

# 大气湍流中透镜阵列的空间光耦合效率研究

雷思琛 柯熙政

西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

**摘要** 比较研究了基于 Von Karman 折射率谱下大气湍流中单透镜和与单透镜直径相同的透镜阵列的空间光到单模光纤耦合效率,并给出了相应表达式。设计了小口径透镜阵列的空间光-单模光纤耦合结构,证明采用阵列中每个透镜直径是空间相干半径 2~3 倍的结构具有最好的耦合效果。理论分析和实验结果表明:当通信距离足够远时,透镜阵列的耦合效果优于等口径耦合效果单透镜。

**关键词** 自由空间光通信;空间光耦合;湍流;透镜阵列

中图分类号 TN929.12 文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0605004

## Coupling Efficiency of Lens Array Spatial Light in Turbulence

Lei Sichen Ke Xizheng

Faculty of Automation & Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China

**Abstract** Coupling efficiency expression of single-mode fiber to single lens and lens array with the same single lens diameter is analyzed under Von Karman turbulence. The structure of small caliber lens array is designed. It is proved that an array with each receiving aperture which is 2 to 3 times of the spatial coherent radius is more suitable for a long distant free space optical communication system under strong turbulence and long communication distance, because the system has best coupling effect. It is proved theoretically and experimentally that the coupling efficiency of lens array spatial light is better than that of single lens of equal diameter within sufficient distance.

**Key words** free space optical communications; spatial light coupling; turbulence; lens array

**OCIS codes** 060.2605; 060.4510; 140.3325; 060.2310

## 1 引 言

空间光-单模光纤耦合有助于将成熟的光纤通信技术应用到自由空间光通信领域,便于系统标准化及与有线通信的兼容<sup>[1-3]</sup>。理论方面:1998年 Winzer 等<sup>[4]</sup>给出了大气湍流中平面光波耦合效率定义式;2005年 Dikmelik 等<sup>[5]</sup>利用 Kolmogorov 折射率功率谱给出了湍流中耦合效率的表达式,并提出透镜阵列可以抑制湍流近而导致耦合效率下降,2010年中国科学院力学研究所在文献[5]的基础上对透镜阵列耦合效率进行了较为深入的理论分析,但缺乏实验验证<sup>[6]</sup>;随后 Belmonte 等<sup>[7-8]</sup>实验验证了在星地相干光通信系统中望远系统阵列耦合系统阵列排布接收的可行性;2014年哈尔滨工业大学马晶等<sup>[9]</sup>在近似条件下给出了大气湍流 non-Kolmogorov 谱下的平面波和球面光的耦合效率表达式。在抑制湍流造成耦合效率不稳定方面多数研究者采用闭环伺服机构跟踪光束的快速抖动的方案;2007年电子科技大学的 Gao 等<sup>[10]</sup>提出利用压电陶瓷等器件组成闭环控制系统实现空间光-光纤的自动耦合系统;2013年武汉大学的熊准等<sup>[11]</sup>提出利用自适应光学系统进行波前矫正以提高耦合效率。欲利用此类闭环控制系统解决大气湍流造成的耦合效率抖动问题,最终都会受到伺服系统带宽限制。

收稿日期:2014-11-03;收到修改稿日期:2015-01-27

**基金项目:**国家自然科学基金(61377080)、西安市科技成果转化基金(CX12165)、陕西省自然科学基金基础研究计划(2013JQ8011)、陕西省教育厅科研计划(2013JK1104)、陕西省工业攻关科技计划项目(2013K06-08)、江苏省省级前瞻性研究专项资金(第三批)(BE2013088)、陕西省工业攻关项目(2013K06-08)、西安市碑林区科技计划项目(GX1408)

**作者简介:**雷思琛(1988—),女,博士研究生,主要从事空间光耦合方面的研究。E-mail: lsc429@163.com

**导师简介:**柯熙政(1962—),男,教授,主要从事自由空间光通信方面的研究。E-mail: xzke@263.net

本文基于修正 Von Karman 谱推导出单透镜和透镜阵列在大气湍流中耦合效率的表达式,并从理论和实验上验证了采用阵列接收的可行性。分析单透镜和与单透镜直径相同的透镜阵列在大气湍流中的耦合效率,利用透镜阵列结构特性抑制大气湍流造成的耦合效率的不稳定及下降问题,不受控制系统带宽限制。

## 2 Von Karman 谱大气湍流下单透镜耦合效率分析

自由空间光通信中,空间光耦合进光纤的过程如图 1 所示。激光通过准直光学系统在大气湍流中传播一段距离,入射到接收孔径  $A$  的表面,接收系统将畸变的光束会聚、整形,并耦合进光纤内部。从统计学的角度来计算耦合效率,将耦合效率的系综平均  $\langle \eta \rangle$  定义为耦合进光纤的平均光功率的系综平均  $\langle P_t \rangle$  和接收平面内的平均光功率系综平均之比  $\langle P_a \rangle$ <sup>[4-5,9]</sup>:

$$\langle \eta \rangle = \frac{\langle P_t \rangle}{\langle P_a \rangle} = \frac{\left\langle \left| \int_A U_{i,A}(\mathbf{r}, L) U_{m,A}^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 \right\rangle}{\left\langle \int_A |U_{i,A}(\mathbf{r}, L)|^2 d\mathbf{r} \right\rangle}, \quad (1)$$

