用的样品多为 Yb³⁺ 离子掺杂的重金属氟化物玻璃与光纤或晶体材料, 对 Tm³⁺ 离子掺杂材料的研究相对比较少. 与 Yb³⁺ 离子掺杂材料相比较, Tm³⁺ 离子掺杂材料的制冷效率大约是前者的两倍, 高纯度 Tm³⁺ ZBLANP 样品发光时的量子效率接近 1, 而且基体材料对激光的吸收比较少, 辐射荧光的波长与抽运波长无关, 当抽运激光波长大于辐射荧光波长时, 即可以实现制冷. 文献报道了 Hoyt 等对 Tm³⁺ 离子掺杂玻璃的激光制冷^[20, 21], 已经实现了 1.2K, 19K 的降温. 然而, 有关掺 Tm³⁺ ZBLANP 光纤的激光冷却至今尚未见到理论研究与实验报道. 光纤样品由于其形状的

* 教育部高等学校博士学科点专项科研基金(批准号 20040269010)上海市重点学科和教育部 211 工程专项基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: jipin@phy.ecnu.edu.cn

特点, 不仅有利于抽运光的吸收, 而且有利于自发辐射荧光的出射, 能够实现更大的降温. 为此, 我们采用简化的理论模型, 就 Tm^{3+} 离子掺杂光纤样品的激光制冷进行了详细的理论研究与分析. 本文第 2 节简单介绍了一种用于固体材料激光冷却研究与分析的理论模型, 第 3 节详细讨论了量子效率、抽运功率、背景吸收、出射荧光波长变化和环境黑体辐射等对激光制冷效果的影响, 最后一节简单总结了本文所得到的主要研究结果与结论.

2. 稀土离子掺杂材料激光制冷的理论模型

反斯托克斯荧光制冷 (即激光制冷) 是利用介质发射反斯托克斯荧光时, 入射光子和出射光子之间的能量差带走介质的能量, 能量差来自对介质声子的吸收. 反斯托克斯荧光制冷的原理如图 1 所示, 图中的能级是 Tm^{3+} 离子掺杂在 ZBLANP ($\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF-PbF}_2$) 内经过 Stark 分裂的能级, 制冷过程利用的是 Tm^{3+} 离子 $^3\text{H}_6\text{-}^3\text{F}_4$ 的跃迁^[20]. 这一制冷循环过程包括: 吸收光子、热弛豫 (吸收热量)、自发辐射 (放出荧光光子) 和热弛豫. 当介质发射反斯托克斯荧光时吸收介质中的声子, 把介质的振动能量转化为光子能量发射出去, 从而实现介质的激光冷却. 吸收一个能量为 $h\nu$ 的激光光子, 放出平均能量为 $h\nu_f$ 的荧光光子, 带走 $h\nu_f - h\nu$ 的热能. 这里 $h\nu_f$ 为荧光辐射的平均能量, 平均波长 λ_f 可以根据样品的荧光发射光谱计算得到^[22]: $\lambda_f = \frac{\int I(\lambda)\lambda d\lambda}{\int I(\lambda)d\lambda}$, $I(\lambda)$ 是荧光光谱强度. 对于 Tm^{3+} ZBLANP 材料, 其辐射荧光的平均波长为 $1.803\mu\text{m}$. 在实验中, 仅当抽运波长大于荧光平均波长, 即 $\lambda > \lambda_f$ 时, 才能实现激光制冷.

在理想条件下, 可以根据速率方程求得固体材料激光冷却的制冷功率^[23]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{P_{\text{abs}}^r}{h\nu} - W_{\text{rad}}N - W_{\text{nr}}N + (1 - \eta_e)W_{\text{rad}}N, \quad (1)$$

式中 N 是 Tm^{3+} 离子在激发态的离子数密度, $h\nu$ 是抽运光子的能量, W_{rad} 和 W_{nr} 分别是辐射弛豫和无辐射弛豫的速率, P_{abs}^r 是共振吸收功率密度. 方程 (1) 中的最后一项描述荧光再吸收的影响. 由于材料对荧光的吸收将造成加热, η_e 是从材料中出射荧光功

