

文章编号: 1000-7032(2015)03-0328-05

室温条件下掺铥光纤放大器中光波群速减慢的研究

邱 巍^{1*}, 高 波², 林 鹏², 王丽波¹, 李 佳¹, 蒋秋莉¹

(1. 辽宁大学 物理学院, 辽宁 沈阳 110036;

2. 中国科学院理化技术研究所 低温工程学重点实验室, 北京 100190)

摘要: 从掺铥离子光纤的速率方程和传输方程出发,建立了掺铥离子光纤放大器中光速减慢的理论模型,分析并讨论了介质的增益与泵浦光功率之间的关系。当掺铥离子光纤处于吸收区域时,粒子布居振荡导致光脉冲经历了饱和吸收过程,此时光脉冲传输延迟;当掺铥离子光纤处于增益区域时,粒子布居振荡导致光脉冲经历了增益饱和过程,此时脉冲传输超前。依据该理论模型进行了理论仿真计算,同时进行了室温条件下掺铥离子光纤中光波群速减慢传输的研究。

关键词: 掺铥离子光纤; 饱和吸收; 增益饱和; 慢光

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

DOI: 10.3788/fjxb20153603.0328

Slowdown of The Group Velocity in Tm³⁺-doped Optical Fiber

QIU Wei^{1*}, GAO Bo², LIN Peng², WANG Li-bo¹, LI Jia¹, JIANG Qiu-li¹

(1. Department of Physics, Liaoning University, Shenyang 110036, China;

2. Key Laboratory of Cryogenics, Technical Institute of Physics and Chemistry, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

* Corresponding Author, E-mail: qiuwei801122@163.com

Abstract: According to the transition rates equation of the ground state population and the propagation equation, the numerical model of the group velocity slowdown was established. The relationship between the gain and pump power was analyzed. In the absorption area of Tm³⁺-doped optical fiber, the oscillation leads the pulse to experience absorption saturation, and the propagation delays. In the gain area of Tm³⁺-doped optical fiber, this effect induces the pulse to experience gain saturation, and the propagation is in advance. According to the theoretical calculation, the group velocity slowdown is tunable due to coherent population oscillation in the Tm³⁺-doped optical fiber amplifier at room temperature.

Key words: Tm³⁺-doped optical fiber; absorption saturation; gain saturation; slow light

1 引 言

随着科学技术的不断发展,色散介质中光速的控制已经成为一个令人瞩目的课题,同时也有了许多的研究和突破不断产生,人们已经可以利用各种非线性光学控制技术使光速减慢,有的技

术手段甚至能使光速停下来^[1-2]。在非线性光学技术和光学信息处理领域,光波群速可控也有着广泛的实际应用^[3,4]。美国 Harvard 大学的 L. V. Hau 小组于 1999 年利用电磁感应透明技术,在玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)状态下实现了光波以 17 m/s 的群速度减慢传输,由此掀起了对极慢光速

收稿日期: 2014-12-30; 修订日期: 2015-01-16

基金项目: 中国科学院低温工程学重点实验室开放项目(CRYO201321)资助

探讨和研究的浪潮^[5]。美国罗切斯特大学的 M. S. Bigelow 等在室温环境下,利用相干布居振荡 (Coherent population oscillation, CPO) 技术测试了红宝石中极慢光速的传输^[6],结果表明光波群速度减慢传输能够在室温固体中实现,这是光波群速可控研究领域的又一项突破。罗切斯特大学的 Schweinsberg 等^[7-8]在室温掺铥光纤放大器中基于 CPO 过程观测到了极慢光速的现象,为慢光在光学领域的实际应用提供了更大的可能。随着光波群速可控研究的不断发展,关注的焦点更多地集中在实际应用的可能性上,科学研究的重心逐渐转移到掺杂离子的光纤介质中。2010年,法国科学家 K. Bencheikh 等对环形掺铥光纤激光器 (REDF) 中的慢光进行研究,得到慢光的传输^[9]速度为 1 360 m/s。K. Qian 等在 2011 年利用交叉增益调制技术对掺铥光纤中的群速度操控进行了深入的研究,在掺铥光纤中观察到了慢光和超光速传输现象^[10]。2010年, R. Lauro 等在掺铥 YAG 晶体中观察到光速减慢的现象,标志着光速减慢传输的研究又有了一个全新的突破^[11]。