式中  $U_{i,A}(\mathbf{r}, L)$  为接收孔径  $A$  上的入射光场分布;  $L$  为光传播距离;  $U_{m,A}^*(\mathbf{r})$  为折算到接收孔径  $A$  上的归一化的光纤模场分布,由于接收孔径平面  $A$  上的光纤模场分布  $U_{m,A}(\mathbf{r})$  与焦平面  $B$  上的光纤模场分布  $U_{m,B}(\mathbf{r})$  互呈傅立叶变换关系,且单模光纤模场分布  $U_{m,B}(\mathbf{r})$  为高斯函数,高斯函数的傅立叶变换仍是高斯函数,相当于将焦面  $B$  处的单模光纤模场分布反算到接收孔径平面  $A$  上。如图 1 所示,假设光纤截面垂直于入射光场,并位于耦合系统光轴的中心,则孔径  $A$  表面上的光纤模场分布可表示为<sup>[4-5]</sup>

$$U_{m,A}(\mathbf{r}) = \frac{kW_m}{\sqrt{2\pi}f} \exp\left[-\left(\frac{kW_m}{2f}\right)^2 r^2\right], \quad (2)$$

式中  $k = 2\pi/\lambda$  为波数;  $W_m$  为光纤模场半径;  $f$  为透镜焦距;  $r$  为透镜表面径向任意一点到透镜中心的距离。

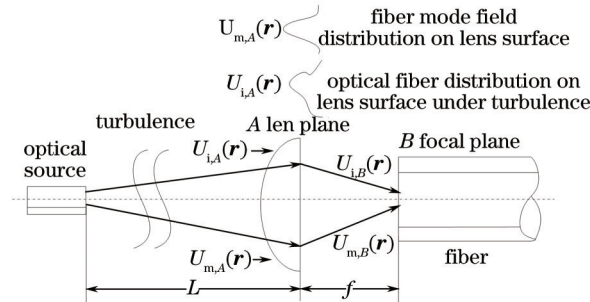


图 1 空间光-单透镜-单模光纤耦合

Fig.1 Coupling system of spatial light into single mode fiber with a single lens

### 2.1 湍流对耦合效率的影响

入射高斯光场  $U_{i,A}(\mathbf{r}, L)$  在大气湍流中传输距离  $L$  后,利用入射光场互相关函数 (MCF)  $\Gamma_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, L) = \langle U_{i,A}(\mathbf{r}_1, L) U_{i,A}^*(\mathbf{r}_2, L) \rangle$  可将(1)式扩展为<sup>[5]</sup>

$$\langle \eta \rangle = \frac{1}{\langle P_a \rangle} \iint_A \Gamma_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) U_m^*(\mathbf{r}_1) U_m(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (3)$$

入射光场 MCF 由折射率功率谱决定,常用模型有 Kolomogorov、Tatarskii、Von Karman 和指数谱。本文中使用修正 Von Karman 谱进行计算。

激光信号经过远距离传输后,可视为平面波入射到接收孔径平面。平面波 MCF 为<sup>[12]</sup>

$$\Gamma_i(\rho, L) = \exp\left\{-4\pi^2 k^2 L \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) [1 - J_0(\kappa\rho)] d\kappa\right\}, \quad (4)$$

式中  $\Phi_n(\kappa)$  为折射率功率谱模型;  $k = 2\pi/\lambda$  为波数,  $\lambda$  为光波波长;  $J_0$  为零阶第一类贝塞尔函数;  $\rho = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$  为向量距离的模,  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  为接收平面中心到接收平面内任意两点的径向向量。修正 Von Karman 折射率谱为<sup>[12]</sup>

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \frac{\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}}, \quad 0 < \kappa < \infty, \quad \kappa_0 = \frac{2\pi}{L_0}, \quad \kappa_m = \frac{5.92}{l_0}, \quad (5)$$

式中  $l_0$  为湍流内尺度;  $L_0$  为湍流外尺度;  $C_n^2$  为大气折射率结构常数。将其代入(4)式,利用第一类贝塞尔函数展开式并将积分和求和顺序变化,将平面波的 MCF 表示为

$$\Gamma_i(\rho, L) = \exp\left[-4\pi^2 k^2 L(0.033)C_n^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{2^{2n}(n!)^2} \int_0^{\infty} \kappa^{2n+1} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}\right) (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} d\kappa\right]. \quad (6)$$

第二类合流超几何函数的积分式<sup>[13]</sup>如(7)式所示,可将(6)式化简成如(8)式所示的形式:

$$U(a; c; x) = [1/\Gamma(a)] \int_0^{\infty} t^{a-1} \exp(-xt)(1+t)^{c-a-1} dt, \quad a > 0, \text{Re}(z) > 0, \quad (7)$$

$$\Gamma_i(\rho, L) = \exp\left[-2\pi^2 k^2 L(0.033)C_n^2 \kappa_0^{-5/3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} (\rho \kappa_0)^{2n}}{2^{2n} n!} U\left(n+1; n+\frac{1}{6}; \frac{\kappa_0^2}{\kappa_m^2}\right)\right]. \quad (8)$$

