

# 基于坏腔拉曼激光器的铯原子自旋相关效应研究

彭瑜<sup>1,2</sup> 刘鹏飞<sup>3</sup> 李伟<sup>4</sup>

<sup>1</sup>北京林业大学理学院, 北京 100083

<sup>2</sup>清华大学交叉信息研究院, 北京 100084

<sup>3</sup>北京理工大学物理学院, 北京 100081

<sup>4</sup>中国南方工业研究院, 北京 100089

**摘要** 提出了一种基于铯原子拉曼跃迁的坏腔拉曼激光器,并分析了表示集体效应的自旋相关系数,光子通过禁戒跃迁以集体方式发射并耦合进入低 $Q$ 谐振腔,功率可达 $10^{-9}$  W量级。计算了该激光器的一些工作参数和特性,如抽运阈值、输出功率随各种条件的变化趋势,研究结果对今后的研究和实验有所帮助。

**关键词** 激光光学; 激光技术; 拉曼跃迁; 坏腔; 肖洛汤斯线宽公式

中图分类号 TN242

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP53.021401

## Spin-Spin Correlation of a Bad-Cavity Raman Laser Based on Caesium Atoms

Peng Yu<sup>1,2</sup> Liu Pengfei<sup>3</sup> Li Wei<sup>4</sup>

<sup>1</sup>School of Science, Beijing Forestry University, Beijing 100083, China

<sup>2</sup>Institute for Interdisciplinary Information Sciences, Tsinghua University, Beijing 100084, China

<sup>3</sup>School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

<sup>4</sup>China South Industries Institute, Beijing 100089, China

**Abstract** Raman transition based on caesium atoms in the bad cavity Raman laser is put forward. The spin correlation coefficient showing the collective effects is analyzed. The photo emits in a collective way through the forbidden transition and couples into the low  $Q$  resonant cavity, with a power level of  $10^{-9}$  W. The operating conditions and properties such as output power and pumping threshold changing with several parameters which can be useful for future analysis and practical experiment.

**Key words** laser optics; laser technique; Raman transition; bad cavity; shawlow-towns equation

**OCIS codes** 140.3550; 300.6230; 300.6330; 240.6695

## 1 引言

超辐射是多个原子在一起时所产生的一种相干自发辐射。此时,激光器中大量原子可仅通过腔内极少的光子保持自发同步状态,形成集体关联,构成一个合作的整体。彼此合作的 $N$ 个原子的辐射相位相同时,由相干叠加原理,自发辐射的光强将与 $N^2$ 成正比。通过坏腔条件(光学腔精细度小于500)降低腔内光子数,使几乎所有光子在被镜面干扰后破坏原子同步之前逃脱,因此可避免在一般激光器中发生的中心频率和线宽受环境影响而波动的现象,达到将原子偶极子集体与外部环境隔离的目的。通过对腔内频率牵引的测量,得知受外界的影响仅为原来的万分之一,其线宽也比应用于好腔的量子线宽极限小1万倍<sup>[1]</sup>。这种类型的激光能提升了现今原子钟的性能,并有助于促进通信和导航等相关技术的改进。

最近JILA(Joint Physics Institute of the University of Colorado at Boulder and the National Institute of Standards and Technology)的研究小组就展示了一个铷原子拉曼超辐射激光器,其中100万铷原子仅通

收稿日期: 2015-05-29; 收到修改稿日期: 2015-06-26; 网络出版日期: 2016-01-16

基金项目: 国家自然科学基金(11504022)、中央高校基本科研业务费专项资金(BLX2015-09)

作者简介: 彭瑜(1981—),男,博士,讲师,主要从事冷原子、激光方面的研究。E-mail: pengyu@mail.tsinghua.edu.cn

过光腔内平均不到1个光子保持自发同步状态,形成超辐射。极低的腔内光子数可将原子集体与外部很好的分离开,从而大大提高稳定性。虽然由于量子相位扩散,抽运加宽,原子散失和其他未知因素的影响,其线宽能达到4.5 Hz左右<sup>[1]</sup>。

