

相干探测系统中的混频效率

谭振坤, 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 在自由空间相干光通信系统中,混频效率直接反映相干探测灵敏度。分别推导了混频效率随光轴径向误差、失配角、轴向离焦和大气湍流强度变化的表达式,并进行了仿真分析。结果表明:选择与波长匹配的束腰半径和相对孔径可使混频效率达到最大值 0.8145。信号光与本振光的光轴径向误差对混频效率和相对孔径的影响最大,接着是失配角和轴向离焦。将以上 3 种影响因素分别限制在 $0\sim 4\ \mu\text{m}$ 、 $0\sim 0.05\ \text{rad}$ 、 $0\sim 200\ \mu\text{m}$ 范围内,当选取 1550 nm 的光波作为通信波长且束腰半径为 3.4λ 、相对孔径为 0.21 时,混频效率可达到 0.55 以上。在中强湍流条件下,使用小口径接收天线能有效抑制大气湍流效应。

关键词 光通信;空间相干光通信;混频效率;相干探测;相对孔径;大气湍流

中图分类号 TN929.1 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.100605

Mixing Efficiency in Coherent Detection System

Tan Zhenkun, Ke Xizheng

*School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology,
Xi'an, Shaanxi 710048, China*

Abstract The coherent detection sensitivity can be directly reflected by mixing efficiency in free-space coherent optical communication system. Expressions of the variation in mixing efficiency with the radial error of optical axis, mismatching angle, axial defocusing and atmospheric turbulence intensity are derived respectively, and simulation analysis is carried out. Results show that mixing efficiency can reach the maximum value of 0.8145 when we choose the waist radius and relative aperture matched with wavelength. The optical axis radial error of signal light and local oscillator light has the greatest influence on the mixing efficiency and relative aperture, followed by the mismatching angle and axial defocusing. The above three factors are limited to $0\sim 4\ \mu\text{m}$, $0\sim 0.05\ \text{rad}$ and $0\sim 200\ \mu\text{m}$ respectively. Mixing efficiency is larger than 0.55 when the 1550 nm light wave is chosen as the communication wavelength, the waist radius is 3.4λ and relative aperture is 0.21. The atmospheric turbulence effect can be effectively suppressed with a small aperture receiving antenna under the mid-strong turbulent condition.

Key words optical communications; space coherent optical communications; mixing efficiency; coherent detection; relative aperture; atmospheric turbulence

OCIS codes 060.1660; 010.1330; 030.1670; 040.2840

1 引言

光波经大气湍流传输会出现光能量损耗以及振幅和相位扰动等现象,导致自由空间光通信系统性能的恶化^[1-2]。相干探测能在接收端探测到较弱信号,在激光雷达、自由空间通信和星地通信等领域都有应用^[3-8]。与直接探测相比,相干探测的灵敏度可趋于量子噪声极限,且接收灵敏度提高了 20 dB^[6]。

混频效率是衡量相干检测的重要指标,学者们对其进行了长期的研究^[9-18]。若想得到较高的混频效率,需保证信号光与本振光严格匹配,即需接收到的信号光与本振光的空间场分布匹配以及光场的振幅、相位和

收稿日期: 2017-04-10; **收到修改稿日期:** 2017-05-10

基金项目: 国家自然科学基金(61377080,60977054)

作者简介: 谭振坤(1990—),女,博士研究生,主要从事光通信技术方面的研究。E-mail: luka_tan@163.com

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

偏振态匹配、空间场分布、光场振幅、光场相位和光场偏振态中任一因素的变化都会造成混频效率的降低^[9-10]。文献[11-12]研究了本振光与信号光的光场不匹配对混频效率的影响。Cohen^[11]分析了空间角失配、光斑尺寸、探测器的均匀性对混频效率的影响,孔英秀等^[12]讨论了信号光与本振光的光场分布不同时大气湍流对外差效率的影响。