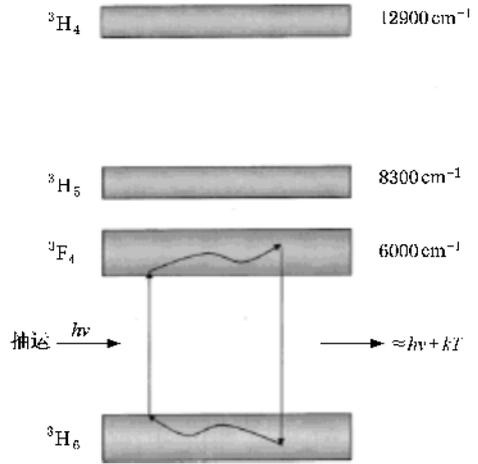


图 1 Tm^{3+} 离子掺杂材料反斯托克斯荧光制冷的能级结构

率和自发辐射过程产生总的荧光功率之比. 当介质的温度达到稳定状态后, 即当 $\frac{dN}{dt} = 0$ 时, 样品吸收的功率密度为^[24]

$$P_{\text{net}} = P_{\text{abs}}^r + P_{\text{abs}}^b - \eta_e N_{\text{ss}} h\nu_f W_{\text{rad}}, \quad (2)$$

式中 P_{abs}^r 和 P_{abs}^b 分别为共振吸收和背景吸收的功率密度, N_{ss} 为平衡状态下处于激发态的离子数密度. 这里 $P_{\text{abs}}^i = P_{\text{in}}(\alpha_i / \alpha_{\text{total}})(1 - \exp[-\alpha_{\text{total}}L])$, i 代表 r, b , P_{in} 为入射激光功率. 将根据 $\frac{dN}{dt} = 0$ 得出的激发态的离子数密度 N 代入 (2) 式, 得到制冷功率的表达式^[21]

$$P_{\text{cool}} = P_{\text{abs}} \eta_{\text{cool}} = [P_{\text{in}}(1 - \exp(-\alpha_{\text{total}}L))] \times \left[\eta_q \frac{\lambda}{\lambda_f} \frac{\alpha_r(\lambda)}{\alpha_r(\lambda) + \alpha_b} - 1 \right], \quad (3)$$

式中背景吸收与抽运波长无关, $\eta_q = \frac{\eta_e W_{\text{rad}}}{\eta_e W_{\text{rad}} + W_{\text{nr}}}$ 为外量子效率. 当 (3) 式中的第 2 项大于零时, 表示存在激光制冷效果.

当样品温度达到稳定状态时, 制冷功率等于热负载, 即 $P_{\text{cool}} = P_{\text{load}}$, 如果忽略热传导和热对流造成的样品和周围环境间的能量交换, 样品与周围环境的耦合是来自真空室的黑体辐射^[23]:

$$P_{\text{load}} \approx 4\epsilon_s A_s \sigma T_s^3 \Delta T, \quad (4)$$

这里 ϵ_s 为样品的发射系数, A_s 为样品的表面积, σ 为斯特藩-玻尔兹曼常数, ΔT 为样品和周围环境之间的温差.

另一方面, 激光制冷过程中样品的温度变化可由下式给出^[24]:

$$C \frac{dT}{dt} = P_{\text{total}} = P_{\text{cool}} + P_{\text{load}}, \quad (5)$$

式中 $C = c_m \rho V_s$, c_m 为材料的比热, ρ 为密度, V_s 为样品的体积. 如果将由(1)式和(4)式分别得到的制冷功率和负载功率代入(3)式, 并结合初始条件($t = 0$ 时): $T_s = T_r = 300\text{K}$, 即可得到激光冷却材料的温降为^[24]

$$\Delta T = \frac{P_{\text{abs}} \eta_{\text{cool}}}{\kappa C} (\exp[-t/\tau] - 1), \quad (6)$$

式中 $\kappa = \frac{4\epsilon_s \sigma A_s T_r^3}{C}$, 而 $\tau = 1/\kappa$. 根据上述理论模型, 即可详细分析和讨论荧光量子效率、抽运功率、背景吸收、出射荧光波长变化和环境黑体辐射等对激光制冷效果的影响.

