

文章编号: 0258-7025(2005)05-0617-05

高能激光及其采样后大气传输中湍流及热晕效应的比较

曾学文, 陆启生, 许晓军, 舒柏宏, 黎 全, 杜少军, 赵伊君

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 通过数值模拟, 比较了高能激光及其采样后在湍流大气中传输时远场中央长曝光斑的环围能量半径与扩展等情况。结果表明, 在仅有湍流时两者保持不变, 而热晕会导致光斑的进一步扩展; 采样器的透光比越低, 热晕对光斑的扩展影响越小; 未采样高能激光的远场中央光斑相对于高能激光经采样后的远场中央光斑的扩展, 可归因于热晕效应。因此, 利用光束波前采样器对高能激光及其采样后在湍流大气中传输时的远场光斑特性进行比较, 就可以诊断高能激光大气传输热晕效应。

关键词 大气光学; 大气传输; 湍流; 热晕; 数值模拟; 光束波前采样器; 高能激光; 角谱

中图分类号 TN248; TN012 **文献标识码** A

Comparisons of Turbulence and Thermal Blooming Effects of High-Energy Laser with its Sampled One Propagating in the Atmosphere

ZENG Xue-wen, LU Qi-sheng, XU Xiao-jun, SHU Bai-hong, LI Quan,
DU Shao-jun, ZHAO Yi-jun

(*Institute of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China*)

Abstract The ringed-energy-radius and expansion of the long-exposed far-field central patterns of the high-energy (HEL) laser and its sampled one propagating in the turbulent atmosphere are compared by numerical calculation, the results show that: both of them are the same in the merely turbulent situation, and the thermal blooming leads to attached expansion of the pattern; the smaller the transmission of the sampler is, the less the effect of thermal blooming on the attached expansion of the pattern is; the attached expansion of the central pattern of the high-energy laser with respect to its sampled one is due to the thermal blooming. The atmospheric thermal blooming effects thus can be diagnosed by the methods of utilizing the beam wavefront sampler and comparing the characteristics of the far-field central patterns of the high-energy laser with its sampled one propagating in the turbulent atmosphere.

Key words atmospheric optics; atmospheric propagation; turbulence; thermal blooming; numerical simulation; beam wavefront sampler; high-energy laser; angular spectrum

1 引 言

高能激光在实际大气中传输时, 往往同时存在着湍流、热晕以及它们之间的相互作用等一系列线性和非线性效应, 特别是非线性热晕效应将最终限制目标上的最高功率密度, 需在实际中加以诊断。激光大气传输理论说明^[1~13]: 大气湍流导致了激光束的扩展、相干性降低等效应, 但激光束在传输过程

中并不改变大气介质的性质, 湍流效应只与光场分布有关, 或者说, 光场分布相同的光波在相同湍流大气中传输时的湍流效应是相同的。又根据平面波角谱传输及采样理论^[2], 在光波采样器满足采样定理要求的情况下, 光波经采样后其中沿光轴附近传播的零级谱的振幅虽被衰减了, 但零级谱的分布本身并未被改变, 因此, 光波及其零级谱在同一湍流大气

收稿日期: 2004-02-23; 收到修改稿日期: 2004-09-03

基金项目: 国防科技基础研究基金资助项目。

作者简介: 曾学文(1968—), 男, 湖南桃江人, 博士, 主要从事激光与物质相互作用、光电系统、激光束传输变换和控制等方面的研究工作。E-mail: xwzeng@163.com

中传输时的湍流效应不会有变^[1];大气热晕导致了激光束的扩展、变形等效应,这是由于高能激光对大气加热导致大气折射率变化从而反过来影响高能激光在大气中传输的一种非线性相互效应,与高能激光的功率密度成正比。在光波采样器满足采样定理要求的情况下,光波经采样后其零级谱的振幅被衰减了,对大气的加热作用减弱,从而零级谱的传输受大气的影 响会减小。高能激光经低透光比光波采样器采样后其零级谱的大气传输光斑特性将主要由湍流效应决定。