本文从掺铥光纤的速率方程和传输方程出发,首次在掺铥光纤中建立了光速减慢的理论模型,并以此进行初步仿真计算,通过讨论分析得到了在室温条件下掺铥光纤放大器中光脉冲群速可控的结论。该项研究可以提高慢光传输的相对时延和调制带宽,对于光缓存器的研究与开发具有现实意义,从而可以进一步实现设备的集成化和小型化,同时也可以提高慢光介质对信息存储的能力。

2 理论模型

图 1 是 Tm^{3+} 的能级跃迁图。设 $n_i = n_i(r, \varphi, z, t)$, $i = 0, 1, \dots, 5$ 分别代表各个能级的粒子数密度, $N_0, N_1, N_2, N_3, N_4, N_5$ 表示相对应能级的粒子数。 $^3\text{F}_2$ 和 $^3\text{F}_3$ 能级很近,化简为一个能级。与 $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{H}_5$ 相对应的泵浦几率和受激吸收截面分别为 W_{p1} 和 σ_{p1}^a ,与 $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{F}_2$ 相对应的泵浦几率和受激吸收截面为 W_{p2} 和 σ_{p2}^a ,与 $^3\text{H}_4 \rightarrow ^1\text{G}_4$ 相对应的泵浦几率和受激吸收截面为 W_{p3} 和 σ_{p3}^a 。考虑均匀展宽,假定 1 470 nm 处信号光的受激发射吸收几率为 W_s ,其受激吸收界面 σ_s^a 和受激发射界面 σ_s^e 近似,则有 $\sigma_s^e = \sigma_s^a = \sigma_s$ 。 r_{ij} 表示第 i 能级到

第 j 能级的自发辐射或者多声子弛豫几率。 r_{31} 和 r_{32} 远小于 r_{30} , r_{51} 、 r_{53} 和 r_{54} 远小于 r_{50} 和 r_{52} ,所以 r_{31} 、 r_{32} 、 r_{51} 、 r_{53} 和 r_{54} 可以忽略^[12]。

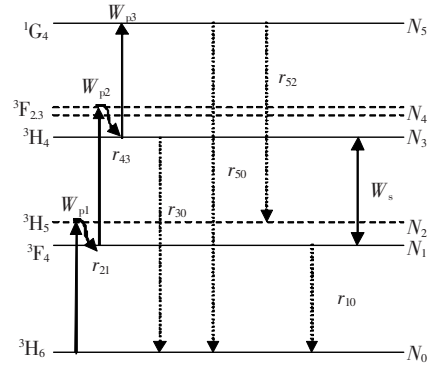


图 1 Tm^{3+} 能级图

Fig. 1 Simplified energy-level diagram of Tm^{3+}

Tm^{3+} 的各个能级粒子的速率方程^[13]为:

$$\begin{aligned} \frac{dn_0}{dt} &= -W_{p1}n_0 + r_{10}n_1 + r_{30}n_3 + r_{50}n_5, \\ \frac{dn_1}{dt} &= -(r_{10} + W_{p2} + W_s)n_1 + r_{21}n_2 + W_s n_3, \\ \frac{dn_2}{dt} &= W_{p1}n_0 - r_{21}n_2 + r_{52}n_5, \\ \frac{dn_3}{dt} &= W_s n_1 - (r_{30} + W_s + W_{p3})n_3 + r_{43}n_4, \\ \frac{dn_4}{dt} &= W_{p2}n_1 - r_{43}n_4, \\ \frac{dn_5}{dt} &= W_{p3}n_3 - (r_{50} + r_{52})n_5, \end{aligned} \quad (1)$$