文献[13-21]研究了本振光与信号光光场匹配情形下,信号光经大气湍流后对相干探测系统混频效率的影响。Salem等^[13-14]以部分相干光高斯-谢尔模(GSM)光束为模型,分别用 von Karman 谱和 Tatarskii 谱理论研究了空间角失配、探测器半径及光束重叠参数对混频效率的影响。Tanaka等^[19]于1984年研究了信号光和本振光均为 GSM 光束模型时对混频效率的影响。相比于完全相干光,部分相干光对湍流强度的敏感度较小,根据湍流条件和探测器半径可以调整两束重叠光束的半径,使混频效率达到最高。文献[18-21]对信号光与本振光均为高斯光束模型时相干探测系统的混频效率和信噪比进行了研究。Takenaka等^[18]给出了相干探测系统信噪比达到最大时信号光与本振光的匹配光场。Tanaka等^[19]于1984年得到了在背景辐射噪声影响下获得最大混频效率的信号光与本振光的入射条件,于1987年研究了湍流或光路对准等因素带来的倾斜和偏移误差对混频效率的影响^[20],又于1992年提出信号光相干性的降低会引起相干探测系统混频效率的下降^[21]。在实际无线光通信(FSO)系统中,信号光经湍流长距离传输后可近似看作平面波入射,本振光为高斯分布,此情况下湍流或光路对准等因素对相干探测系统混频效率产生的影响值得进一步研究。

本文基于艾里-高斯分布模型,推导了混频效率解析式,并对比分析了信号光与本振光存在的光轴径向误差、失配角、轴向离焦和湍流对混频效率的影响,为实验提供了可靠的理论依据。

2 相干探测系统的混频效率

设计的自由空间相干光通信系统如图1所示。该系统以 Koheras 系列的窄线宽激光器 Adjustik E15 和 Basik E15 分别作为信号光和本振光的光源,采用差分移相键控(DPSK)调制方式将信源信息以百兆速度传输至接收端,主要利用相干探测技术和高速数字信号处理技术完成信号的恢复。在发送端,将通信波长为 1550 nm 的信号光和本源同时加载到速率为 10 Gbit·s⁻¹ 的铌酸锂相位调制器上,以实现 DPSK 调制,调制后的信号光由卡塞格伦天线(发射功率为 2.14 mW)发出。在接收端,接收天线输出的信号光与 Basik E15 激光器发出的本振光通过 90°混频器进行相干混频,将输出相位分别相差 90°的 4 路光信号接入双平衡探测器,探测器将光信号转变为中频电流信号,通过高速数字信号处理系统实现在电脑上观看视频。

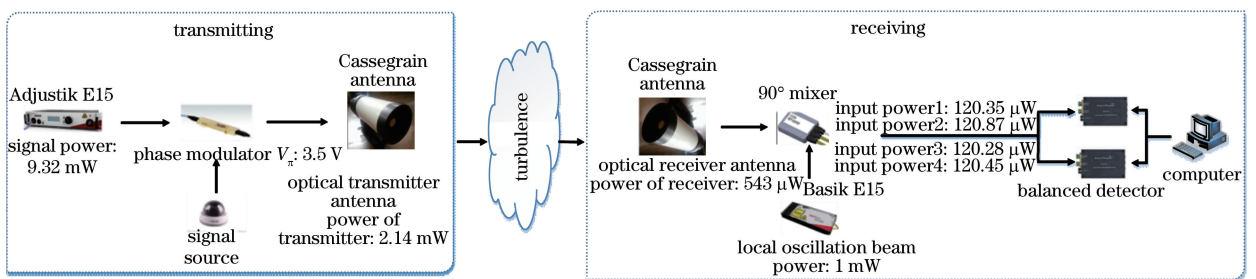


图1 自由空间相干光通信系统示意图

Fig. 1 Schematic of free-space coherent optical communication system

实验发现,较低的混频效率会直接造成混频器输出的 4 路光信号较弱,使双平衡探测器输出的中频电流减小,导致无法恢复视频信号。因此,改善信号光与本振光的相干混频效果,即提高混频效率具有重要的研究意义。混频效率定义为探测器表面接收到的信号光和本振光的总功率与理想条件下能够探测到的最大功率之比^[15],可以表示为^[20]

$$\eta = \frac{\langle \left| \iint U_{Si}^*(\mathbf{r}, \varphi) U_{Li}(\mathbf{r}, \varphi) r dr d\varphi \right|^2 \rangle}{\iint |U_{Si}(\mathbf{r}, \varphi)|^2 r dr d\varphi \iint |U_{Li}(\mathbf{r}, \varphi)|^2 r dr d\varphi}, \quad (1)$$

式中 $\langle \rangle$ 表示系综平均, $U_{Si}(\mathbf{r}, \varphi)$ 为信号光在焦平面或接收天线端面的光场分布, $U_{Li}(\mathbf{r}, \varphi)$ 为本振光在焦平面