当  $\kappa_0^2/\kappa_m^2 \ll 1$ , 即  $l_0^2/L_0^2 \ll 1$ , 利用第二类合流超几何函数近似关系<sup>[12]</sup>, (8)式可以进一步化简为

$$\Gamma_i(\rho, L) = \exp\left\{-2\pi^2 k^2 L(0.033)C_n^2 \left\{ \Gamma(-5/6) \kappa_m^{-5/3} \left[ 1 - {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{\kappa_m^2 \rho^2}{4}\right) \right] - \frac{9}{5} \kappa_0^{1/3} \rho^2 \right\}\right\}. \quad (9)$$

利用近似公式和差值公式,将修正 Von Karman 谱下任意径向距离  $\rho$  平面光波 MCF 在误差小于 2% 的范围内表示为<sup>[14]</sup>

$$\Gamma_i(\rho, L) = \exp\left\{-1.64 C_n^2 k^2 L L_0^{-1/3} \rho^2 \left[ \left[ 1 + 2.03(\rho/l_0)^2 \right]^{1/6} - 1.32(l_0/L_0)^{1/3} \right]\right\}, \quad (10)$$

将(10)式和(2)式代入(3)式中,并将平面矢量距离  $\rho$  利用余弦定理  $\rho^2 = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)$  替代,并令  $\theta = \theta_1 - \theta_2$ , 则(3)式耦合效率化简可得

$$\langle \eta \rangle = 8a^2 \int_0^1 \int_0^1 \int_0^\pi \exp[-a^2(x_1^2 + x_2^2)] \exp\left\{-\frac{A_R}{A_C} N(x_1, x_2, \theta) \left[ \left[ 1 + BN(x_1, x_2, \theta) \right]^{1/6} - C \right]\right\} x_1 x_2 d\theta dx_1 dx_2, \quad (11)$$

式中  $N(x_1, x_2, \theta) = (x_1^2 + x_2^2 - 2x_1 x_2 \cos \theta)$ ;  $B = 0.51 D_A^2 / L_0^2$ ;  $C = 1.32(l_0/L_0)^{1/3}$ ;  $x_1 = 2r_1/D_A$ ;  $x_2 = 2r_2/D_A$ 。  $D_A$  为透镜直径;  $a = \pi W_m D_A / (2\lambda f)$  为耦合参数;  $A_R = \pi D_A^2 / 4$  为透镜的孔径面积;  $A_C = \pi \rho_s^2$ ,  $\rho_s = (1.64 C_n^2 k^2 L L_0^{-1/3})^{-1/2}$ ;  $A_R/A_C$  可以表征落入接收孔径内的散斑数量。

在某些区域:  $\rho \ll l_0$  和  $\rho \gg l_0$  时, Von Karman 湍流谱 MCF 的表达式可以进一步化简为<sup>[12]</sup>

$$\Gamma_i(\rho, L) = \begin{cases} \exp\left\{-1.64 C_n^2 k^2 L L_0^{-1/3} \rho^2 \left[ 1 - 1.32(l_0/L_0)^{1/3} \right]\right\}, & \rho \ll l_0 \\ \exp\left\{-1.46 C_n^2 k^2 L \rho^{5/3} \left[ 1 - 1.49(\rho/l_0)^{1/3} \right]\right\}, & \rho \gg l_0 \end{cases}, \quad (12)$$

可以看出, Kolomogorov 湍流谱下的 MFC[如(13)式所示]是取  $\rho \gg l_0$  且  $L_0 = \infty$  时 Von Karman 湍流谱 MCF 的一种特殊情况。

$$\Gamma_{i, \text{Kolomogorov}}(\rho, L) = \exp(-1.46 C_n^2 k^2 L \rho^{5/3}). \quad (13)$$

利用 Kolomogorov 谱计算出的耦合效率,是以假设湍流内尺度  $l_0 = 0$ 、外尺度  $L_0 = \infty$  为前提的。但现实中存在  $l_0 \neq 0$  时,且  $\rho \ll l_0$  的情况,即平面矢量距离在湍流内尺度之内。用 Kolomogorov 湍流谱分析误差较大,但 Von Karman 谱则可以弥补该不足。有研究表明:地面上湍流内尺度  $l_0$  在几至几十毫米范围内变化,外尺度  $L_0$  为几米至十几米<sup>[15]</sup>,且 Tatarskii<sup>[16]</sup>已经证明了湍流内外尺度的影响是不可以被忽略的结论。根据空间相干半径的定义<sup>[12]</sup>,当  $\rho \ll l_0$  时,此时 Von Karman 湍流谱空间相干半径  $\rho_0$  则可以表示为

$$\rho_0 = \left\{ 1.64 C_n^2 k^2 L L_0^{-1/3} \left[ 1 - 1.32(l_0/L_0)^{1/3} \right] \right\}^{-1/2}, \quad \rho \ll l_0, \quad (14)$$