由于 N_2 和 N_4 能级粒子数远小于其他能级,所以有 $N = N_0 + N_1 + N_3 + N_5$ 。依据受激跃迁几率方程和光传输方程,并引入信号光和泵浦光模场以及纤芯掺杂区的重叠积分因子,在忽略掺铥光纤的散射及其他损耗的情况下,沿 z 向积分,在稳态的条件下可得到

$$\begin{aligned} \frac{d(A_c n_1)}{dt} &= \frac{1}{\hbar v_s} \frac{dP_s(z)}{dz} + \frac{1}{\hbar v_p} \frac{dP_p(z)}{dz} + \\ & r_{10}A_c n_1 + 2r_{30}A_c n_3 + (3r_{50} + 2r_{52})A_c n_5, \\ \frac{d(A_c n_3)}{dt} &= -\frac{1}{\hbar v_s} \frac{dP_s(z)}{dz} - \frac{1}{\hbar v_p} \frac{dP_p(z)}{dz} - \\ & r_{10}A_c n_1 - 2r_{30}A_c n_3 - (3r_{50} + 2r_{52})A_c n_5, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, A_c 是纤芯掺杂的有效面积, $P_s(z)$ 和 $P_p(z)$ 分别为信号光和泵浦光沿光纤 z 方向的功率。定义参数

$$b_s = 2 \frac{\Gamma_s \sigma_s}{A_c}, \quad c_s = \frac{\Gamma_s \sigma_s}{A_c} (N - N_0 - N_5),$$

$$b_p = -\frac{\Gamma_p}{A_c}(\sigma_{p2}^a - \sigma_{p3}^a),$$

$$c_p = \frac{\Gamma_p}{A_c}\sigma_{p3}^a(N_5 - N) + \frac{\Gamma_p}{A_c}(\sigma_{p3}^a - \sigma_{p1}^a)N_0,$$

上式信号光和泵浦光的重叠积分因子分别为 Γ_s

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{1}{\hbar v_s} \{ P_s(0, t) [\exp(-b_s N_1 + c_s) - 1] \} + \frac{1}{\hbar v_p} \{ P_p(0, t) [\exp(-b_p N_1 + c_p) - 1] \} + (r_{10} - 2r_{30})N_1 + 2r_{30}N - 2r_{30}N_0 + (3r_{50} + 2r_{52} - 2r_{30})N_5, \quad (3)$$

式中 N 为总粒子数, N_0 为基态粒子数, N_1 为第一激发态的粒子数, N_5 为第五能级的粒子数。通过函数信号发生器对激光器输出的信号光进行余弦调制, 同时得到注入光纤中的激光功率为 $P_s(0, t) = P_s^0(0)(1 + m_s \cos \omega t)$ 。在没有进行调制的稳态条件

$$N_1^0 = \frac{\frac{c_s P_s^0}{\hbar v_s} + \frac{c_p P_p^0}{\hbar v_p} + 2r_{30}N - 2r_{30}N_0 + (3r_{50} + 2r_{52} - 2r_{30})N_5}{\frac{b_s P_s^0}{\hbar v_s} + \frac{b_p P_p^0}{\hbar v_p} - r_{10} + 2r_{30}}, \quad (4)$$

把该式的解作为牛顿-拉夫森 (Newton-Raphson) 叠代的起始点, 重复叠代 7 次以上, 可以得到未加调制时的 N_1 能级粒子数的稳态解。未加调制时, 泵浦光和信号光在接收端的功率表达式为

$$P_s^0(L, t) = P_s^0(0, t) \exp\{-b_s N_1^0 + c_s\},$$

$$P_p^0(L, t) = P_p^0(0, t) \exp\{-b_p N_1^0 + c_p\}, \quad (5)$$

令有效频率为 $\gamma = \frac{1}{\hbar v_s} P_s^0(L) b_s + \frac{1}{\hbar v_p} P_p^0 b_p + 2r_{30} - r_{10}$, 此时 N_1 能级粒子数调制相位和幅度的解析表达式即为

$$\tan \varphi = -\frac{\omega}{\gamma}, \quad (6)$$

$$N_1^0 \delta = \frac{m_s [P_s^0(L) - P_s^0(0)]}{\hbar v_s \sqrt{\omega^2 + \gamma^2}}, \quad (7)$$

在输出端的信号功率表达式为 $P_s(L, t) = P_s(0, t) \exp\{-b_s N_1 + c_s\}$, 将 N_1 能级粒子数表达式 $N_1(t) = N_1^0 [1 + \delta \cos(\omega t + \varphi)]$ 代入, 在保留一次谐波量的情况下, 得到 $z = L$ 处的接收信号光功率的表达式为

$$P_s(L, t) = P_s^0(0) [1 + m'_s \cos(\omega t - \theta_s)], \quad (8)$$

其中, $m'_s = \sqrt{(m_s - b_s N_1^0 \delta \cos \varphi)^2 + (b_s N_1^0 \delta \sin \varphi)^2}$,