3. Tm^{3+} 掺杂光纤样品激光制冷的理论计算与分析

我们知道欲实现固体材料的激光制冷, 至少要满足两个最基本条件: (1)量子效率接近1; (2)抽运波长大于平均荧光波长. 假设量子效率为 η_q , 当入射激光的能量为 E 时, 荧光光子从介质材料中带走的热能为 $E\eta_q(\lambda/\lambda_f) - E$, 所以, 要实现激光制冷必须满足 $\eta_q \lambda > \lambda_f$. 考虑到其他加热作用的存在, $\eta_q \lambda > \lambda_f$ 是激光制冷最基本的条件, 而且制冷功率必须大于产生加热的功率. 加热来自从激发态到基态的无辐射弛豫、杂质离子对抽运光的吸收、背景吸收、样品对自发辐射荧光的再吸收等. 下面就上述各种因素对 Tm^{3+} :ZBLANP 光纤激光制冷的影响进行

讨论.

3.1. 荧光量子效率的影响

根据(3)和(6)式, 我们计算了不同量子效率下激光制冷 Tm^{3+} :ZBLANP 光纤的温度与激光制冷时间及其与抽运波长 λ 的关系, 计算结果如图2所示. 图2(a)是 Tm^{3+} :ZBLANP 光纤在波长 $1.9\mu\text{m}$ 激光抽运下, Tm^{3+} :ZBLANP 光纤样品温度随时间变化的关系. 在计算中, 光纤材料的量子效率分别取为 0.99, 0.98, 0.97 和 0.965, 抽运光的功率为 3W, 光纤的直径和长度分别为 $250\mu\text{m}$ 和 1cm, 其共振吸收系数 0.024706cm^{-1} , 背景吸收系数为 0.0004cm^{-1} . 图2(b)是单位抽运功率的温度改变(即光纤温度变化与入射激光功率之比 $\Delta T/P_{\text{in}}$)和抽运波长 λ 之间的关系. $\Delta T/P_{\text{in}}$ 表示单位入射功率引起的温度变化, 取负值表示制冷. 在计算中, 量子效率分别取为 1.0, 0.99, 0.98 和 0.97, 背景吸收系数为 0.0004cm^{-1} , 环境温度为 300K.

从图2(a)可以看出: (1)当荧光量子效率小于 0.96 时, 光纤材料的激光制冷效应将消失; (2)随着荧光量子效率的增加, 激光制冷效应快速增强. 特别地, 当量子效率为 0.99 时, 样品温度降从 300K 降至 260K; (3)随着荧光量子效率的增加, 激光制冷时间也将增加. 当量子效率为 0.99 时, 激光制冷时间约为 100s; 由图2(b)可知, 随着荧光量子效率的增加, 实现制冷的波长范围变大, 而且最佳的抽运波长将不断减小. 当量子效率为 0.99 时, 最佳地抽运波长将减小为 $1.86\mu\text{m}$.