则耦合效率的表达式可简化为

$$\langle \eta \rangle = 8a^2 \int_0^1 \int_0^1 \exp\left\{-\left[ a^2 + \left( \frac{D_A}{\rho_0} \right)^2 \right] (x_1^2 + x_2^2) \right\} I_0 \left[ 2 \left( \frac{D_A}{\rho_0} \right)^2 x_1 x_2 \right] x_1 x_2 dx_1 dx_2, \quad D_A \ll l_0. \quad (15)$$

取耦合参数  $a = 1.12$ <sup>[17]</sup>,图 2 给出了其利用修正 Von Karman 谱( $\rho \ll l_0$  时)耦合效率与  $D_A/\rho_0$  (接收透镜直径/空间相干半径)的关系曲线。可以看出随着  $D_A/\rho_0$  的增加,耦合效率不断下降。但很明显地,虽然小口径的透镜耦合效率较高,但相对于大口径而言,入射到小口径内的总的光功率较小。图 3 给出了固定相干半径

$\rho_0 = 0.006$  m 时[取  $\lambda = 650$  nm、 $l_0 = 50$  mm、 $L_0 = 10$  m、 $L = 5000$  m、 $C_n^2 = 10^{-14}$  m<sup>-2/3</sup> 利用(14)式计算的数值], 透镜直径变化时耦合进光纤内部功率  $\langle P_t \rangle$  的变化情况。可以看出:  $D_A/\rho_0$  取 2~3 时光纤内可获得较好的耦合效果。在设计空间光-光纤耦合系统时, 使用大口径透镜, 耦合进光纤内部的光功率提升的并不明显, 故不是透镜的口径越大, 耦合效果越好; 同时不能一味地通过缩小小透镜口来追求高的耦合效率, 这样会造成耦合进光纤内部光功率下降。

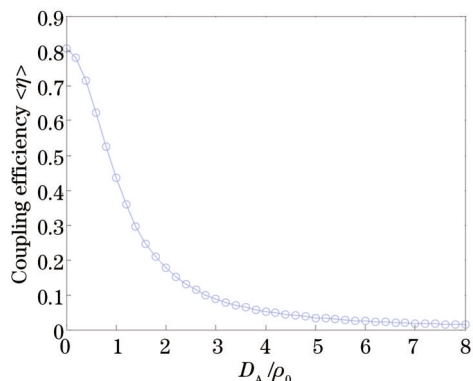


图2 透镜直径与大气相干半径对耦合效率的影响

Fig.2 Influence of coupling efficiency by  $D_A/\rho_0$  under turbulence

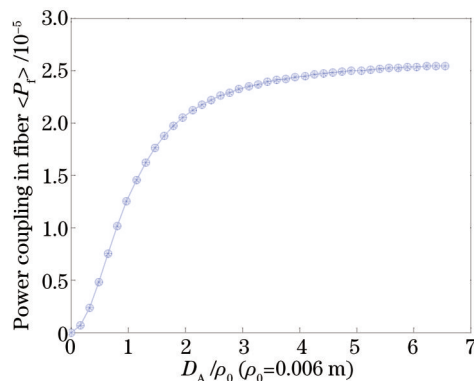


图3 湍流对最大耦合平均功率  $\langle P_t \rangle$  的影响

Fig.3 Influence of coupling power  $\langle P_t \rangle$  under turbulence

## 2.2 透镜直径对耦合效率的影响

取  $a = 1.12$ 、 $\lambda = 650$  nm、 $l_0 = 10$  mm、 $L_0 = 10$  m 进行仿真。图 4(a)、(b) 分别为利用(11)式, 在湍流强度  $C_n^2 = 10^{-14}$  m<sup>-2/3</sup> 和  $C_n^2 = 10^{-16}$  m<sup>-2/3</sup> 时, 用不同透镜直径  $D_A$  进行仿真得到的耦合效率曲线。可以看出, 直径较小的透镜随着通信距离增大, 湍流增强, 耦合效率下降的越缓慢; 即直径较小的透镜抑制湍流的能力越强。从(11)式也可以看出: 当透镜直径缩小 1/3 时, 透镜表面的散斑数量  $A_n/A_c$  会变为原来的 1/9。然而耦合效率虽然下降缓慢, 但随着透镜直径的减小, 入射到接收口径平面内的光功率将会大大变小, 则耦合进光纤内部的功率将会大大降低。为解决该问题, 提出如图 5(b) 所示的透镜阵列进行耦合, 这样不仅可以增加接收面积, 还可以更好地抑制光斑漂移造成的耦合效率下降问题。