$\tan \theta_s = \frac{b_s N_1^0 \delta \sin \varphi}{m_s - b_s N_1^0 \delta \cos \varphi}$ 。最后得到信号光延迟的表达式为

和 Γ_p , 受激发射截面为 σ_s , ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_5$ 的受激吸收截面为 σ_{p1}^a , ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_2$ 的受激吸收截面为 σ_{p2}^a , ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^1\text{G}_4$ 的受激吸收截面为 σ_{p3}^a 。最后, 得到 N_1 能级粒子数分布一阶非线性微分方程为

下, N_1 能级的粒子数为 N_1^0 ; 进行调制后, N_1 能级的粒子数为 $N_1(t) = N_1^0 [1 + \delta \cos(\omega t + \varphi)]$, 式中 δ 和 φ 的值为待定系数。在稳态的情况下, 即 $\frac{dN_1}{dt} = 0$, N_1 能级粒子数近似的解析表达式为

$$\Delta T = \frac{1}{\omega \times 2\pi} \arctan \left\{ \frac{\omega}{(\gamma^2 + \omega^2) \hbar v_s} \frac{1}{b_s [P_s^0(L) - P_s^0(0)]} - \gamma \right\}. \quad (9)$$

3 理论模拟

理论计算中所用的掺铒光纤长度为 5 m, 信号光功率为 1 μW , 粒子数浓度为 $N = 2.0 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ 。掺铒光纤的各个参量为 $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$, $v_p = 2.82 \times 10^{14} \text{Hz}$, $v_s = 2.041 \times 10^{14} \text{Hz}$, $\Gamma_p = 0.45$, $\Gamma_s = 0.45$, 纤芯半径 $A_c = 1.26 \times 10^{-11} \text{m}^2$ ($a = 2.0 \mu\text{m}$), $\sigma_{p1}^a = 1.1 \times 10^{-27} \text{m}^2$, $\sigma_{p2}^a = 8.2 \times 10^{-25} \text{m}^2$, $\sigma_{p3}^a = 9 \times 10^{-26} \text{m}^2$, $\sigma_s = 6.7 \times 10^{-25} \text{m}^2$, $r_{10} = 108.6 \text{s}^{-1}$, $r_{30} = 594.6 \text{s}^{-1}$, $r_{50} = 491.8 \text{s}^{-1}$, $r_{52} = 384.4 \text{s}^{-1}$ 。

定义增益系数为 $G(z) = 10 \lg [P_s(z)/P_s(0)]$, 单位 dB, 以此来描述介质的增益状态。结合理论模型, 并按照定义的增益式, 得到如图 2 所示的理论模拟。根据图 2 可知, 在泵浦功率不断提高的过程中, 掺铒光纤实现了由吸收态到增益态的转变。当掺铒光纤处于吸收态时, 由于振荡的原因, 探测的光脉冲经历了饱和的吸收, 光脉冲表现为传输延迟; 在介质的增益区, 振荡导致探测的光脉冲经历增益饱和, 此时表现为光脉冲传输超前。即当介质处在吸收状态时, 脉冲传输表现的是延迟; 当介质处在增益状态

时,脉冲传输表现为超前。图 3 所示为掺铋光纤在不同泵浦光功率情况下,即在增益态和吸收态的情况下,调制频率的对数随脉冲传输相对时延的变化关系。

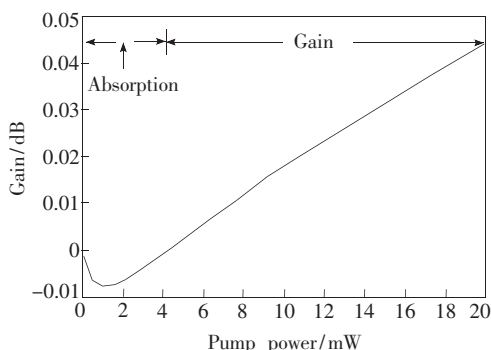


图 2 增益与泵浦功率的关系
Fig. 2 Gain vs. mean pump power

如图 3 所示,随着泵浦激光功率的增加,出现最大相对时延的位置向高调制频率处移动,同时该效应出现饱和趋势。因此可以推断,调制频率在一定的情况下,掺铋光纤相对时延的大小随着泵浦光功率的逐渐变化呈现连续的变化。通过外加泵浦光源的方法可以改变介质的吸收状态,从而能够有效地控制掺铋光纤中的光脉冲信号传输速度。通过连续增加泵浦光功率,能够实现慢光传输向超光速传输的转变。由此可知,在掺铋光纤中实现光速减慢及光速超快的传输与泵浦光功率的大小有关。在泵浦功率较低的情况下能够实现慢光传输,在泵浦功率较高的情况下可以实现超光速传输。