本文利用数值模拟方法^[5~7],对高功率密度有限平面波及其采样后大气传输湍流热晕效应作了比较研究。结果表明:高能激光及其采样后在湍流大气中传输时远场中央光斑的差异反映了大气热晕效应。

2 理论分析

高能激光在电导率为 0,导磁率为 1 的局部均匀各向同性湍流大气中传输时满足近轴近似下的基本方程组

$$\begin{cases} 2ik \frac{\partial u(\mathbf{r}, t)}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 u(\mathbf{r}, t) + 2k^2(n_t + n_b)u(\mathbf{r}, t) - ik\alpha u(\mathbf{r}, t) = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right)n_b = -\frac{dn}{dT} \frac{\alpha}{\rho_0 c_p} |u(\mathbf{r}, t)|^2 \exp(-\alpha z), \\ \langle n_t(\mathbf{r}_1)n_t(\mathbf{r}_2) \rangle = 2\pi C_n^2(z_1, z_2)\delta(z_1, z_2) \iint_{\infty} \Phi_n(\mathbf{K}) \exp[i\mathbf{K} \cdot (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)] d^2 \mathbf{K}, \end{cases} \quad (1)$$

式中 $\mathbf{r}=(x, y, z)=(\boldsymbol{\rho}, z)$ 为空间位矢, t 为时间标量; $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ 为横向拉普拉斯算子; $u(\mathbf{r}, t)$ 为沿 z 方向传播的光波的某一分量; n_t, n_b 分别为大气湍流和热晕所引起的折射率起伏,并假设满足线性叠加性; dn/dT 为大气折射率随温度的变化率; α 为大气吸收系数,并忽略了大气散射; \mathbf{v} 为大气风速; ρ_0 为大气密度,满足等压近似; c_p 为大气等压比热; δ 为克罗内克符号, $\Phi_n(\mathbf{K})$ 为大气湍流折射率的谱密度函数,满足马尔可夫(Markov)近似; $k=2\pi/\lambda$ 为波数; $C_n^2(z)$ 为大气湍流结构常数; $\langle \cdot \rangle$ 表示求系综平均。对方程(1)的求解常常采用近似或数值方法^[2]。

2.1 大气传输湍流效应的比较

利用(1)式,可得在局部均匀各向同性湍流大气中传输的平均光场为

$$\langle u(\boldsymbol{\rho}, z) \rangle = \exp\left[-\frac{\pi k^2 z}{4} \iint_{\infty} \Phi_e(\mathbf{K}) d^2 \mathbf{K}\right] \cdot u_0(\boldsymbol{\rho}, z), \quad (2)$$

式中 $\Phi_e(\mathbf{K})$, 为大气介电常数 ϵ 的谱密度函数; $u_0(\boldsymbol{\rho}, z)$ 为入射光波 $u(\boldsymbol{\rho}_0, 0)$ 在自由空间传输至 z 处时的光场。(2)式说明,平均光场的分布并未被湍流所破坏,只是振幅衰减了,而衰减程度仅由大气湍流的谱密度函数 $\Phi_e(\mathbf{K})$ 决定。

由(1)式,又可得平面波(加下标“p”表示)在湍流大气中传输时的互相干函数为

$$\Gamma_{2p}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; z) = |u_{0p}(\boldsymbol{\rho}, z)|^2 \exp\left(-\pi^2 k^2 z \int_0^{+\infty} \{K[1 - J_0(K|\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2|)]\Phi_e(K)\} dK\right), \quad (3)$$