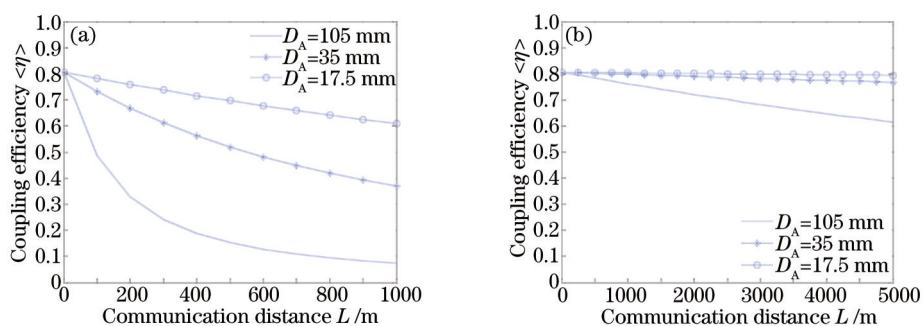


图4 透镜直径对耦合效率的影响。(a)  $C_n^2 = 10^{-14}$  m<sup>-2/3</sup>; (b)  $C_n^2 = 10^{-16}$  m<sup>-2/3</sup>

Fig.4 Fiber coupling efficiency as a function of the receiving aperture. (a)  $C_n^2 = 10^{-14}$  m<sup>-2/3</sup>; (b)  $C_n^2 = 10^{-16}$  m<sup>-2/3</sup>

## 3 Von Karman 大气湍流中等面积单透镜和透镜阵列耦合效率理论分析

透镜和透镜阵列耦合系统的主要区别在于: 透镜耦合是将入射在该透镜表面的光能量耦合进一根光纤; 而透镜阵列耦合则是将照射在  $N$  个有效阵列单元上的光分别耦合进  $N$  根等长的分立光纤, 通过熔融拉锥技术或简单的合并, 使光纤尾端面积与信号光电探测器光敏面大小一致即可。其中透镜阵列中的有效单元也是透镜, 只是半径和焦距与单透镜耦合系统有区别。为了验证在强湍流下使用直径较小的透镜阵列作为耦合系统具有较好的抑制湍流能力, 设计如图 5 所示两种等面积结构进行对比。其中图 5(a) 为口径为  $D_A$ , 焦距为  $f$  的单透镜; 5(b) 为总口径为  $D_A$ , 阵列单元口径为  $D_A/3$ 、焦距为  $f/3$  的透镜阵列。忽略透镜端面和光

纤端面的菲涅耳反射,利用(11)式可对图 5(a)所示单透镜进行耦合效率分析。对于图 5(b)所示透镜阵列结构而言,当光斑完全覆盖透镜阵列表面时,需考虑到透镜阵列有效透光面积占有率  $\eta_s$  [即图 5(b)中非阴影区域面积与阴影面积的比值,对于图 5(b)而言,  $\eta_s \approx 0.78$  ],则透镜阵列的耦合效率可以表示为

$$\langle \eta_z \rangle = \eta_s 8a^2 \int_0^1 \int_0^1 \int_0^\pi \exp[-a^2(x_1^2 + x_2^2)] \exp\left\{-\frac{A_R}{A_C} N(x_1, x_2, \theta) \left[1 + BN(x_1, x_2, \theta)\right]^{-\frac{1}{6}} - C\right\} x_1 x_2 d\theta dx_1 dx_2, \quad (16)$$

同(11)式中的参数,将透镜阵列中阵元透镜的参数代入计算,即可得到透镜阵列的耦合效率。

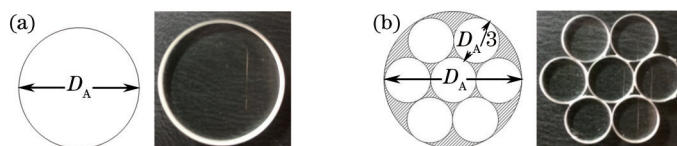


图 5 透镜和透镜阵列示意图

Fig.5 Lens and lens array receiving aperture schematic diagram

图 6 给出了透镜 ( $D_A = 30 \text{ mm}$ ) 和透镜阵列 (阵列单元  $D_A = 10 \text{ mm}$ ) 在中强湍流 ( $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ ) 透镜耦合效率  $\eta_T$  和阵列耦合效率  $\eta_z$  与通信距离  $L$  的关系曲线。取  $a = 1.12$ 、 $\lambda = 650 \text{ nm}$ 、 $l_0 = 10 \text{ mm}$ 、 $L_0 = 10 \text{ m}$ , 利用(11)式进行仿真。从图 6 可以看出:在中强湍流中,通信距离超过 400 m 时,阵列的耦合效率就会明显超越透镜的耦合效率。故透镜阵列可以明显地抑制湍流造成的耦合效率下降,适合在远距离自由空间光通信中应用。

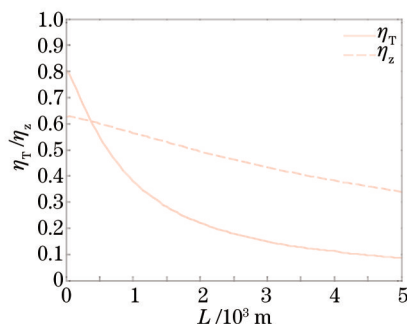


图 6 中强湍流下单透镜和透镜阵列耦合效率与通信距离曲线

Fig.6 Coupling efficiency and communication distance curve of lens and lens array under mid-strong turbulence