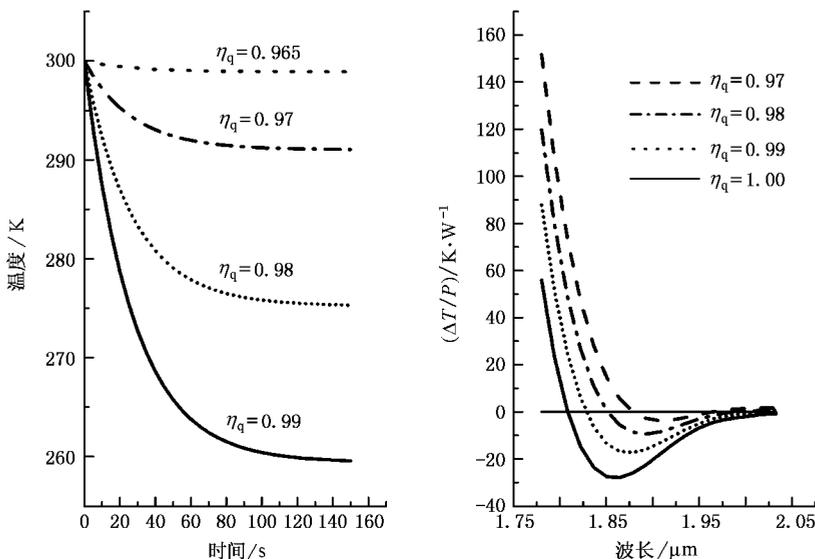


图2 量子效率对制冷温度的影响 (a)当抽运波长为 $1.9\mu\text{m}$, 量子效率分别为 0.99, 0.98, 0.97 和 0.965 时, 样品温度随时间的变化; (b)当量子效率分别为 1.0, 0.99, 0.98 和 0.97 时, 单位抽运功率的温度改变与抽运波长间的关系

我们知道,影响量子效率的因素主要包括:无辐射弛豫、杂质和基质材料.首先,无辐射弛豫的速率和激发态与基态之间的能级间距有关,根据能隙定理,无辐射弛豫的速率与能级间距的关系是指数关系:

$$W_{nr} = W_0 \exp(-\alpha \Delta E), \quad (7)$$

这里 W_0 和 α 是与实验有关的常数, ΔE 是能级间距.能级间距越小,无辐射跃迁的概率越大,从而导致量子效率的降低.由于无辐射跃迁过程产生大量的声子,造成加热,对材料的激光制冷非常不利.例如 Tm^{3+} :ZBLANP 材料中 $^3\text{H}_6$ 和 $^3\text{F}_4$ 两个能级之间的间距约为 6000cm^{-1} ,辐射弛豫的速率约 83s^{-1} ,无辐射弛豫的速率约 0.64s^{-1} [21].显然,从激发态到基态的弛豫以辐射弛豫为主,满足激光制冷的需要.其次,样品的纯度不高将严重影响荧光量子效率,从而导致激光制冷效果的下降.这是因为当样品不纯时,会含有 Dy^{3+} , Sm^{3+} , Fe^{3+} 等杂质离子, Tm^{3+} 离子的能量会转移给相邻的杂质离子,使稀土离子退激发的几率大大增加,造成荧光猝灭,而吸收能量的杂质离子通过无辐射弛豫回到基态,产生声子,造成加热.最后,基质材料的选取对荧光量子效率的影响很大, Hoyt 等研究了許多 Tm^{3+} 离子掺杂的玻璃和晶体 (CaF_2 , BaF_2 , YAlO_3 , LuAG , ZBLANP),只有 Tm^{3+} :ZBLANP 样品实现了净制冷效应. Hoyt 等认为在其它样品中的加热是由于无辐射弛豫的几率比较大和杂质引起的寄生吸收,无辐射弛豫和杂质吸收降低了量子效率,从而严重影响固体材料的激光制冷效果[21].

3.2. 背景吸收的影响

抽运激光入射到介质中,还存在材料对入射光的背景吸收,背景吸收系数 α_b 与波长无关.背景吸收功率由下式给出[21]:

$$P_{\text{abs}}^b = P_{\text{in}} (\alpha_b / \alpha_{\text{total}}) [1 - \exp(-\alpha_{\text{total}} L)], \quad (8)$$

式中 p_{in} 为入射激光功率, α_{total} 为总吸收系数, L 为入射激光在样品中的光程.显然,如果提高材料的纯度,减少杂质吸收和背景吸收,则对实现激光制冷非常有利.我们就背景吸收对激光制冷的影响进行了分析,图 3 是背景吸收系数分别为 0.0000 , 0.0004 , 0.0006 , 0.0008 和 0.0010cm^{-1} 的情况下,光纤温度随时间变化的关系.计算参数分别选为:抽运波长 $1.9\mu\text{m}$, 光纤直径 $250\mu\text{m}$.不难看出,在理想情况下 ($\alpha_b = 0$),耦合进光纤的功率为 3W 时,光纤可以被

冷却到 234.4K ,实现约 65K 的降温,而且随着背景吸收的增加,样品的降温明显变小.当背景吸收系数为 0.0010cm^{-1} 时,光纤材料的激光冷却将停止.这表明背景吸收系数对激光冷却效应的影响是非常大的.