因此,平面波在湍流大气中传输时,其相干性下降,而衰减程度也仅由大气湍流的谱密度函数 $\Phi_e(\mathbf{K})$ 决定。由(3)式可得在湍流大气中传输的平面波的相干长度为

$$r_p = \left[0.423k^2 \int_0^L C_n^2(z) dz\right]^{-3/5}, \quad (4)$$

式中 L 为传输距离。口径为 D 的有限平面波在湍流大气中传输时相对于在自由空间传输时的光束长期扩展倍数为^[9]

$$e_p = \sqrt{1 + (D/r_p)^2}, \quad (5)$$

平面波在湍流大气中传输时的长曝光半径为

$$\langle \rho_L^2 \rangle = \frac{\int d\boldsymbol{\rho} [|\boldsymbol{\rho}|^2 \cdot \Gamma_{2p}(\boldsymbol{\rho}, z)]}{\int d\boldsymbol{\rho} [\Gamma_{2p}(\boldsymbol{\rho}, z)]}. \quad (6)$$

其中 $\Gamma_{2p}(\boldsymbol{\rho}, z)$ 为 z 平面处平面波的自相干函数(平均光强)。设高能激光 $u(\boldsymbol{\rho}_0, 0)$ 的角谱为 $A_0(\mu, \nu)$, 在湍流大气中传输至远场时, $u_0(\boldsymbol{\rho}, z \rightarrow \infty)$ 等价于角谱 $A_0(\mu, \nu)$ 。而当高能激光经透光比为 τ , 满足采样

定理要求的光波采样器采样后,其中的零级谱变为原角谱 $A_0(\mu, \nu)$ 的 τ 倍^[2]。因此,在同一湍流大气中,按(2)式可知远场中央(零级谱)平均光场的振幅也变为原来的 τ 倍;按(3)式知互相干函数变为原来的 τ^2 倍;按(3)~(6)式和光斑环能量半径 R_η 的定义^[10],远场中央长曝光的环能量半径 R_η 和光束长期扩展倍数 e_p 不变。

2.2 大气传输热晕效应的比较

只考虑连续波高能激光在有横向风时的稳态热晕情况,并设 $\mathbf{v} \cdot \nabla = v_x \cdot \partial / \partial x$ 。利用(1)式可求得热晕稳态时大气的温度、密度、折射率等物理量的变化量。例如温度的变化为

$$T_b^s(x, y, z) = \frac{(\gamma - 1)\alpha T_0}{\gamma \rho_0 v_x} \int_{-\infty}^z I(x_1, y, z) dx_1, \quad (7)$$

式中 $\gamma = c_p / c_v$ 为等压比热与等容比热之比; T_0 为大气初始温度; I 为激光功率密度。而标识热晕导致的激光束变形程度的 Bradley-Hermann 热畸变参量为

$$N_{DC} = - \frac{dn}{dT} \frac{\alpha P z^2}{\pi n_0 \rho_0 c_p v_x a^3}. \quad (8)$$

高能激光被采样后,一方面所得的光场横向分布不同于原来的分布,另一方面激光束对大气的加热作用与原来也不相同,因此大气折射率变化对激光束的影响也不同,情况更为复杂。当然,采样后所得的激光束会在传输一个不长的距离后由于各小孔的衍射而使被加热区域趋向连续化,激光束的功率密度将会降低,热晕效应将会减弱,这可通过如下分析进行估算。

如图 1 所示,准直高能激光投射到采样器上后,采样器小孔内的激光束的衍射角约为

$$\theta_h = 0.61\lambda/b, \quad (9)$$

式中 b 为采样器的小圆孔半径。设 $b = 0.001$ m, $\lambda = 0.38$ μm , 则 $\theta_h = 2.318$ mrad。又设采样器的小圆孔间距 $c = 0.01$ m, 则当透过采样器的激光束传输距离满足

$$z \geq z_0 = \frac{c/2 - b}{\tan(\theta_h)} = 1.73 \text{ m} \quad (10)$$

后,各小孔后的光束之间开始互相交叉、重叠,估算此时的平均功率密度约为原来的 $\tau = \pi b^2 / c^2 = 3.14\%$ 倍,从而可相对地看成弱激光,热晕效应将大为减弱。随着传输距离的增大,零级谱的强度将接近于原高能激光强度的 τ^2 倍,热晕效应将更弱。