## 4 等面积单透镜和透镜阵列耦合效率实验分析

### 4.1 功率提升系数的外场实验

假设入射在透镜和透镜阵列面上的平均光功率相同,则可定义阵列相对于透镜的功率提升系数  $K$  为

$$K = \eta_z / \eta_T = \langle P_z \rangle / \langle P_T \rangle, \quad (17)$$

式中  $\langle P_z \rangle$  为耦合进阵列内部的平均光功率,  $\langle P_T \rangle$  为耦合进透镜内部的平均光功率。在自由空间光通信中,由于准直系统的准直能力有限,在接收端光斑面积较大,很难直接测出到达接收孔径表面的光功率,且光学系统各个端面都存在反射损耗,故实际耦合效率测量困难。所以在实际的实验系统中,可以利用耦合进光纤内部功率均值的比值,即功率提升系数来衡量透镜和阵列耦合效率的变化趋势。当  $K > 1$  时阵列耦合进阵列的光功率就会超过透镜的光功率。

综上所述,设计如图 7(a)所示的实验方案。利用光学系统对光束进行准直扩束,使其在接收端可以完全覆盖并列放置的阵列和透镜耦合系统。实验场地一为西安理工大学东门至足球场南侧,直线距离为 407 m,使用功率为 10 mW、波长为 650 nm 的半导体激光器;实验场地二为西安理工大学教六楼 820 实验室到西安市东二环凯森福景雅苑 16 层的楼道,直线距离为 1.3 km,使用功率为 30 mW,波长为 650 nm 的半导体激光器。选择在大风的傍晚进行实验,如图 7(b)所示,在实验场地一 0~400 m 范围内每隔 50 m 测量一次透镜阵列和透镜耦合系统尾纤的光功率在 1 min 内的均值,在实验场地二进行一次高空远距离实验。其中透镜阵列中有效单元为直径 10 mm、焦距 100 mm 的单透镜,共由 7 片组成如图 7(b)中 2 所示阵列结构,该阵列结构总

直径为 30 mm。透镜耦合系统为直径 30 mm, 焦距 300 mm 的单透镜, 如图 7(b) 中 1 所示。扩束系统采用卡塞格伦望远镜系统, 功率探测使用 PD300-UV 型光功率计。

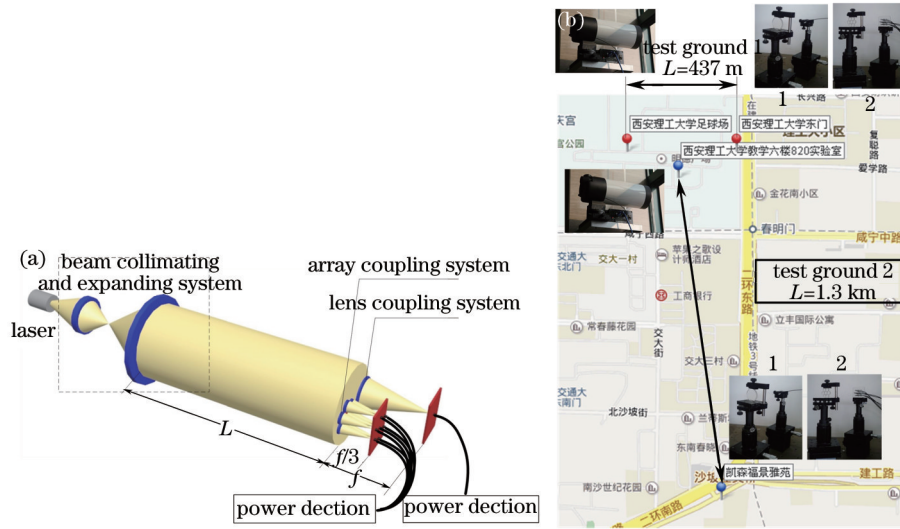


图 7 透镜阵列和透镜耦合实验系统

Fig.7 Experiment system of lens array and lens

由于实验中湍流强度不可知, 但从表 1 数据可以明显看出使用单透镜耦合结构耦合进光纤的功率下降速度明显较快。实验场地二即 1.3 km 的外场实验的实验数据直接证明了耦合进透镜阵列的光功率均值明显高于等面积单透镜, 且抖动方差也小于单透镜, 其中单透镜光功率的抖动方差为 1.808, 而阵列为 1.274。故在远距离强湍流下透镜阵列的耦合效果将明显优于等面积单透镜的耦合效果。

表 1 理论与实测功率提升系数 K 表

Table 1 Theoretical and experimental power improved factor K

Laser power /mW	Distance /m	Theoretical improve factor K		Experimental improve factor K		
		$C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$	$C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$	$\langle P_i \rangle / \text{mW}$	$\langle P_T \rangle / \text{mW}$	K
10	50	0.80	0.7778	1.21	1.57	0.77
	100	0.82	0.7778	1.03	1.39	0.74
	150	0.85	0.7778	0.85	1.13	0.75
	200	0.88	0.7787	0.68	0.86	0.79
	250	0.91	0.7787	0.47	0.64	0.73
	300	0.95	0.7787	0.29	0.35	0.83
	400	1.02	0.7797	0.17	0.19	0.89
30	1300	1.68	0.7807	2.77	2.67	1.03

