

文章编号 1004-924X(2010)03-0602-07

远场光束扩展对光斑瞄准偏差影响的实验

高 明, 吴振森

(西安电子科技大学 理学院, 陕西 西安 710071)

摘要:在远场大气环境下的激光瞄准过程中, 大气湍流效应会造成光束的漂移和扩展, 从而影响激光器的瞄准精度。本文基于修正的 Von Karman 湍流谱和部分相干光在湍流大气中的传输理论, 设计了高斯光波经过大气湍流后的光场模拟软件, 并在一定气象条件下, 通过一种激光光轴瞄准偏差测试系统进行外场实验。该测试系统光束直径 ≤ 9 mm, 接收部分为 120 mm 大口径光学镜头。研究了 3 km 范围内强湍流条件下光束的传输特性; 结合实验数据, 分析了在湍流大气中远场光传播时波束扩展对激光瞄准精度的影响。基于文中研究结果设计的瞄准偏差补偿方案可提高系统在大气能见度 10 km 范围内的瞄准精度。在激光传输距离 < 3 km, 斜程仰角为 $0\sim 45^\circ$ 时, 激光光斑偏移计算误差 ≤ 0.1 mrad。

关键词:激光大气传输; 大气湍流; 光束扩展; 瞄准偏差

中图分类号: TN241; P427.1 **文献标识码:** A

Experiments of effect of beam spreading of far-field on aiming deviation

GAO Ming, WU Zhen-Sen

(School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: In the laser aiming process at far-field atmosphere, the atmospheric turbulent will result in beam spreading and wandering and the pointing accuracy of a laser is dropped seriously. Based on the modified Von Karman turbulence spectrum and the theory of partially coherent beam propagating, a light field simulation software of Gaussian beam propagating though atmospheric turbulence was developed, and the transmission characteristics of beam propagating through far-field strong atmospheric turbulence were investigated in a certain meteorological condition. A test system with a laser optical axis in beam diameter less than 9 mm and a large-calibre receiving lens in 120 mm was designed for measuring the dynamic aiming deviation. At the same time, the relationship between the beam spreading and the variation of gravity center of laser spot was investigated in the range of 3 km and the influence of the beam spreading on laser aiming accuracy was analysed. Based on above results, the compensation scheme for aiming deviation can improve the laser aiming accuracy in an atmospherical visible range of 10 km. When the laser transmission distance is less than 3 km and the angles of elevation

收稿日期: 2009-10-19; 修订日期: 2009-12-10.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (No. 60771038)

are $0\sim 45^\circ$, the deviation error of a laser spot is equal to or less than 0.1 mrad.

Key words: laser atmospheric transmission; atmospheric turbulent; beam spreading; aiming deviation

1 引言

激光瞄准的准确度很大程度上决定了测试系统及跟踪瞄准系统的性能。然而,由于激光在大气中传输时,大气湍流会导致激光波阵面的畸变,从而破坏激光的相干性,削弱了激光的光束质量,并引起光束的随机漂移以及激光能量在光束截面上的重新分布,产生如扩展、畸变和破碎等现象。此外,当激光功率足够大时,还会产生自诱导的非线性热晕现象^[1-4],导致目标上的光斑扩大,特别是当光束直径与湍流尺寸相当或比湍流尺寸大时,传输光束到达接收端传输路径上包含有许多的湍流涡旋,会产生扩展效应,也会进一步影响瞄准精度^[5]。在湍流大气中,特别是在远场传输情况下,还会由于多次散射而导致传输光波相干性的退化,使光波由完全相干光变成了部分相干光。研究发现,在湍流介质中传输时,部分相干光束的光强分布受到湍流的影响要小于完全相干光^[6]。文献[7]对部分相干双曲余弦高斯光束通过湍流大气均方根束宽的解析表达式进行了推导,研究了光束扩展问题。

本文对远场条件下高斯光束在湍流大气中传输的扩展特性进行了数值仿真,并结合自行研制的一种可见光与激光两光轴瞄准偏差测试系统,对光束在大气湍流中的扩展特性进行了实验研究。同时,基于部分相干光束在大气湍流中的传输理论,结合远场实验结果,对部分相干光束在湍流大气中传播时的光束扩展对激光瞄准精度的影响进行比对分析。分析表明,将研究结果应用到激光光斑瞄准偏差补偿装置的优化设计中,有望提高测试系统的瞄准精度。