2.3 大气传输湍流与热晕综合效应的比较

高能激光在实际大气中传输时湍流与热晕效应往往同时存在,也存在着湍流与热晕相互作用的所

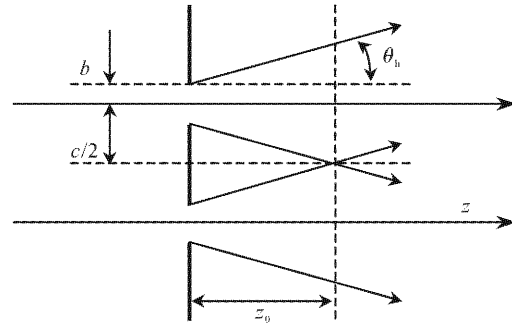


图 1 高能激光采样后的平均功率密度估算
Fig. 1 Estimate of average intensity of sampled high-energy laser

谓小尺度热晕不稳定性,这时激光束的扩展等效应比单一的湍流或热晕效应都强。

由前面的分析可知,高能激光经采样后,入射到大气中的激光束功率密度将降低,热晕效应减弱,这时远场中央零级光斑的形状及其扩展情况将主要取决于湍流效应。

3 数值模拟结果与讨论

如图 2(a) 所示,口径 $D = 0.6$ m 的原始有限平面波,经透光比 $\tau = 0.25, 0.0625$ 的两种光波采样器后在采样器后表面处的光场如图 2(b), (c) 所示。在数值模拟中,主要考察远场中央光斑(零级谱)环能量半径 R_η , 平均功率密度等的变化情况。

3.1 大气传输湍流效应的数值模拟结果比较

将图 2 中三种平面波聚焦(设焦距 $f = z = 3000.0$ m)后,它们在湍流结构常数同为 $C_n^2 = 5.37 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 的大气中传输,焦平面中央附近光斑如图 3 所示。其中图 3(b), (c) 两种采样情况下算得的中央光斑(零级谱)的环能量半径、长期扩展倍数均与图 3(a) (未采样)的结果相同: $R_{0.63}^{(0.25)} = 0.0355 \text{ m} \approx R_{0.63}^{(0.0625)}$, $R_{0.84}^{(0.25)} = 0.0616 \text{ m} \approx R_{0.84}^{(0.0625)}$; 平均功率密度的绝对值相差 16.17 倍。这些结果均与理论预计相符,说明高能激光及其采样后在同一湍流大气中传输时其零级谱的湍流效应保持不变。

3.2 大气传输热晕效应的数值模拟结果比较

设发射高能激光功率 $P = 180.0$ kW, 风速 $v_x = 5.0$ m/s, 经透光比 τ 分别为 0.25, 0.0625 的采样器后在大气中传输时焦平面中央附近光斑分别如图 4(b), (c) 所示, 两种采样情况下算得: 零级光斑的环能量半径 $R_{0.63}^{(0.25)} = 0.0165 \text{ m}$, $R_{0.84}^{(0.25)} = 0.0286 \text{ m}$, $R_{0.63}^{(0.0625)} = 0.0137 \text{ m}$, $R_{0.84}^{(0.0625)} = 0.0239 \text{ m}$;

光斑“质心”的位移 $\Delta R_{0.25} = 0.46 \text{ pixel}$, $\Delta R_{0.0625} = 0.11 \text{ pixel}$; 平均功率密度 $\bar{I}_{0.63}^{(0.25)} = 12.7 \text{ W/cm}^2$, $\bar{I}_{0.84}^{(0.25)} = 8.5 \text{ W/cm}^2$, $\bar{I}_{0.63}^{(0.0625)} = 0.9 \text{ W/cm}^2$, $\bar{I}_{0.84}^{(0.0625)} = 0.5 \text{ W/cm}^2$ 。与未采样的结果[图 4(a)]