#### 4.2 等面积单透镜和透镜阵列抑制到达角起伏实验

湍流除了造成光斑的破碎、漂移和抖动之外, 还会造成光到达角起伏<sup>[18]</sup>。为了验证透镜阵列具有较好的因湍流抑制而造成的到达角起伏能力, 设计实验如图 8 所示。

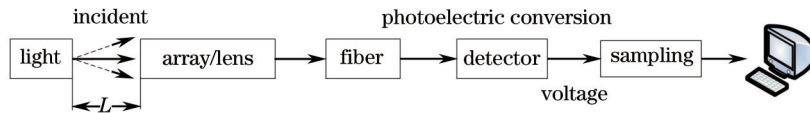


图 8 透镜与透镜阵列的到达角起伏实验

Fig.8 Experiment of angle-of-arrival fluctuation

生成 1000 组满足二维正态分布的随机数, 使二维(俯仰 Y 轴和方位 X 轴)步进电机按照该随机数进行微转运动, 其路径如图 9(a) 所示, 图 9(b) 为 X 轴和 Y 轴分量的变化规律。将功率为 5 mW、波长为 650 nm 半导体激光器固定于步进电机上, 光斑在透镜/透镜阵列表面移动的同时, 到达角不断发生变化, 实验距离  $L=2 \text{ m}$ , 故到达角起伏范围为  $0 \sim 0.5^\circ$ 。利用增益为  $10^4$  的索雷博 PDA10E 光电探测器将光信号转化为电信号并利用

阿尔泰 12 位数据采集卡进行采集,得到如图 10 所示的电压变化曲线。从图 10 可以明显看出:在同样条件下,透镜阵列的耦合的光功率明显稳定。阵列中单个透镜为保证耦合参数  $a = \pi W_m D_A / (2\lambda f)$  不变的情况下,不仅口径较小,焦距也较短。不考虑湍流时,光斑到达角变化,焦点上光斑在垂直于传播方向的平面内变化量为  $s = f \tan \beta_a$ ,  $\beta_a$  为到达角。考虑湍流时,其表达式为(20)式<sup>[11]</sup>,可以得到同样的结论,即使用直径和焦距较小的透镜组成阵列能够较好地抑制因到达角起伏造成的耦合效率下降。

$$s = \begin{cases} f \sqrt{1.64 C_n^2 L l_0^{-1/3} [1 - 0.72 (\kappa_0 l_0)^{1/3}]}, & 2D_A \ll l_0 \\ f \sqrt{2.91 C_n^2 L (2D_A)^{-1/3} [1 - 0.81 (2\kappa_0 l D_A)^{1/3}]}, & 2D_A \gg l_0 \end{cases} \quad (18)$$

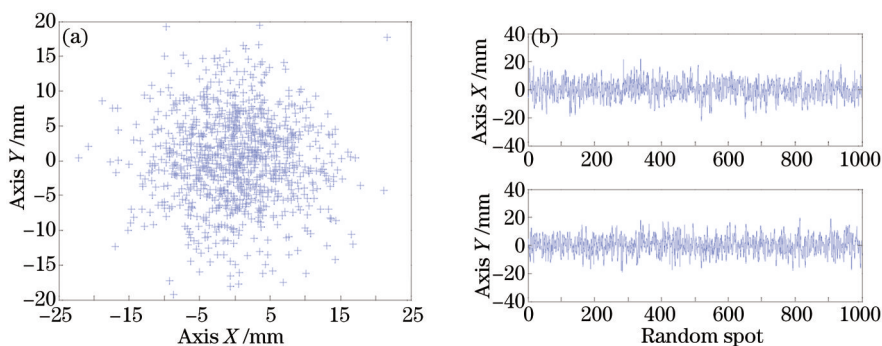


图 9 步进电机随机运动路径

Fig.9 Random motion of stepper motor

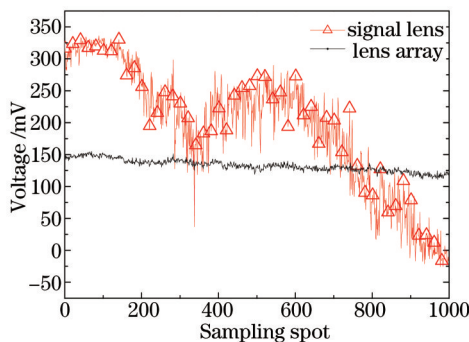


图 10 透镜和透镜阵列到达角起伏引起耦合光功率变化

Fig.10 Curve of coupling power jitter caused by angle-of-arrival fluctuation of lens and lens array