2 光波的传输及扩展

光波在湍流大气中传输时,由于多次散射会导致传输光波相干性的退化,完全相干光变成了部分相干光。对于具有任意振幅分布和相位分布

的部分相干光的传播,其光场的分布通过随机相位屏模拟实现。在传输距离 $z>0$ 平面,部分相干光场的互谱密度函数可表示为^[8-9]:

$$W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z, \omega) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0, \omega) \times \exp\left\{-\left(\frac{ik}{2z}\right)[(r_1 - \rho_1)^2 - (r_2 - \rho_2)^2]\right\} \times \exp\left[-\frac{1}{\rho_0^2}(r_1 - r_2)^2\right] d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2, \quad (1)$$

其中 $\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2$ 为观察平面二维位置矢量, W 为光束的角频率, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 为光源平面某两点的二维位置矢量, k 为波数, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, $\rho_0 = (0.54 C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$ 为球面波在湍流介质中传输时的相干长度。令 $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2 = \boldsymbol{\rho}$, 通过坐标变换可得到 $z>0$ 平面的光强分布:

$$I(\rho, z) = \frac{k^2 I_0}{z^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{R_1^2 + R_2^2}{2} \times \exp\left[-\frac{R_1^2 + R_2^2}{2\omega^2}\right] J_0(\beta R_1) J_0\left(\frac{kR_1 R_2}{2z}\right) \times J_0\left(\frac{k\rho R_1}{z}\right) \exp\left[-\frac{R_1^2}{\rho_0^2}\right] R_1 R_2 dR_1 dR_2, \quad (2)$$

此处 R_1, R_2 为位置矢量的模, J_0 为 0 阶贝塞尔函数, β 为表征光源相干性的参数, ω 表示光斑的大小。

高斯-谢尔模(GSM)作为一种典型的部分相干光,具有光强较均匀,可降低散斑等优良特性,采用随高度变化的 H-V 湍流折射率结构函数^[10], 取准单色光 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 且取内尺度 l_0 的典型值 $l_0 = 0.01 \text{ m}$, 由式(2)可进一步得到 GSM 光束在强湍流大气中的光强分布公式为:

$$I(\rho, z) = \frac{I_0 \omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right], \quad (3)$$

式中 $\omega(z)$ 为斜程传输下边界层湍流光束扩展, 表示为:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 + \omega_d^2 + \omega_s^2, \quad (4)$$

式(4)表示经远场大气湍流传输接收端 GSM 光束束宽的平方。其中 ω_0 为束腰半径, ω_d^2 为光的衍射现象造成的光束扩展影响因子, $\omega_s^2 = \frac{4}{k^2}$

$\left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}\right) z^2$, σ_0 为 GSM 光束的相干长度, $\omega_0^2 = 18.7C_n^2(z \cos \theta) z^3$ 是光束在远场湍流大气中传输而产生的光束扩展影响因子^[11]。

进行光传输数值模拟的关键问题就是构造合适的相位以正确反映湍流大气折射率的变化特性, 采用傅里叶变换法生成模拟大气湍流效应的随机相位屏, 根据大气湍流的功率谱密度函数得到模拟的光学波前, 此过程可由下式表示^[12]:

$$\varphi(x, y) = \sum_{\kappa_x} \sum_{\kappa_y} h(\kappa_x, \kappa_y) \sqrt{F_\Phi(\kappa_x, \kappa_y)} \times \exp[j(\kappa_x x + \kappa_y y)] \Delta \kappa_x \Delta \kappa_y, \quad (5)$$

式中 $\varphi(x, y)$ 是大气扰动相位, $h(\kappa_x, \kappa_y)$ 为频率域里的 0 均值、单位方差的 Hermitian 复高斯随机变量, $F_\Phi(\kappa_x, \kappa_y)$ 是大气折射率起伏引起的符合 Kolmogorov 谱的功率谱函数

$$F_\Phi(\kappa) = 2\pi\kappa^2 \Delta z \Phi(\kappa, 2) \Delta \kappa_x \Delta \kappa_y, \quad (6)$$