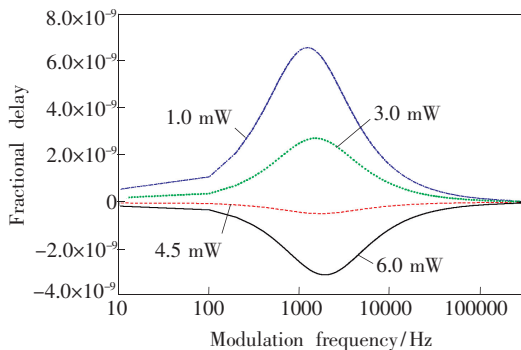


图 3 不同泵浦光功率情况下的相对延迟随调制频率的变化关系
Fig. 3 Fractional delay as a function of modulation frequency with different pump power

在不同功率的泵浦光作用下,相对调制衰减随着调制频率的变化关系如图 4 所示。相对调制

衰减随着调制频率的变化关系描述出掺铋光纤分别处于增益区及吸收区的光谱烧孔,孔宽大约为 $1/(2\pi T_1)$,该烧孔引起探测光发生很大的群折射率改变,从而降低了光波的传输速度。随着泵浦光功率的增加,光谱烧孔有加宽的趋势。从 K-K 色散角度考虑可知:窄的烧孔(此频谱区域介质的吸收系数急剧变化)必然会伴随着强烈的色散变化。根据色散介质中光波群速度的解析式可知:掺铋光纤的这种特性大大限制了光脉冲的传输速度。如图 5 所示,伴随着输入信号光功率的不断增加,光谱烧孔有功率加宽的趋势。

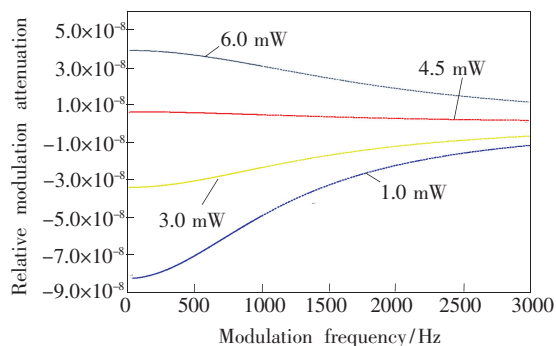


图 4 1,3,4.5,6 mW 泵浦光作用下的相对调制衰减和调制频率的关系。
Fig. 4 Relative modulation attenuation as a function of modulation frequency with pump power of 1, 3, 4.5, 6 mW.

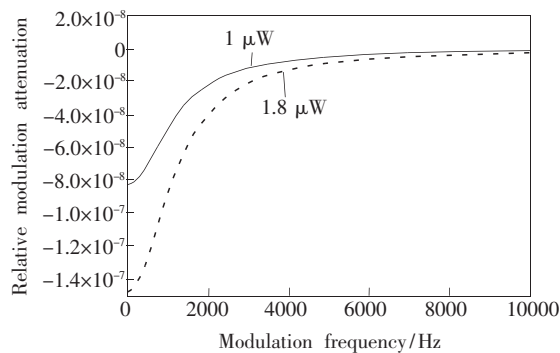


图 5 不同信号光功率情况下的相对调制衰减和调制频率的关系
Fig. 5 Relative modulation attenuation as a function of modulation frequency with different input signal power

图 6 是在调制频率一定的条件下,相对时延随着泵浦光功率的变化。随着泵浦功率的逐渐增大,相对延迟随之改变且由正到负,即由慢光传输逐渐转变为超光速传输,并且这种转变是连续的。可见通过连续改变泵浦光功率,可以实现掺铋光纤中光波群速度的可控传输。