## 5 结 论

推导出 Von Karman 折射率功率谱大气湍流下的空间光通过单透镜和透镜阵列耦合到单模光纤的耦合效率的表达式。进行理论和实验分析,得出以下结论:1) 透镜阵列中直径较小、焦距较短的透镜单元,具有较强的抑制强湍流能力,且透镜直径满足  $D_A / \rho_0 = 2 \sim 3$  时,可获得最佳耦合效果。2) 当通信距离超过一定范围后,透镜阵列的耦合效果会明显优于单透镜。3) 透镜阵列可以较好地抑制光斑破碎和到达角起伏引起的耦合光功率抖动,且当通信距离较远时,可以通过增大阵列面积,抑制光斑漂移造成的耦合效率下降。但在实际应用中,阵元的数量要受到光纤拉锥技术和探测器光敏面大小的限制,不能无限制的增大,且要实现阵列中每个独立单元与耦合光纤的一一对准,难度较大,需要较为精密的机械结构来实现。

## 参 考 文 献

1 Xiang Jingsong, Hu Yu. Study on characteristics of distributed array receiver for satellite-to-ground laser communication[J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(9): 1297-1302.  
向劲松, 胡 渝. 星地激光通信中分布式接收阵列的特性研究[J]. 光学学报, 2006, 26(9): 1297-1302.

2 Zhao Xinghai, Gao Yang. A novel coupling technique of optical fiber for high peak power pulse laser[J]. Chinese J Lasers, 2007, 34 (12): 1639-1642.

- 赵兴海, 高 杨. 一种新型高功率激光注入光纤耦合技术[J]. 中国激光, 2007, 34(12): 1639-1642.
- 3 Li Shichun, Hua Dengxin, Song Yuehui. Research on micro-lens coupling system of all-fiber Raman lidar[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(6): 0601001.
- 李仕春, 华灯鑫, 宋跃辉. 全光纤拉曼激光雷达的微透镜耦合系统研究[J]. 光学学报, 2011, 31(6): 0601001.
- 4 P J Winzer, W R Leeb. Fiber coupling efficiency for random light and its applications to lidar[J]. Opt Lett, 1998, 23(13): 986-988.
- 5 Y Dikmelik, F M Davidson. Fiber-coupling efficiency for free-space optical communication through atmospheric turbulence[J]. Appl Opt, 2005, 44(23): 4946-4952.
- 6 Hanling Wu, Haixing Yan. Modal correction for fiber-coupling efficiency in free-space optical communication systems through atmospheric turbulence[J]. Optik, 2010, 121(19): 1789-1793.
- 7 Aniceto Belmonte, Joseph M Kahn. Field conjugation adaptive arrays in free-space coherent laser communications[J]. Journal of Optical Communications and Networking, 2011, 11(3): 830-838.
- 8 A R Weeks, J Xu, R R Phillips, *et al.*. Experimental verification and theory for an eight-element multiple aperture equal-gain coherent laser receiver for laser communications[J]. Appl Opt, 1998, 37(21): 4782-4788.
- 9 Liying Tan, Chao Zhai, Siyuan Yu, *et al.*. Fiber-coupling efficiency for optical wave propagating through non-Kolmogorov turbulence [J]. Opt Commun, 2014, 331(15): 291-296.
- 10 Gao Hao, Yang Huajun. Auto-coupling method for making space light into single-mode fiber[J]. Opto-Electronic Engineering, 2007, 34(8): 126-129.
- 11 Xiong Zhun, Ai Yong, Shan Xin, *et al.*. Fiber coupling efficiency and compensation analysis for free space optical communication[J]. Infrared and Laser Engineering, 2013, 42(9): 2510-2514.
- 熊 准, 艾 勇, 单 欣, 等. 空间光通信光纤耦合效率及补偿分析[J]. 红外与激光工程, 2013, 42(9): 2510-2514.
- 12 L C Andrews, R L Phillips. Laser Beam Propagation through Random Media[M]. Washington: Oxford University Press, 2005: 59-197.
- 13 L C Andrews. Special Functions of Mathematics for Engineers (Second Edition)[M]. Washington: Oxford University Press, 1992: 10-87.
- 14 L C Andrews, S Vester. Analytic expressions for the wave structure function based on a bump spectral model for refractive index fluctuations[J]. Journal of Modern Optics, 1993, 40(5): 931-938.
- 15 Mei Haiping, Wu Xiaoqing, Rao Ruizhong, *et al.*. Measurement of inner and outer scale of atmospheric optical turbulence in different areas[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(3): 362-366.
- 梅海平, 吴晓庆, 饶瑞中, 等. 不同地区大气光学湍流内外尺度测量[J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(3): 362-366.
- 16 V I Tatarskii. Wave Propagation in a Turbulent Medium[M]. New York: McGraw-Hill, 1961.
- 17 Xiang Jingsong. Fiber Coupled and Optically Preamplified Satellite-to-Ground Bidirectional Laser Communication Systems and Its Key Technologies[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2007: 49-51.
- 向劲松. 采用光纤耦合及光放大接收的星地光通信系统及关键技术[D]. 成都: 电子科技大学, 2007: 49-51.
- 18 Jing Xu, Wu Yi, Hou Zaihong, *et al.*. Study of irradiance fluctuations for laser beam propagation in atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(11): 3110-3116.
- 靖 旭, 吴 毅, 侯再红, 等. 湍流大气中激光传输光强起伏特征研究[J]. 光学学报, 2010, 30(11): 3110-3116.

栏目编辑: 王晓琰