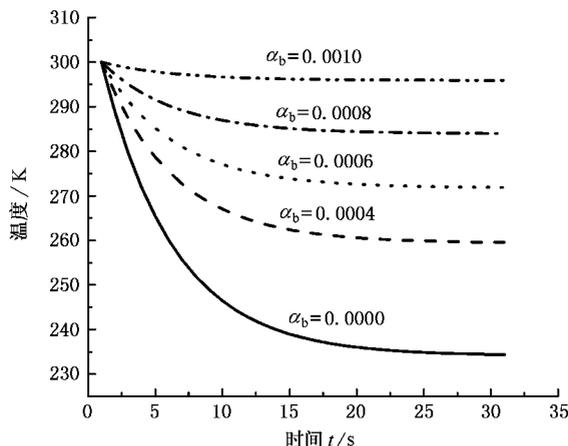


图 3 不同背景吸收系数下样品温度随时间的变化

3.3. 抽运功率

从 (3) 式可以看出,在小于饱和功率的情况下,抽运功率越大而且材料对抽运光的共振吸收系数越大,则越有利于制冷.图 4 是波长为 $1.9\mu\text{m}$,量子效率 0.99 ,背景吸收系数为 0.0004cm^{-1} ,光纤长度为 1cm ,抽运功率分别为 1W , 2W 和 3W 的情况下,样品温度随时间变化的关系.当其他条件不变时,样品的温度降低和抽运功率成正比.因此,在激光制冷实验中增加抽运光功率能够实现更大的降温.通常可以采用如下 3 种方法: (1) 尽可能提高抽运激光的功率; (2) 增加抽运光在介质中的光程; (3) 选取使 Tm^{3+} 离子对抽运光吸收系数比较大的基体材料.其中第 1 种方法适用于在小的范围内改变抽运光的功率,因为大的功率输出对激光器的性能要求比较高.通常,连续的可调谐激光器的输出功率是有限的,仅为数瓦的量级.上述第 2 种方法比较实用,比如采用细长的光纤样品或利用一对反射镜(或 F-P 腔)使抽运光多次经过样品,增加样品对抽运光的吸收.只从共振吸收系数的角度考虑, ZBLAN 大于 ZBLANP 材料,但是还需要考虑其他方面的影响,例如无辐射弛豫的概率、背景吸收等.进一步寻找量子效率高,对抽运光共振吸收大的基体材料是目前激光制冷研究的重要课题之一.

尽管,抽运功率增加有利于提高制冷效果,但是

抽运功率不可能无限制地增大,因为随着介质内部激光强度的增大,介质对激光的吸收下降.因此,根据 Zou 对 Yb^{3+} 离子掺杂玻璃光谱性质的分析, Mungan 在实验中将入射光强控制在低于饱和光强 ($11.24\text{kW}/\text{cm}^2$)10% 的范围之内^[14], Hoyt 在 Tm^{3+} 离子掺杂玻璃制冷实验中的光强也控制在低于饱和光强 ($84\text{kW}/\text{cm}^2$)10% 的范围之内^[24].