或接收天线端面的光场分布, r 为探测器光敏面上任一点到中心的径向矢量, φ 为极坐标系下波矢与极坐标轴的夹角。

为不失一般性, 设信号光和本振光具有相同的偏振态, 且都垂直于探测器表面入射, 本振光束腰半径所在平面和透镜的焦平面恰好与探测器光敏面重合。经远距离传输后, 被接收天线孔径限制的信号光 U_s 可近似看作平面波, 不考虑接收天线的相差, 经菲涅耳衍射后信号光在探测器表面为艾里分布, 本振光为高斯分布, 如图 2 所示。

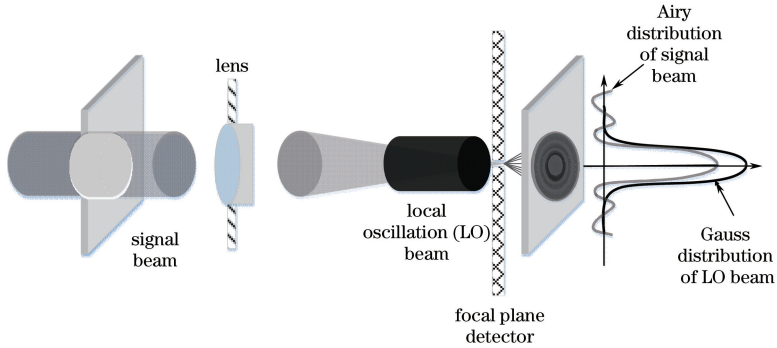


图 2 信号光与本振光的光场分布示意图

Fig. 2 Optical field distribution diagram of signal beam and local oscillator beam

由菲涅耳衍射原理可知, 入射平面波在接收天线焦平面上的光场分布为^[22]

$$U_{sa}(\mathbf{r}, \varphi) = \frac{1}{i\lambda f} \exp(ikf) \exp\left(\frac{ikr^2}{2f}\right) \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 \left[\frac{2J_1(\pi Dr/\lambda f)}{\pi Dr/\lambda f} \right], \quad (2)$$

式中 λ 为光波波长, $k=2\pi/\lambda$ 为波数, D 、 f 分别为接收天线的直径和焦距, D/f 为相对孔径, $J_1(\cdot)$ 为 1 阶贝塞尔函数。本振高斯光束在焦平面上的场分布可近似表示为^[23]

$$U_{La}(\mathbf{r}, \varphi) = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_0^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right), \quad (3)$$

式中 ω_0 为本振高斯光的束腰半径。

假设探测器光敏面的面积远大于信号光衍射光斑的面积, 且忽略天线及探测器的吸收损耗, 在理想条件下有 $\iint U_{La}(r)U_{La}^*(r)rdrd\theta = 1$, 将(2)、(3)式代入(1)式, 最终可化简为

$$\eta = \frac{4}{\omega_0^2} \frac{\left| \int_0^\infty \exp(-ikf) \exp[-(ikr^2/2f)] \exp[-(r^2/\omega_0^2)] J_1(\pi Dr/\lambda f) dr \right|^2}{\int_0^\infty [J_1(\pi Dr/\lambda f)]^2 / r dr}. \quad (4)$$

从(4)式可以看出, η 为关于 λ 、 D/f 、 ω_0 的函数。当(4)式中 D 为 10 mm、 λ 为 1550 nm (ω_0 分别为 2.6λ , 3.4λ , 3.6λ) 或 1310 nm (ω_0 分别为 2.9λ , 3.7λ , 4.2λ) 且 D/f 在 0~0.5 范围内, η 随 D/f 的变化曲线如

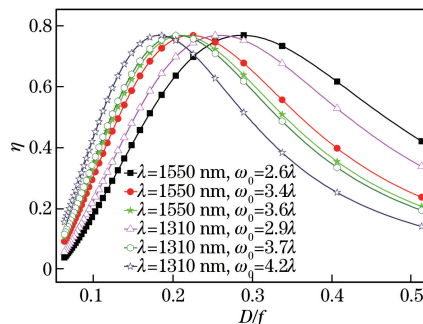


图 3 $D=10$ mm 且 λ 与 ω_0 取不同值时 η 随 D/f 的变化

Fig. 3 Variation in η with D/f at different λ and ω_0 when $D=10$ mm

图 3 所示。由图 3 可见:对于不同的波长,混频效率随着相对孔径的变化总会存在一个极值,且取得极值时所对应的相对孔径不同。这是因为相对孔径较小、接收天线焦距较长时,入射光斑与探测器光敏面的面积失配,混频效率较低。随着相对孔径的增大、天线的焦距变短,探测器表面接收到的光斑能量逐渐增多,混频效率逐渐提高,当相对孔径达到某一数值后,混频效率达到极值。若继续增大相对孔径,焦距则会继续变短,受衍射效应影响的艾里光斑第二环变暗,与信号光混频后的信号变弱,从而再次引起混频效率的下降。当波长一定时,束腰半径的变化也会影响混频效率的极值和取得极值时对应的相对孔径。