本文考察了所有碱土金属原子,寻找波长较长且跃迁概率较大的基态和第一激发态间跃迁谱线,发现铯133原子(Cs-133)  $6^2S_{1/2}$  到  $6^2P_{1/2}$  的跃迁理论强度为  $2.86 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  (自然线宽5 MHz),波长为894 nm,长于铷原子跃迁波长794 nm(数据来自NIST),据此,可以建立一个坏腔拉曼激光器,相比于文献[1],为了在不提高实验难度的基础上,自发同步的原子偶极子集体存储相位信息,拉曼散射产生的光子被坏腔迅速排出到腔外形成超辐射,功率可达  $10^{-9}$  W量级。

## 2 坏腔拉曼激光的理论模型和结果

超辐射现象属于粒子在辐射过程的弛豫时间内,所发生的一系列非线性光学效应。除此以外,这种现象还要求有足够的弛豫时间范围。初始时,所有原子都处于激发态,各个原子跃迁在相位上没有彼此关联,所以在第1个光子发射时,与普通的辐射没有任何区别,它的发射时间具有较大的不确定度。

然而,在原子发射第1个光子之后,由于各个原子与辐射场相互作用,它们的跃迁电偶极矩的相位产生了关联,这不仅增加了第2个光子的辐射速率,减小了发射时间的不确定度,而且在发射方向上也以第1个光子的发射方向做为从优选择。随着发射光子数的不断增加,相位关联越来越强,辐射率继续增大,发射时间的不确定度随之减小,直到发射高峰出现。此时原子跃迁偶极矩的相位达到了最大关联,辐射强度与  $N^2$  成正比,这一切表明,超辐射光不是一般的混沌光,而是一种相干光。这种相干光产生的机制与激光的受激辐射不同,它是多个原子自发辐射时,与共同的辐射场相互作用而出现的干涉效应。

利用一般原子跃迁能级产生的超辐射是短暂的,因为制备在激发态的原子在超辐射中迅速的跃迁到基态导致激发态原子消耗殆尽,集体辐射终止,所以超辐射很难连续的产生。但用超冷碱土金属原子实现稳态超辐射已被证实是可行的<sup>[1]</sup>。这是因为碱土金属原子最外层的双电子能级结构,原子有很窄的相互作用谱线,且由于选择定则,这些谱线是偶极禁戒跃迁的,其上能级寿命比偶极允许的跃迁长多个数量级,属于极窄跃迁。这个长寿命的激发态对稳态超辐射非常重要,因为它可以在集体跃迁大量消耗激发态粒子的同时维持粒子数反转。所以碱土金属原子是建立稳态超辐射的首选粒子。禁戒能级间的跃迁可用拉曼散射实现。

拉曼散射效应和荧光现象不同,它并不吸收激发光。假设散射原子开始处于基态,入射激发光与此粒子的作用引起的极化可以看作虚的吸收,表述为电子跃迁到虚态,之后虚能级上的电子立即跃迁到下能级而发光,即为散射光。

这种情况下,总的拉曼散射速率比自发拉曼散射要高很多,激发光子更快速的转变成反斯托克斯光子,形成拉曼激光。这种激光器并不像传统激光器一样产生粒子数反转,而是通过受激拉曼散射中大量激发光子被吸收并迅速发射反斯托克斯光子形成高强度光。受激拉曼散射是三阶非线性效应,是特殊的跃迁过程。双光子跃迁是常见的多光子过程,它常用来将原子激发到普通单光子跃迁难以达到的高能级状态,或与初始态具有相同宇称(电子轨道角动量之和为奇数时称为奇宇称,为偶数时称为偶宇称)的状态。所以可用双光子跃迁来实现偶极禁戒跃迁。下面只求解受激拉曼散射这个特殊情形。

可以建立一个坏腔拉曼激光器,在长度为2 cm的谐振腔中有100万铯原子偶极子仅通过腔内平均20个光子产生的弱腔内场维持自发同步状态。铯原子坏腔拉曼激光器原理如图1所示,自发同步的原子偶极子集体存储相位信息,拉曼散射产生的光子被坏腔迅速排出到腔外形成超辐射。