相比,高能激光经采样后在大气中传输时的远场中央光斑有所改变,大气热晕效应(特别是光斑的变形、扩展)减弱;透光比越小,热晕效应越弱。

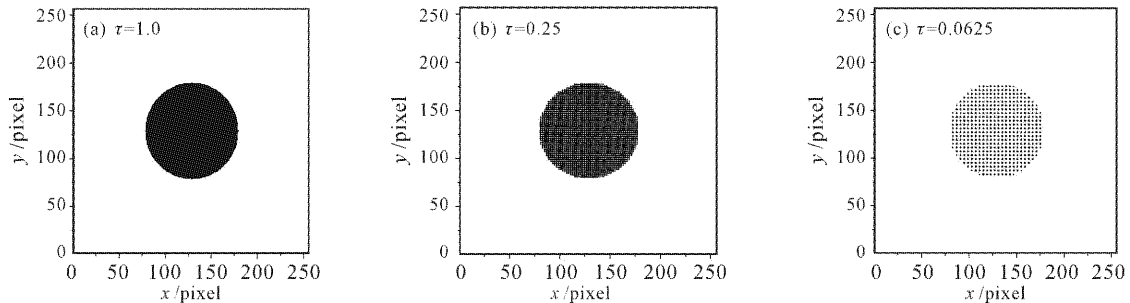


图 2 有限平面波经不同透光比的采样器后的光场

Fig. 2 Field of sampled plane wave by difference transmission

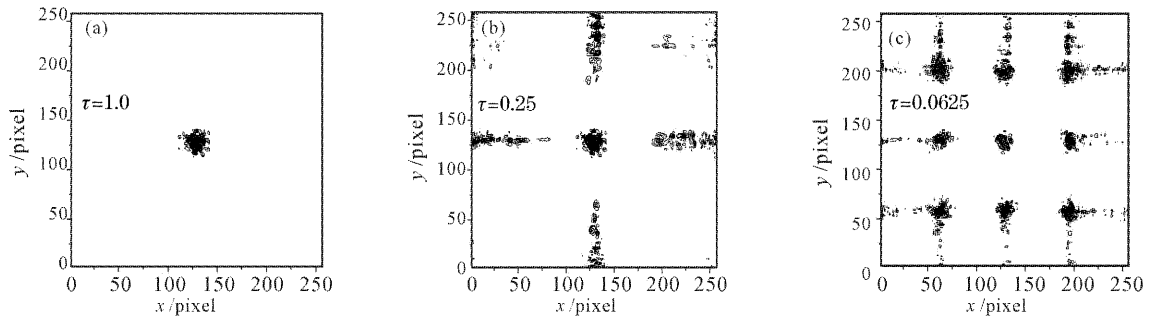


图 3 平面波经不同采样后在湍流大气中传输时的湍流效应的比较

Fig. 3 Comparison of turbulence effects of difference sampled beam propagating in the turbulent atmosphere

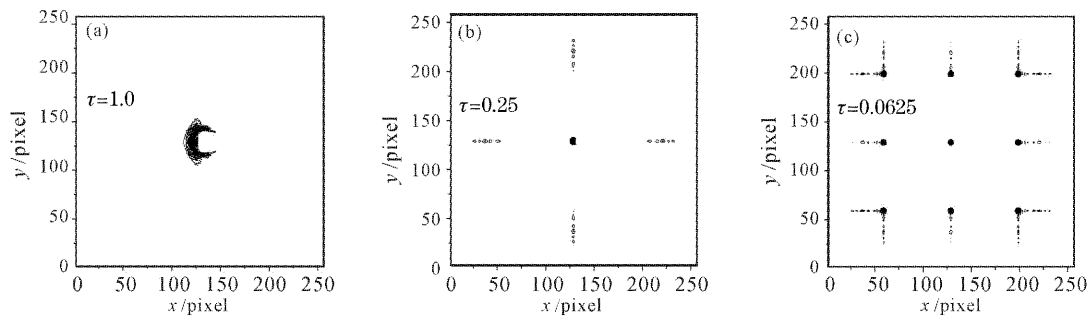


图 4 高能激光经不同采样后在大气中传输时的热晕效应的比较

Fig. 4 Comparison of thermal-blooming effects of HEL through difference sampler propagating in the atmosphere