表 1 为图 3 中波长和束腰半径取不同值时每条曲线的极值和取得极值时对应的相对孔径,由表可见: $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 、 $\omega_0 = 3.4\lambda$ 并选择 $D/f = 0.21$ 的透镜时, η 达到最大值 0.8145; 当 $\lambda = 1310 \text{ nm}$ 、 $\omega_0 = 3.7\lambda$, 选择 $D/f = 0.21$ 的透镜时同样可以使混频效率达到极值 81.45%。结合实验系统,选取 1550 nm 作为通信波长,分析讨论不同光轴径向误差、失配角、轴向离焦及大气湍流对相对孔径和混频效率的影响。

表 1 不同波长、束腰半径对应的混频效率极值

Table 1 Peak values of mixing efficiency with different wavelengths and waist radii

Wavelength /nm	Waist radius	Relative aperture	Mixing efficiency
1550	2.6λ	0.27	0.8109
	3.4λ	0.21	0.8145
	3.6λ	0.19	0.8121
1310	2.9λ	0.26	0.8106
	3.7λ	0.20	0.8145
	4.2λ	0.17	0.8131

3 不同因素对混频效率的影响

实际调试系统及光路对准时会不可避免地引入误差,引起混频效率的下降。这里主要包括以下 3 个影响因素:光轴径向误差、失配角和轴向离焦,如图 4 所示。此外,在 FSO 通信系统中,信号在大气信道中传输,湍流效应对混频效率的影响也是不可忽略的。对上述 4 种情形分别进行讨论,并给出影响因素的合理控制范围,以保证混频效率的衰减小于 -5 dB 。

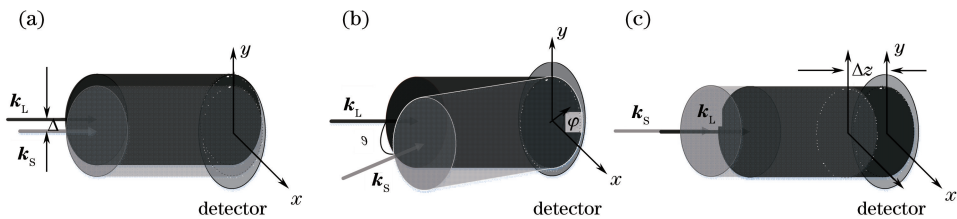


图 4 (a) 光轴径向误差; (b) 失配角; (c) 轴向离焦

Fig. 4 (a) Radial error of optical axis; (b) mismatching angle; (c) axial defocusing

3.1 径向误差引起的混频效率降低

如图 4(a) 所示,光轴径向误差是指在信号光与本振光均垂直入射且接收天线的焦平面与探测器表面重合时信号光与本振光光轴发生的偏离。设本振光与信号光的振幅相对偏移量为 Δ , 将其代入(2)式,得到带有振幅偏移量的高斯分布函数为

$$U_{1a}(\mathbf{r}, \varphi) = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_0^2}} \exp\left[-\left(\frac{r+\Delta}{\omega_0}\right)^2\right]. \quad (5)$$

信号光在焦平面的光场分布不变,将(2)、(5)式代入(1)式中,化简可得到由光轴径向误差引起的混频效率为

$$\eta_{\Delta} = \frac{\left| \int_0^{\infty} (1-i) \exp(-ikf) \exp(-ikr^2/2f) \exp\{-[(r+\Delta)/\omega_0]^2\} J_1(\pi Dr/\lambda f) dr \right|^2}{\int_0^{\infty} [J_1(\pi Dr/\lambda f)]^2 / r dr \int_0^{\infty} \exp\{-2[(r+\Delta)/\omega_0]^2\} r dr}. \quad (6)$$