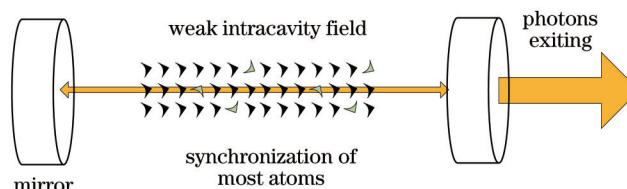


图1 铯原子坏腔拉曼激光器原理图

Fig.1 Schematic of caesium atoms bad-cavity Raman laser

铯原子能级图如图2所示。为了实现双光子跃迁,可设想沿腔轴方向加固定磁场产生精细结构分裂,并将894 nm 修饰激光沿腔轴发射,通过非共振的驱动腔,注入足够强度来使超辐射进入谐振腔模式。用修饰光和重抽运光实现从  $|e\rangle=|6^2S_{1/2}, F=2, m_f=0\rangle$  通过中间态  $|i_{\pm}\rangle=|6^2P_{1/2}, F'=2, m'_f=\pm 1\rangle$  到  $|g\rangle=|6^2S_{1/2}, F=1, m_f=0\rangle$  的发射路径,  $|e\rangle$  和  $|g\rangle$  是不易受磁场影响的超精细结构,且相差9.19 GHz。偏振的正交允许最后将辐射光与一起传播的修饰光分开。修饰光比  $|e\rangle \rightarrow |i_{\pm}\rangle$  的原子跃迁频率低10 MHz,腔内共振模式也调到比  $|g\rangle \rightarrow |i_{\pm}\rangle$  的频率低10 MHz。重抽运光波长为852.3 nm,处于基态和光学激发态  $|6^2P_{3/2}, F'=2\rangle$  之间。重抽运光F1将原子从基态  $|F=1\rangle$  转移到激发态  $|F'=2\rangle$ ,重抽运光F2使他们到态  $|E\rangle$ 。调节修饰光到合适的强度,从而实现波长为894 nm的超辐射光。此外为了降低原子散失导致的原子数噪声,应在腔内加以光学晶格来束缚原子并通过冷却降低温度。

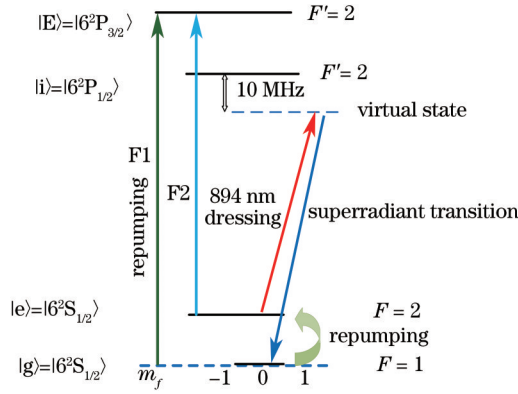


图2 铯原子能级图

Fig.2 Raman transition of caesium atoms

对于禁戒跃迁速率  $\gamma_{eg}$ , 其值很小并可通过改变周围电磁场分布如加入介质板等方法调节其值在  $10 \text{ s}^{-1}$  左右,对于更小的  $\gamma_{eg}$ , 辐射光能量也将降低,可能会使出射光太弱而无法使激光器相位稳定。对于腔内衰减速率  $\kappa$ , 由后文分析可知,  $\kappa$  较大时可减小线宽和频率牵引系数,并增加输出功率,取  $\kappa = 2\pi \times 25 \text{ MHz}$  (对应精细常数  $F=300$ )。并通过调节  $T_2$  的值使横向消相干速率  $\gamma_{\perp}$  满足  $2\gamma_{\perp}/\kappa = 4 \times 10^{-5}$  (对应  $\gamma_{\perp} \approx 3100$ )。

为了探究铯坏腔拉曼激光器内集体效应与抽运速率等条件的关系。通过计算谐振腔系统的哈密顿量以及原子-腔密度矩阵,并应用可观测量的稳态表达式得到原子自旋相关表达式为<sup>[2-3]</sup>

$$0 = \langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c \left[ -\Gamma + \frac{w - \gamma}{(w + \gamma)} N\gamma C - 2 \frac{(N\gamma C)^2}{\gamma + w} \langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c \right], \quad (1)$$