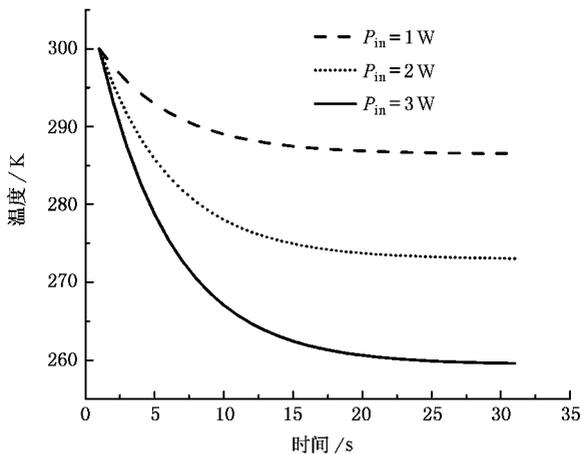


图 4 不同抽运功率下样品温度与制冷时间的关系

3.4. 出射荧光平均波长变化的影响

在激光制冷过程中,随着介质温度的降低,激发态子能级的热平衡将发生相应变化,于是能量高的激发态子能级的布居数减少,荧光平均能量降低,辐射荧光的平均波长增大.1998年, Lamouche 从理论上分析了 Yb^{3+} :ZBLANP 材料发射的荧光平均波长和温度之间的关系^[10],并发现荧光波长和温度变化间近似为线性关系.我们参考 Hoyt 等对体积为 $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 10\text{mm}$ 的 Tm^{3+} :ZBLANP 样品激光制冷时的实验数据^[24],拟合得到了 Tm^{3+} :ZBLANP 材料发射的荧光平均波长和样品温度间的关系: $\lambda_f = 1858.66 - 0.195905T$,这里波长单位为 nm,温度单位为 K.随着样品温度的降低,荧光光子的平均能量减小,每一次制冷循环吸收声子的能量减少,制冷效率降低,从而影响制冷效果.图 5 是在考虑出射荧光波长变化和考虑出射荧光波长变化两种情况下,理论计算得到的光纤温度随时间的演化.在计算中,入射激光的功率为 3W,波长为 $1.9\mu\text{m}$,背景吸收系数为 0.0004cm^{-1} ,假设量子效率为 0.99.由图 5 可以看出:在其他条件相同的情况下,由于出射荧光平均波长的变化,样品达到的最低温度比不考虑波长变化时约高 4K.这表明出射荧光平均波长的变化对激光

制冷效果的影响是非常显著的.

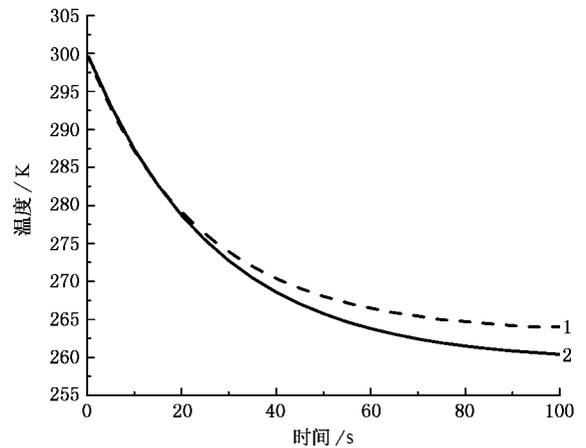


图 5 考虑出射荧光波长变化(曲线 1)和不考虑出射荧光波长变化(曲线 2)两种情况下,光纤温度随时间的变化

3.5. 周围环境耦合的影响

在制冷过程中样品和周围环境之间可能的热交换主要来自空气对流、实验装置与样品接触造成的热传导和环境黑体辐射等.因此,为了提高制冷效果,通常将制冷样品(如光纤等)置于真空室内,采用绝热性好的硅丝支撑,这样就可以忽略光纤和周围环境之间由于热传导和对流引起的能量交换^[15],仅需考虑由于黑体辐射造成的热负载.当光纤温度达到稳定状态时, $P_{\text{cool}} = P_{\text{load}} \approx 4\epsilon_s A_s \sigma T_r^3 \Delta T$,在入射激光光强低于饱和光强的 10%,而且其他条件也相同的情况下,相同的制冷功率引起的光纤温度变化与光纤直径成反比.光纤的表面积 A_s 越大,温度的改变 ΔT 越小,这是因为表面积大的光纤受到的黑体辐射强,使热负载增大.图 6 是直径 D 为 $250\mu\text{m}$ 和 $400\mu\text{m}$,长度均为 1cm 的光纤的理论计算结果.计算参数分别选为:入射激光功率 3W,波长 $1.9\mu\text{m}$,忽略背景吸收,假设量子效率为 0.99,样品的发射系数 ϵ_s 近似为 1.从图 6 可以看出:在制冷功率相同的情况下,光纤直径增大,样品温度降低的幅度变小,而且从抽运光入射到样品达到稳定温度的时间变大.图 7 是光纤直径 D 为 $250\mu\text{m}$ 和 $400\mu\text{m}$ 时,单位抽运功率造成的光线温度变化与抽运波长的关系的理论计算结果.这从另一个角度反映出光纤直径对激光制冷的影响.图 6 和图 7 表明:当制冷功率相同时,长度相同而直径较小的光纤受到的黑体辐射影响小,同时荧光再吸收也减少,因而对制冷都是有利的.