其中 Δz 为湍流薄层厚度, $\varphi(\kappa, z)$ 是折射率功率谱密度函数, 将式(5)离散化, 可写为:

$$\varphi(m, n) = \sum_{m'=-N/2}^{(N/2)-1} \sum_{n'=-N/2}^{(N/2)-1} h(m', n') f(m', n') \times \exp\left[j2\pi\left(\frac{m'm}{N} + \frac{n'n}{N}\right)\right], \quad (7)$$

其中:

$$f(m', n') = \frac{2\pi}{\sqrt{G_x G_y}} \sqrt{0.00058 r_0^{-5/6} (f_x^2 + f_y^2)^{-11/12}}. \quad (8)$$

式中 G_x, G_y 表示相位屏的大小, r_0 表示大气相干长度。

在实际模拟时, 首先是对给定光波进行真空传输的计算, 再将模拟结果与真空传输严格的理论结果做比较, 达到一定精度后, 再进行实际的光波湍流大气传输的模拟。

图 1 为取参数: $C_n^2 = 10^{-15} m^{-2/3}$, $W_0 = 10$ cm, $L = 3000$ m, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 进行模拟计算后得到的光场仿真结果。在不考虑湍流的时间特性情况下, 采用随机相位屏模拟不同距离处光斑, 目的是将之产生的光斑图像作为一种参考标准, 同实验实测得到的数据进行对比, 便于进行后续的图像处理工作和偏差统计计算分析, 最终根据分析结

果实现瞄准偏差补偿。分别在不同距离参数下对光斑图像进行仿真, 结果表明, 在 1 km 处光斑面积较小, 到 2 km 处光斑面积变大, 至 3 km 位置处光斑面积同 2 km 区别不大, 说明随着距离增加, 波束传输受湍流影响较小。通过图像处理软件对激光光斑质心位置变化进行分析, 得到激光光斑质心在 3 km 距离内不同位置处的偏移情况, 在 1 km 处光斑的质心基本围绕一直径约为 150 mm 的统计圆做无规则运动, 随着传输距离的增加, 特别是在 3 km 位置处有几个光斑偏移量较大, 其他光斑质心仍然是围绕一统计圆运动, 最终试验在不同距离处长时间观测, 并采集光斑数据进行研究, 结果同仿真结果有较好的一致性。

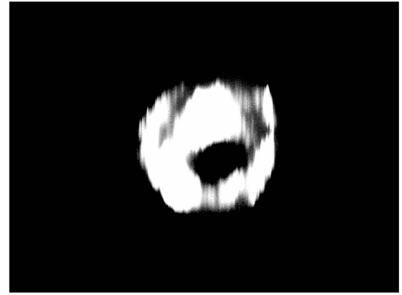


图 1 3 km 光斑仿真结果

Fig. 1 Simulation result of spot of 3 000 m away from transmitter

3 实验

3.1 实验系统

实验设计的激光偏差测试系统如图 2 所示。

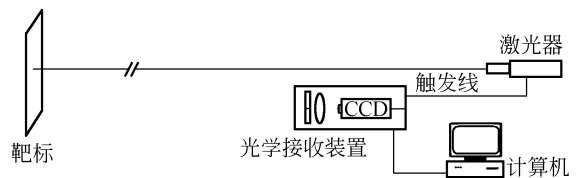


图 2 激光光轴瞄准偏差测试系统结构示意图

Fig. 2 Structure diagram of dynamic aiming deviation system of laser optical axis

激光器选用大功率 YAG 晶体编码激光器, 波长, 激光脉冲半功率点全宽度为 (10 ± 2) ns, 脉

冲能量 ≥ 400 mJ,激光光束发散角不大于 0.7 mrad;在激光器前端加装一扩束准直系统,准直光束直径 ≤ 9 mm。在距离激光器及光斑采集装置一定距离处,放置具有微棱镜涂层的高反射率膜靶板。照明系统产生的激光束会在靶标上形成光斑,该光斑由于受到大气湍流的影响而随机扰动。实验选用对波长有响应能力的德国BASLER公司SCOUT系列sA780-54gm高速千兆网接口CCD,为了确保进入CCD的光能量增强,采用了120 mm大口径光学镜头,在CCD拍摄过程中,为了避免日光等其他杂散光的干扰,在光学镜头前方加装了 $1.06\ \mu\text{m}$ 波长窄带滤光片。实验过程中,调整光路使各元件同轴,并使光斑落在CCD接收面上接近中央位置,实验设计的激光光轴偏差测试装置如图3所示。本系统采用激光和可见光两光轴瞄准偏差测试装置,以可见光光轴做为基准,对靶标上的光斑相对可见光基准的偏差进行测量。提取实验数据之前首先对两光轴进行精确校正使之平行,故在实验过程中只考虑大气湍流效应对激光瞄准偏差的影响。