式中  $\Gamma = \gamma + w + 2/T_2$ ,  $N$  为原子个数,  $w$  为原子集体中每个粒子抽运强度,  $\gamma$  是原子自由空间辐射速率。若要使  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  大于0,  $-\Gamma + N\gamma C(w - \gamma)/(w + \gamma)$  需大于0。当  $w$  较小时,  $N\gamma C \gg \Gamma$  (因为  $NC \gg 1$ ), 只要  $(w - \gamma)/(w + \gamma) > 0$ , 就可满足条件,即  $w > \gamma$ 。这是抽运速率的阈值,超过此阈值时集体效应开始显现。

通过自旋相关表达式,当  $w \gg \gamma$  时,  $(w - \gamma)/(w + \gamma) \approx 1$ , 暂且忽略  $T_2$  ( $T_2$  值大约在  $10^{-4}$  量级), 有

$$\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c = 2[w(N\gamma C - w)]/(2N\gamma C)^2, \quad (2)$$

可看出当抽运  $w > N\gamma C$  时,  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  再次小于0,表示抽运产生的噪声破坏了原子的集体效应,这是抽运速率的上限。

同时可发现当  $w = N\gamma C/2$  时自旋相关达到最大值  $1/8$ , 此时激光器输出功率为

$$P = \hbar\omega_a N^2 \langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c C\gamma = \hbar\omega_a N^2 C\gamma/8, \quad (3)$$

式中  $N\gamma C$  可理解为每个原子衰变速率,  $N \langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  为实际参与集体效应的原子数,  $\hbar\omega_a$  是单个光子能量。

考虑到对于四能级系统,不是所有的粒子都处于有效状态,光学重抽运使原子经过一系列中间 Zeeman 态,所以还需要引入参数  $R < 0.2$ , 输出最大光子流表达式的最终结果为<sup>[4-5]</sup>

$$\dot{M}_{pk} = RN^2 C\gamma/8, \quad (4)$$

式中  $C = (2g_2)^2 / \kappa\gamma$ , 是单粒子协同性因子。

此外还存在总原子数阈值, 因为当  $N$  过小时, 可能  $w$  取任何值都不能使  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c > 0$ 。当  $w \gg \gamma$  且  $2/T_2 \gg \gamma$  时, 有  $N\gamma C - w - 2/T_2 > 0$ , 暂且忽略  $w$ , 原式写成  $N\gamma C > 2/T_2$ , 即

$$N > 2 / (T_2 \gamma C). \tag{5}$$

这里给出一些所需的铯坏腔拉曼激光器的数据:  $C = 7.5 \times 10^{-3}$ , 即单粒子协同性因子为定值, 原子数  $N = 10^6$ , 抽运速率  $w = 0 \sim 170$  k 和  $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$  禁戒跃迁速率  $\gamma = 1 \sim 25 \text{ s}^{-1}$  (腔内光子数为 20 时对应  $\gamma$  为  $17 \text{ s}^{-1}$ ), 得到如图 3 及图 4 所示的自旋相关三维图和等高图, 高度表示  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  的值, 且用 0 代替  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  小于 0 的区域。

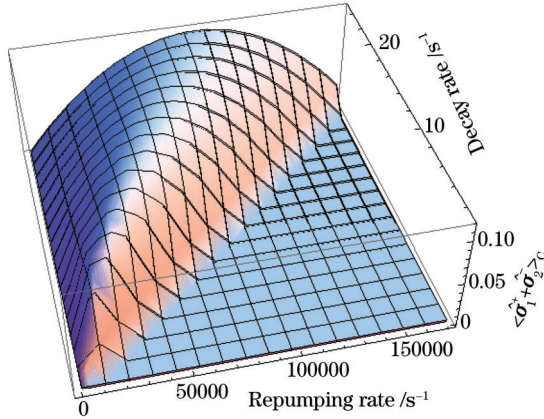


图 3 自旋相关三维图,  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  与衰减率、抽运速率的关系