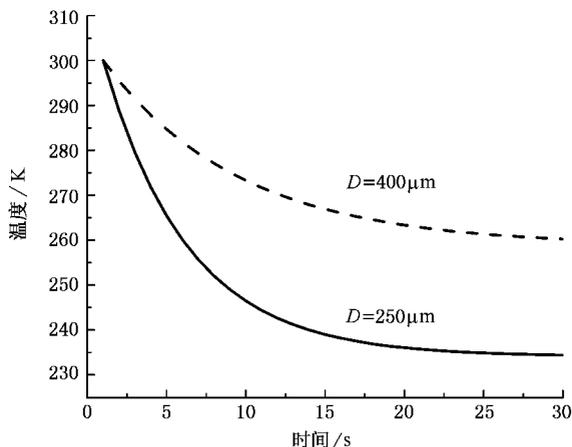


图6 不同直径的光纤的温度随制冷时间的变化

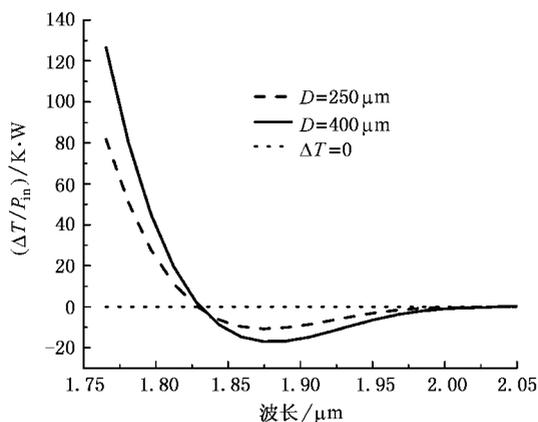


图7 单位抽运功率造成的光线温度变化与抽运波长的关系

4. 总 结

本文根据简化的理模型就 Tm^{3+} :ZBLANP 光纤的激光制冷进行了分析, 并就荧光量子效率、抽运功率、背景吸收、出射荧光波长变化和環境黑体辐射等对激光制冷效果的影响进行了详细的讨论. 我们的

研究发现, 当选取如下的优化参数时: 入射激光功率 3W, 波长 $1.9\mu\text{m}$, 忽略背景吸收, 量子效率 0.99, 直径 $250\mu\text{m}$, 光纤样品可从室温 (300K) 激光冷却至 236.4K, 也即可实现 63.6K 的降温. 根据前面的分析, 我们取理想化条件: 假设量子效率达到 0.999, 抽运波长选为 $1.86\mu\text{m}$, 抽运功率为 5W, 背景吸收系数 0.0001cm^{-1} , 考虑荧光波长随样品温度的变化, 计算得到直径 $250\mu\text{m}$, 长度 1cm Tm^{3+} :ZBLANP 光纤温度随时间变化的关系, 如图 8 所示. 结果表明, 通过激光冷却, 光纤温度可从室温 (300K) 冷却到 198.2K, 实现 101.8K 的温度降低. 综上所述, 量子效率越高、样品纯度越高、抽运光功率尽可能大、光纤与环境黑体辐射的耦合尽可能小时, 光纤样品的激光冷却效果越好, 即越有利于实现更大的温度降低. 注意在以上分析过程中, 我们假设光强在光纤内是均匀分布的, 没有考虑模式问题和介质吸收系数随光强和温度的变化. 在实际的激光制冷实验中必须考虑这些因素对制冷效果的影响, 这将留待我们作进一步的研究.