3.3 大气传输湍流热晕综合效应的数值模拟结果

仿照上述方法,设高能激光功率 $P=180.0 \text{ kW}$, 风速 $v_x=5.0 \text{ m/s}$, 湍流强度 $C_n^2=5.37 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, 光波经前述不同透光比采样器后在大气中传输时焦平面中央附近光斑如图 5 所示,其中两种采样情况下算得:零级光斑的环围能量半径 $R_{0.63}^{(0.25)} = 0.0384 \text{ m}$, $R_{0.84}^{(0.25)} = 0.0648 \text{ m}$, $R_{0.63}^{(0.0625)} = 0.0367 \text{ m}$, $R_{0.84}^{(0.0625)} = 0.0626 \text{ m}$; 光斑“质心”位移 $\Delta R_{0.25} = 0.61 \text{ pixel}$,

$\Delta R_{0.0625} = 0.32 \text{ pixel}$; 平均功率密度 $\bar{I}_{0.63}^{(0.25)} = 2.3 \text{ W/cm}^2$, $\bar{I}_{0.84}^{(0.25)} = 1.6 \text{ W/cm}^2$, $\bar{I}_{0.63}^{(0.0625)} = 0.13 \text{ W/cm}^2$, $\bar{I}_{0.84}^{(0.0625)} = 0.07 \text{ W/cm}^2$ 。计算结果说明,由于采样后所得的激光功率密度降低,大气热晕效应比光波未采样时的弱,可以看成是弱激光传输情形,特别是低透光比采样[图 5(c)]时,光波在大气中传输时的远场零级光斑及其扩展等情况将主要由大气湍流效应决定。

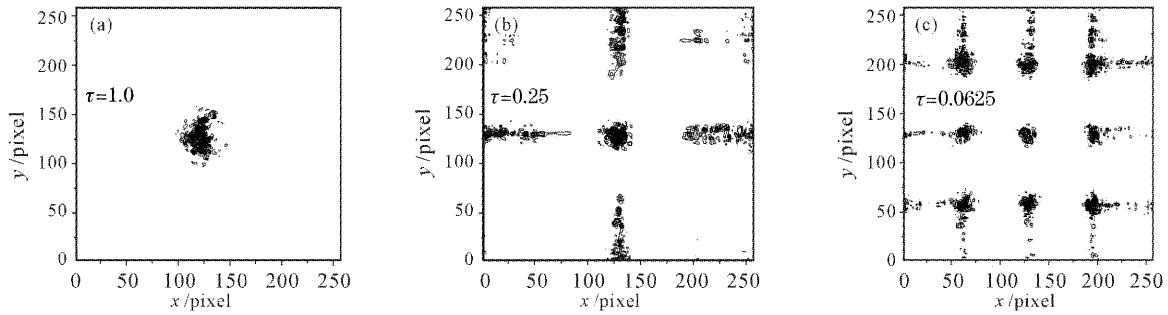


图 5 高能激光经不同采样后在大气中传输时湍流热晕效应的比较

Fig. 5 Comparison of turbulence and thermal-blooming effects of HEL through difference sampler propagating in the atmosphere

4 结 论

大气湍流所导致的光束扩展、相干性退化等效应的程度与光波场的分布有关；但与其绝对强度无关；大气热晕可导致光束的进一步扩展，这种效应与光波的强度直接相关。因此，在采样器对高能激光的空间采样满足采样定理条件下，高能激光及其采样后在同一湍流大气中传输时的远场中央光斑的差异就直接反映了大气热晕效应。由图 5(a), (c) 中高能激光大气传输湍流热晕综合效应的两种数值模拟结果可知，若利用可靠的低透光比的采样器，就可诊断高能激光在实际大气中传输时的热晕效应。