Fig.3 Three dimensions graph of spin-spin correlation,  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  as a function of decay rate and repumping rate

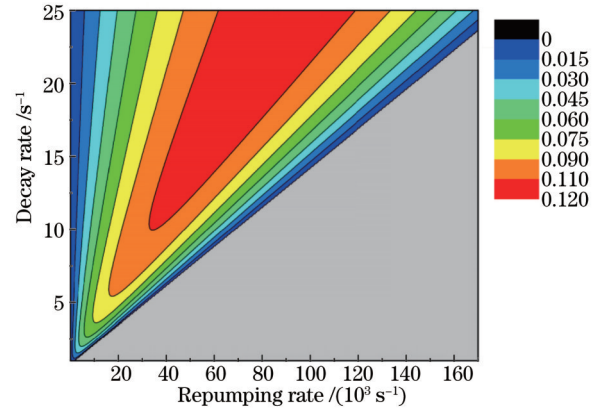


图 4 自旋相关等高图

Fig.4 Contour map of spin-spin correlation

图 3 和图 4 是不同衰减速率  $\gamma$  下自旋相关与抽运速率的关系。对于任一衰减速率, 当抽运速率超过上限时自旋相关降到 0 以下, 即图 4 的灰色区域, 表示超辐射被熄灭。当抽运速率等于上限的一半时, 相关系数达到最大值。由于相关系数与腔内光子数及输出功率正相关, 所以它们也分别达到最大值。

此外, 对确定的  $\gamma = 17 \text{ s}^{-1}$ , 可作出  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  随原子数  $N$  及抽运速率  $w$  的关系如图 5 所示, 其中纵坐标是原子数  $N$  的指数, 横坐标是抽运速率  $w$  的指数, 高度为  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  的指数。

在图 5 中, 自旋相关  $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle_c$  作为抽运速率  $w$  和原子数  $N$  的函数。可看到抽运达到阈值后自旋相关逐渐建立, 且抽运速率过大时自旋相关迅速回到 0。还能看到原子数阈值约为  $10^{4.75}$ , 低于此值时抽运速率取任何值都不能建立原子间的关联。

从前面分析可知, 对于超辐射现象, 若  $N$  个原子能全部耦合进入腔内模式, 则最大输出光子流为  $RN^2C\gamma/8$ , 对于禁戒跃迁  $\gamma$  很小 (可小于  $50 \text{ s}^{-1}$ ),  $NC$  需远大于 1 使集体衰变相对其他形式的衰变占主要成分。当参数  $C = 7.5 \times 10^{-3}$ ,  $\gamma = 17$ ,  $R = 0.2$  时, 输出功率与原子数的平方成正比 (如图 6 所示)。