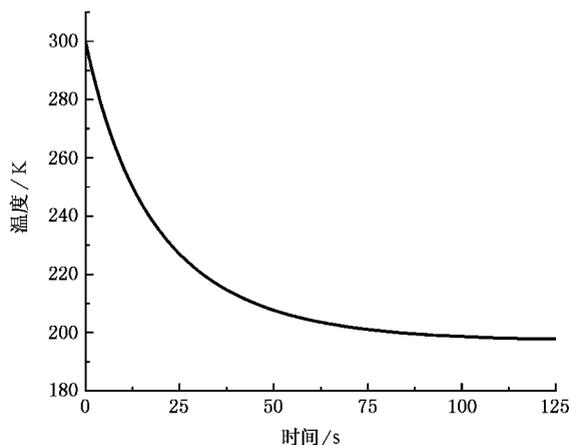


图8 理想情况下光纤激光冷却温度与时间的关系

[1] Djeu N, Whitney W T 1981 *Phys. Rev. Lett.* **46** 236
 [2] Clark J L, Rumbles G 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2037
 [3] Mungan C E, Gosnell T R 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2840
 [4] Rumbles G, Clark J L 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2841
 [5] Clark J L, Miller P F, Rumbles G 1998 *J. Phys. Chem. A* **102** 4428
 [6] Murtagh M T, Sigel Jr G H, Fajardo J C et al 1999 *J. Non-cryst. Solids* **253** 50
 [7] Lei G, Anderson J E, Buchwald M I et al 1998 *IEEE J. Quantum Elect.* **34** 1839

[8] Zou X, Toratani H 1995 *Phys. Rev. B* **52** 15889
 [9] Mungan C E, Buchwald M I, Edwards B C et al 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 1458
 [10] Lamouche G, Lavallard P, Suris R et al 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 509
 [11] Frey R, Micheron F, Pocholle J P 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 4489
 [12] Mungan C E, Gosnell T R 1999 *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* **40** p161
 [13] Epstein R I, Buchwald M I, Edwards B C et al *Nature* **377** 500

- [14] Mungan C E ,Buchwald M I ,Edward B C ,Epstein R I *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1030
- [15] Luo X ,Eisaman M D ,Gosnell T R 1998 *Opt. Lett.* **23** 639
- [16] Gosnell T R 1999 *Opt. Lett.* **24** 1041
- [17] Edwards C E ,Buchwald M I ,Epstein R I 1998 *Rev. Sci. Inst.* **69** 2050
- [18] Chen B J ,Qin W P ,Wang H Y *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 545 (in Chinese)[陈宝玖、秦伟平、王海宇等 1999 物理学报 **48** 545]
- [19] Qin W P ,Qin G S ,Zhang J S *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1467 (in Chinese)[秦伟平、秦冠仕、章继森等 2001 物理学报 **50** 1467]
- [20] Hoyt C W ,Sheik-Bahae M ,Epstein R I *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3600
- [21] Hoyt C W ,Hasselbeck M P ,Sheik-Bahae M *et al* 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1066
- [22] Bowman S R ,Mungan C E 2000 *Appl. Phys. B* **71** 807
- [23] Mungan C E ,Buchwald M I ,Edwards B C *et al* 1997 *Mat. Sci. Forum* **239** 501
- [24] Hoyt C W 2003 Ph. D. Thesis (New Mexico :University of New Mexico Albuquerque)

Theoretical analysis of laser cooling of Tm^{3+} -doped fiber^{*}

Sun Hai-Sheng Jia You-Hua Ji Xian-Ming Yin Jian-Ping[†]

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

(Received 11 November 2005 ; revised manuscript received 17 January 2006)

Abstract

In recent years , thulium-doped fluorozirconate (ZBLANP) glass has become one of the promising materials in the field of the laser cooling of solids. However , up to date , the theoretical studies on the laser cooling of the Tm^{3+} ZBLANP fiber and their experimental results have not been reported. In this paper , we have developed a simple theoretical model to discuss some basic problems in the laser cooling of solids. The influences of the fluorescent quantum efficiency , the pump power , the change of fluorescence wavelength and the black-body radiation on the laser cooling effect for the Tm^{3+} ZBLANP fiber are discussed in some detail , and some interesting and important results are obtained. These results will provide the reliable theoretical basis for further experimental study on the laser cooling of the Tm^{3+} ZBLANP fiber.

Keywords : laser cooling of solids , anti-Stokes fluorescence , Tm^{3+} ZBLANP fiber

PACC : 7855 , 7830

* Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20040269010) , and the 211 Foundation of Ministry of Education , China.

[†] Corresponding author. E-mail : jpyin@phy.ecnu.edu.cn