图3 激光瞄准偏差测试装置

Fig. 3 Test device of laser aiming deviation

3.2 光束扩展实验

在远场条件下,对光束湍流大气传输进行了实验观测,实验目前分3个时间段进行,实验地点位于陕西华阴南部,观测现场地表为平坦的草地,能见度 $3\sim 5$ km,每次试验分别对不同距离靶标通过激光器进行照射,并对由CCD采集得到的每组光斑图像进行统计计算。实验过程中将表面贴高精度激光反射材料的靶标置于不同距离处分别持续观测一段时间,此间大气参量基本保持不变。实验现场不同时间段的部分气象数据如表1所示。

表1 远场实验部分气象数据

Tab. 1 Meteorological data of far-field experiment

时间	风向 (°)	风速 (m/s)	温度 (°C)	湿度 (%)	距离 (m)
9:18	86	8	25.6	65	1 000
9:19	85	3.2	25.7	65	1 000
9:20	85	9.7	25.7	64	1 000
10:30	43	5.3	26.4	62	2 000
10:31	42	4.8	26.5	62	2 000
10:32	44	6.6	26.2	62	2 000
15:00	66	6.4	28.1	59	3 000
15:01	66	11.3	28.7	57	3 000
15:02	67	9.5	28.8	59	3 000

图4和图5分别为2 km与3 km处拍摄到的一组光斑。



图4 2 km处 CCD 拍摄到的一组光斑

Fig. 4 Laser spots collected by CCD of 2 000 m away from transmitter



图5 3 km处 CCD 拍摄到的一组光斑

Fig. 5 Laser spots collected by CCD of 3 000 m away from transmitter

从实验结果可以看出,在2 km处有饱和现象,只有一个主光斑,而散斑变化较快,尺寸变化较大,散斑的半径比主斑小得多。随着温度的增加,在3 km处大气湍流增强,湍流有效的散射尺寸减小,导致单位距离内大于光束扩展直径的有效散射区域数量减少,而小尺度的散射区域增加,光束的空间相干性变差,光束扩展有所增加,散斑占空比减小,且伴随风速的增加,使得垂直方向的折射率梯度发生变化,光斑面积的变化较大,与2 km(最大光束扩展面积 (1.3×10^6) mm²)相比,随着距离的增加,3 km的光束扩展有所增加(最大光束扩展面积 (1.6×10^6) mm²)。图6表示了在上述实验过程中,光束在不同传输距离 z 处相应的光斑面积随时间变化关系。

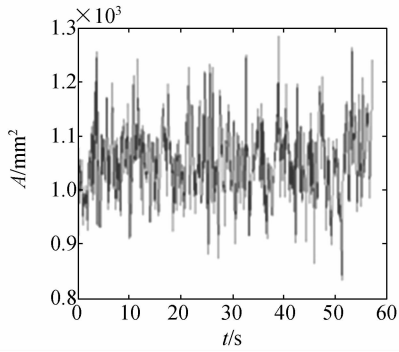
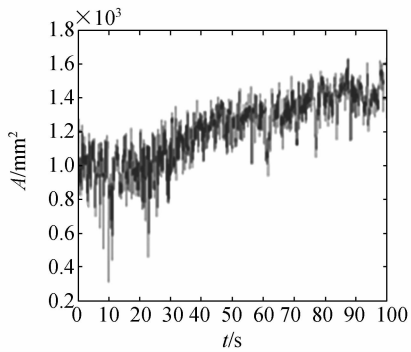
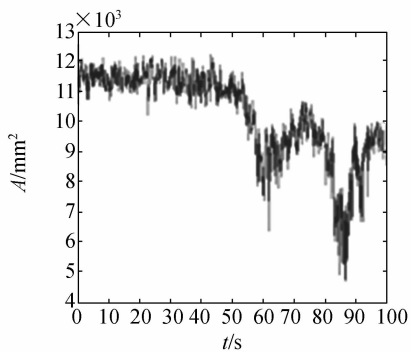
(a) $z=1\ 000\ \text{m}$ (b) $z=2\ 000\ \text{m}$ (c) $z=3\ 000\ \text{m}$ 图 6 不同距离 z 处光斑面积随观察时间变化情况