此平方关系还可从光的波动性方面去理解: 彼此合作的  $N$  个原子的辐射相位相同时, 由于相干叠加, 自

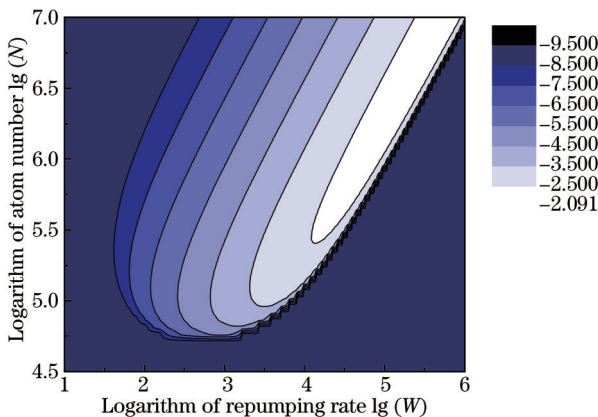


图 5 自旋相关随抽运光功率变化图

Fig.5 Spin-spin correlation versus pump optical power

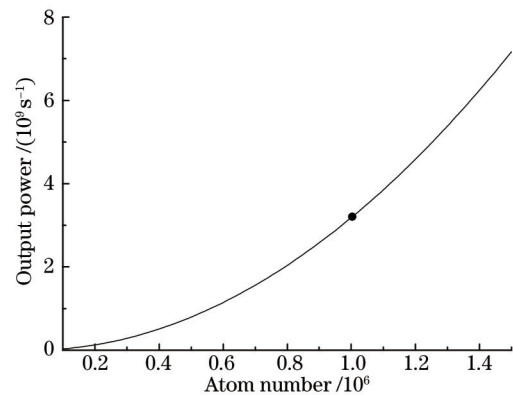


图 6 输出功率随原子数变化关系

Fig.6 Output power as a function of atom number

发辐射的光强将与  $N^2$  成正比。若是非相干自发辐射,由于  $N$  个原子辐射的相位彼此毫无联系,自发辐射的光强将只与受激态的原子数  $N$  成正比<sup>[6-11]</sup>。

### 3 结 论

研究了基于铯原子坏腔拉曼激光器的自旋相关效应。了解到这种坏腔拉曼激光器中大量原子仅通过光腔内很少的光子保持自发同步状态,以集体形式辐射光子。由于极低的腔内光子数可将原子集体与外部很好的分离开,从而大大提高稳定性,这与常见激光器有巨大的差别。通过对符合条件的原子进行筛选,提出了一种基于铯原子拉曼跃迁的坏腔拉曼激光器,给出了其能级图和整个装置的主要参数,功率能达到  $10^{-9}$  W 量级,此光源可作为其他应用的参考源。

### 参 考 文 献

- 1 Bohnet Justin G, Chen Zilong, Weiner Joshua M, *et al.*. A steady-state superradiant laser with less than one intracavity photon [J]. *Nature*, 2012, 484(7392): 78-81.
- 2 Meiser D, Holland M J. Steady-state superradiance with alkaline-earth-metal atoms[J]. *Phys Rev A*, 2010, 81(3): 033847.
- 3 Bassani F, Forney J J, Quattropiani A. Choice of gauge in two-photon transitions: 1 s-2 s transition in atomic hydrogen[J]. *Phys Rev Lett*, 1977, 39(17): 1070-1073.
- 4 Hemmerich A, Hänsch T W. Two-dimensional atomic crystal bound by light[J]. *Phys Rev Lett*, 1993, 70(4): 410 - 413.
- 5 Meiser D, Ye Jun, Carlson D R, *et al.*. Prospects for a millihertz-linewidth laser[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 102(16): 163601.
- 6 Thomas Maier, Sebastian Kraemer, Laurin Ostermann, *et al.*. A superradiant clock laser on a magic wavelength optical lattice [J]. *Optics Express*, 2014, 22(11): 13269-13279.
- 7 Justin G Bohnet, Zilong Chen, Joshua M Weiner, *et al.*. Linear-response theory for superradiant lasers[J]. *Phys Rev A*, 89 (1): 013806.
- 8 Kevin C Cox, Joshua M Weiner, James K Thompson. Phase diagram for injection locking a superradiant laser[J]. *Phys Rev A*, 90(5): 053845.
- 9 Zhao Gang, Jiang Xudong, Lü Xinjie, *et al.*. Four-wavelength near & mid-infrared optical parameter oscillator based on superlattice[J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(5): 0502004.  
赵 刚, 蒋旭东, 吕新杰, 等. 基于光学超晶格的四波长近-中红外光参量振荡器[J]. *中国激光*, 2015, 42(5): 0502004.
- 10 Pan Biwei, Yu Liqiang, Lu Dan, *et al.*. 20 kHz narrow linewidth fiber Bragg grating external cavity semiconductor laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(5): 0502007.  
潘碧玮, 余力强, 陆 丹, 等. 20 kHz 窄线宽光纤光栅外腔半导体激光器[J]. *中国激光*, 2015, 42(5): 0502007.
- 11 Duan Hongcheng, Wu Jin, Zhao Zhilong, *et al.*. Frequency drift measurement on single-frequency laser by short fiber delayed self-heterodyne[J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(7): 0702008.  
段洪成, 吴 谨, 赵志龙, 等. 短光纤延时自外差测量单频激光器频率漂移[J]. *中国激光*, 2015, 42(7): 0702008.

栏目编辑: 史 敏