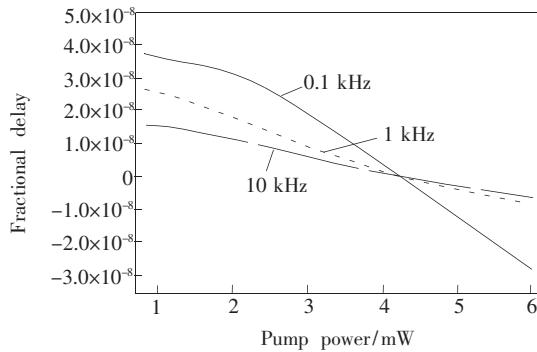


图 6 相对时延随着泵浦光功率的变化

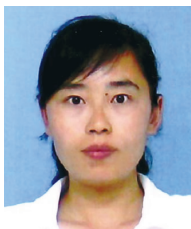
Fig. 6 Fractional delay as a function of pump power

4 结 论

从掺铥离子光纤的速率方程和传输方程出发,建立了掺铥离子光纤放大器中光速减慢的理论模型,分析并讨论了介质的增益与泵浦光功率之间的关系。通过外加泵浦光源可以改变介质的吸收状态,从而使光脉冲信号的传输速度得到很好的控制。掺铥光纤作为一种慢光介质,可以有效地提高相对时延和调制带宽。此项研究结果在光缓存器的研发及应用方面具有重要的现实意义,可以进一步实现设备的小型化和集成化。

参 考 文 献:

- [1] Gauthier D. Slow light brings faster communication [J]. *Phys. World*, 2005, 18:30-32.
- [2] Kobayakov A, Sauer M, Chowdhury D. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers [J]. *Adv. Opt. Photon.*, 2010, 2(1):1-59.
- [3] Chang-Hasnain C J, Chuang S L. Slow and fast light in semiconductor quantum-well and quantum-dot devices [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2006, 24(12):4642-4654.
- [4] Saynatjoki A, Mulot M, Ahopelto J, et al. Dispersion engineering of photonic crystal waveguides with ring-shaped holes [J]. *Opt. Express*, 2007, 15(13):8323-8328.
- [5] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, et al. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas [J]. *Nature*, 1999, 397(6720):594-598.
- [6] Bigelow M S, Lepeshkin N N, Boyd R W. Observation of ultraslow light propagation in a ruby crystal at room temperature [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90(11):113903-1-4.
- [7] Schweinsberg A, Lepeshkin N N, Bigelow M S, et al. Observation of superluminal and slow light propagation in erbium-doped optical fiber [J]. *Europhys. Lett.*, 2006, 73(2):218-224.
- [8] Shin H, Schweinsberg A, Gehring G, et al. Reducing pulse distortion in fast-light pulse propagation through an erbium-doped fiber amplifier [J]. *Opt. Lett.*, 2007, 32(8):906-908.
- [9] Bencheikh K, Baldit E, Briaudeau S, et al. Slow light propagation in a ring erbium-doped fiber [J]. *Opt. Express*, 2010, 18(25):25642-25648.
- [10] Qian K, Zhan L, Zhu Z Q, et al. Group velocity manipulation in active fibers using mutually modulated cross-gain modulation: From ultraslow to superluminal propagation [J]. *Opt. Lett.*, 2011, 36(12):2185-2187.
- [11] Lauro R, Chaneliere T, Le Gouet J L. Slow light using spectral hole burning in a Tm^{3+} -doped yttrium-aluminum-garnet crystal [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, 79(6):063844-1-6.
- [12] Komukai T, Yamamoto T, Sugawa T, et al. Upconversion pumped thulium-doped fluorine fluoride fiber amplifier and laser operating at 1.47 μm [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, 31(11):1880-1889.
- [13] Wang Z P, Cheng X F, Han S J, et al. Actively Q-switched pulse laser from LD end-pumped Nd: LiGd(MoO₄)₂ crystals [J]. *Opt. Precision Eng.* (光学精密工程), 2013, 21(4):835-840 (in Chinese).



邱巍(1977-),女,辽宁沈阳人,副教授,2008年于哈尔滨工业大学获得博士学位,主要从事非线性光学及光速可控方面的研究。

E-mail: qiuwei801122@163.com