参 考 文 献

- J. W. Strohbehm. Laser Beam Propagation in the Atmosphere [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1978. 1~291
- Zeng Xuwen, Lu Qisheng, Xu Xiaojun *et al.*. Development of large aperture beam wave-front sampler (hole grating) [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(10): 1230~1236
曾学文, 陆启生, 许晓军等. 大口径光束波前采样器(孔栅)的研制 [J]. *光学学报*, 2003, **23**(10): 1230~1236
- Wang Yingjian, Wu Yi, Gong Zhiben. The statistics of atmospheric coherence length and Strehl ratio [J]. *Acta Optica Sinica*, 1996, **16**(8): 1109~1113
王英俭, 吴毅, 龚知本. 大气湍流相干长度和 Strehl 比的统计特性 [J]. *光学学报*, 1996, **16**(8): 1109~1113
- Rao Ruizhong. Turbulence path-integral parameters and light propagation effects in turbulent atmosphere [J]. *Acta Optica Sinica*, 1997, **17**(1): 79~85
饶瑞中. 湍流路径积分参量与湍流大气中光的传播效应 [J]. *光学学报*, 1997, **17**(1): 79~85
- Rao Ruizhong, Wang Shipeng, Liu Xiaochun *et al.*. Statistical characteristics of laser intensity fluctuation and beam pattern in a real turbulent atmosphere [J]. *Chinese J. Quantum Electronics*, 1998, **15**(2): 155~163
饶瑞中, 王世鹏, 刘晓春等. 激光在湍流大气中的光强起伏与光斑统计特征 [J]. *量子电子学报*, 1998, **15**(2): 155~163
- Wang Yingjian, Wu Yi. Folding FFT modification for laser propagation in the turbulent atmosphere [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1992, **4**(4): 581~587
王应俭, 吴毅. 折迭式 FFT 算法对激光大气传输湍流效应的数值模拟 [J]. *强激光与粒子束*, 1992, **4**(4): 581~587
- Chen Dongquan, Li Youkuan, Xu Xishen *et al.*. Numerical simulation of thermal blooming in atmospheric laser propagation [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1993, **5**(2): 243~252
陈栋泉, 李有宽, 徐锡申等. 激光大气传输中热晕的数值模拟 [J]. *强激光与粒子束*, 1993, **5**(2): 243~252
- Cai Bangwei, Huang Wenlong, Lü Baida *et al.*. Numerical simulation of CW steady-state thermal blooming with wind [J]. *Acta Optica Sinica*, 1996, **16**(7): 948~951
蔡邦维, 黄文龙, 吕百达等. CW 稳态热量的数值模拟 [J]. *光学学报*, 1996, **16**(7): 948~951
- Xu Xiaojun. Study on the Application of Aero-Optics [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2000. 105~111
许晓军. 气动光学工程研究 [D]. 长沙: 国防科技大学, 2000. 105~111
- Lü Baida. Propagation and Control of High-Power Lasers [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1999. 64~68
吕百达. 强激光的传输与控制 [M]. 北京: 国防工业出版社, 1999. 64~68
- Rao Changhui, Jiang Wenhan, Ling Ning. Atmospheric parameters measurements for non-Kolmogorov turbulence with Hartmann-Shack wavefront sensor [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(9): 1201~1207
饶长辉, 姜文汉, 凌宁. 应用哈特曼-夏克波前传感器测量大气湍流参数 [J]. *光学学报*, 2000, **20**(9): 1201~1207
- Cao Bailing, Wu Chengjiu, Wei Heli *et al.*. Atmospheric attenuation of the iodine lasers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(4): 496~500
曹百灵, 邬承就, 魏合理等. 碘激光的大气衰减特性 [J]. *光学学报*, 2003, **23**(4): 496~500
- Rao Ruizhong. Pattern characteristics of collimated laser beam in a turbulent atmosphere I. Characteristic radii [J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(10): 889~894
饶瑞中. 湍流大气中准直激光的光斑特征 I. 特征半径 [J]. *中国激光*, 2002, **A29**(10): 889~894