Fig. 6 Laser spot area changes with time at different distances

4 实验数据与仿真数据的对比分析

通过引入放大倍率,计算出了实际光斑的扩展量。选取某一时间段的扩展数据作为样本,求取不同时段不同距离扩展量的方差,将之与理论模型数据进行对比,说明了在不同距离光束的扩展情况,图 7 为光束扩展半径外场实验数据与模

拟数据的对比结果,横坐标和纵坐标分别表示光束的传输距离和光束扩展均方根,光学接收系统孔径 $D=15\ \text{cm}$,外场实验数据与模型模拟数据在

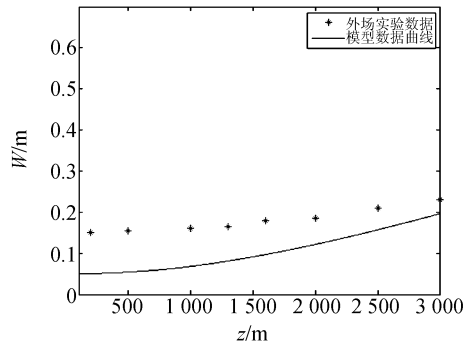


图 7 光束扩展外场实验数据与模型模拟数据(均方根值)对比

Fig. 7 Comparison of mean square roots of beam spreading of far-field experimental data and model simulation data

同一量级。如图 7 所示,相对于 1 000 和 2 000 m,3 000 m 距离处外场实验的结果与模型的差别要小,为 8.4%,说明用于仿真的数学模型基本能够反映部分相干光束远场传输的扩展特性。由于远场大气湍流的不规则起伏,光束经大气湍流散射,在湍流较弱的情况下,因散射波间的干涉而形成时变散斑,同时降低了光束的横向相干性,随着传输距离的增加,散斑尺寸变化较大,主斑通常只有一个且半径接近真空衍射,散斑的半径会比主斑小。400 mJ 的激光束在大气中传输时,大气湍流效应与非线性热晕效应之间的相互作用也会导致激光光束质量的严重退化,湍流扩展直接影响了这种自诱导畸变效应,光束传输中湍流与热晕相互作用进一步产生光束扩展。总之,随光束质量变差和湍流强度的增强,总光斑扩大,散斑占空比减小,加剧了光束的扩展。

5 结 论

光束在强湍流大气的传播过程中,由于多次散射等因素使传输中的光波相干性产生退化,从而使光波由完全相干光变成了部分相干光。鉴于部分相干光束的光强分布受到湍流的影响比完全相干光要小这一现象,对部分相干光在强湍流大气中传输时光束扩展的影响进行研究。通过原理

分析以及对公式(4)的推导,结合计算机仿真和远场实验研究的结果表明,湍流较弱的情况下,散斑尺寸变化较大,主斑往往只有一个且半径接近真空衍射,散斑的半径比主斑相对要小。随着大气湍流增强,湍流有效的散射尺寸减小,导致单位距离内大于光束扩展直径的有效散射区域数量减少,而小尺度的散射区域增加,光束的空间相干性变差,随光束质量变差和湍流强度的增强,总光斑扩大,散斑数目增多,占空比减小,且伴随风速的

增加,使得垂直方向的折射率梯度发生变化,进而光斑面积的变化有所增加。分析表明,随着光束传输距离的增加,模型仿真数据同实验所得数据更为接近,文中推导的数学模型能够反映远场部分相干光束传输的扩展特性。结合文中研究结果设计瞄准偏差补偿方案,可提高在大气能见度10 km范围内的瞄准精度,在激光传输作用距离 <3 km,斜程仰角为 $0\sim 45^\circ$ 时,激光光斑偏移计算误差 ≤ 0.1 mrad。

参考文献:

- [1] 黄印博,王英俭. 聚焦光束大气传输光束扩展定标规律的数值分析[J]. 光学学报,2005,25(2):152-156.
HUANG Y B, WANG Y J. Numerical analysis of the scaling laws about focused beam spreading induced by the atmosphere[J]. *Acta optica Sinica*, 2005,25(2):152-156. (in Chinese)
- [2] 张民,吴振森,张延冬. 脉冲波在强起伏湍流介质中的传播特征分析[J]. 物理学报,2001,50(6):1052-1057.
ZHANG M, WU ZH S, ZHANG Y D. An analysis of the propagation characteristic of a pulse wave through a strong turbulence medium [J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, 50(6):1052-1057. (in Chinese)
- [3] 饶瑞中. 光在湍流大气中的传播[M]. 安徽:安徽科学技术出版社,2005.
RAO R ZH. *The Optical Wave Propagation in Turbulent Atmosphere*[M]. Anhui: Anhui Science and Technology Publishing House, 2005. (in Chinese)
- [4] 徐科华,马晶,谭立英. 深空光通信中光束瞄准技术研究[J]. 光学精密工程,2006,14(1):16-21.
XU K H, MA J, TAN L Y. Research on beam pointing in deep space optical communication[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2006,14(1):16-21. (in Chinese)
- [5] ANDREWS L C, PHILLIPS R L. *Laser Beam Propagation Through Random Media* [M]. Bellingham: SPIE Publishing Services, 1999.
- [6] WU J, BOARDMAN D. Coherence length of a Gaussian Schell-model beam and atmospheric turbulence [J]. *Mod. Opt.* 1991,38:1355-1363.
- [7] 季小玲,黄太星,吕百达. 部分相干双曲余弦高斯光束通过湍流大气的光束扩展[J]. 物理学报,2006,55(2):978-982.
JI X L, HUANG T X, LV B D. Spreading of partially coherent cosh-Gaussian beams propagating through turbulent atmosphere [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006,55(2):978-982. (in Chinese)
- [8] SHIRAI T, DOGARIU A, WOLF E. Mode analysis of spreading of partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence[J]. *J Opt Soc Am*, 2003,20:1094-1102.
- [9] GBUR G, WOLF E. Spreading of partially coherent beams in random media [J]. *Opt Soc Am*, 2002, 19A(8):1592-1598.
- [10] ZHANG Y X, WANG G G. Average intensity and short term beam spread of a laser beam propagating in a slant-path atmosphere[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007,36(2):167-170.
- [11] 袁纵横,张文涛. 大气湍流对激光信号传输影响的分析研究[J]. 激光与红外,2006,36(4):272-274.
YUAN ZH H, ZHANG W T. The analysis and research for the laser beam through onflow atmosphere channel [J]. *Laser & Infrared*, 2006, 36(4):272-274. (in Chinese)
- [12] JOHANSSON E M, GAVEL D T. Simulation of stellar speckle imaging[J]. *SPIE*,1994,2200:372-383.

作者简介:



高 明(1964—),男,吉林长春人,博士研究生,教授,1987 于长春理工大学获得学士学位,2003 年于南京理工大学获得硕士学位,现为西安工业大学光电工程学院光信息技术研究所所长,主要从事激光大气传输理论及技术的研究。
E-mail: minggao1990@sohu.com



吴振森(1946—),男,湖北沙市人,博士生导师,教授,1969 年于西安交通大学获得学士学位,1981 年于武汉大学获得硕士学位,主要从事随机介质和复杂结构的电磁波、光波的传播与散射,目标与环境光电特性与计算机仿真,图像与数值信号处理,粒度分析与测量等领域研究。E-mail: wuzhs@mail. xidian.edu.cn

●下期预告

全固态复合内腔和频 570 nm 连续波黄光激光器

姜忠明,陈殿仁

(长春理工大学 理学院,吉林 长春 130022)

研究报道了全固态连续波 570 nm 黄光激光器,黄激光分别由两片 Nd:YAG 的 1 444 nm 和 946 nm 谱线非线性和频产生,两条谱线在各自晶体对应能级跃迁分别为 ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{15/2}$ 和 ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{9/2}$ 。实验采用复合腔结构,利用 KTP 晶体 II 类临界相位进行内腔和频,当注入到两片 Nd:YAG 晶体的泵浦功率分别为 24 W 和 15 W 时,获得 560 mW 的连续波 570 nm 黄激光输出。4 h 功率稳定度优于 $\pm 2.8\%$ 。本文所利用的复合内腔和频技术为新波长激光器的发展提供了一个方向。