(6)式中的参数取值为: $\lambda = 1550 \text{ nm}$, $\omega_0 = 3.4\lambda$, $D = 10 \text{ mm}$ 。 Δ 取不同值时,混频效率 η 随等效半径 $X = \pi D r / \lambda f$ 变化的关系曲线如图 5 所示。由图 5 可见:对于不同光轴径向误差, η 都会随 X 的增大出现一个极值;随着 Δ 的增大, η 的极值逐渐减小,且达到极值所对应的 X 逐渐增大。这是因为出现光轴径向误差时,在探测器光敏面上的衍射光斑需要较强的光能量才能实现相干混频,所需透镜的焦距变长,对应的相对孔径和等效半径也逐渐增大。

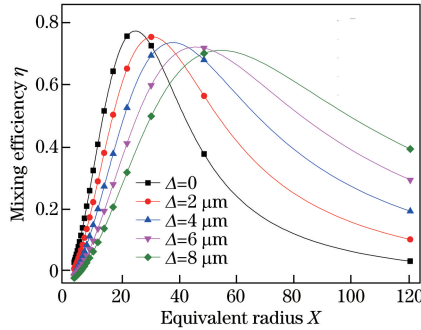


图 5 Δ 取不同值时, η 随 X 的变化

Fig. 5 Variation in η with X at different Δ

3.2 失配角引起的混频效率降低

如图 4(b)所示,失配角指接收天线的焦平面与探测器表面重合、本振光垂直探测器表面入射时,信号光与本振光光轴之间的夹角 θ 。信号光波矢方向与 z 轴成 θ 角,其中 \mathbf{k}_L 为本振光垂直入射的波矢, \mathbf{k}_S 为信号光倾斜入射的波矢。设倾斜入射的信号光投射到整个探测器光敏面上,其中任意点的相位可以表示为 $kr \cos \varphi \sin \theta$, 根据 $\int_0^{2\pi} \exp(ikr \cos \varphi \sin \theta) = 2\pi J_0(kr \sin \theta)$, 失配角很小,可将 $\sin \theta$ 近似看成 θ , 最后通过化简得到含有失配角的混频效率表达式,即

$$\eta_\theta = \frac{4}{\omega_0^2} \frac{\left| \int_0^\infty \exp(-ikf) \exp[-(ikr^2/2f)] \exp[-(r^2/\omega_0^2)] J_1(X_S) J_0(kr\theta) dr \right|^2}{\int_0^\infty [J_1(X_S)]^2 / r dr} \quad (7)$$

在(7)式中,仅考虑 θ 不同时, η 随 X 变化的关系曲线如图 6 所示。由图 6 可见:当 θ 为 0,即不存在失配角时,在 $X = 8.52$ 、对应的相对孔径 D/f 为 0.21 处, η 取得极值 0.8145。随着 θ 的增大, η 取得的极值逐渐减小,且达到极值时对应的 X 也逐渐增加。通过提高捕获跟踪对准(APT)系统的对准精度,可减小失配角对混频效率的影响。对比图 5、6 可以看出:相对孔径对光轴径向误差更加敏感,其次是失配角。

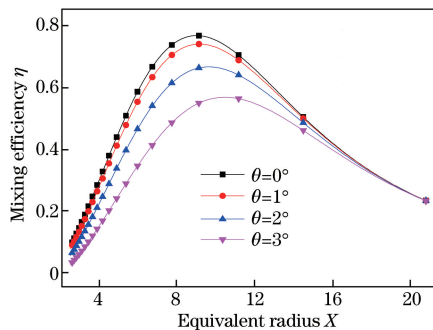


图 6 θ 取不同值时, η 随 X 的变化

Fig. 6 Variation in η with X at different θ

3.3 轴向离焦引起的混频效率降低

如图 4(c)所示,轴向离焦是指本振光与信号光均垂直探测器表面入射,且本振光的束腰半径所在平面与探测器光敏面重合、接收天线的焦平面与束腰半径平面不重合时存在的轴向误差 Δz 。考虑到孔径限制,信号光在距探测器光敏面 Δz 处的光场分布可以表示为

$$U_{\text{sa}}(r, \Delta z) = \frac{1}{i\lambda(f + \Delta z)} \exp\left[ik(f + \Delta z) + \frac{ikr^2}{2(f + \Delta z)}\right] \times B' \left\{ \text{circ}\left(\frac{r_0}{D/2}\right) \exp\left[\frac{ikr_0^2}{2(f + \Delta z)}\right] \exp\left(-\frac{ikr_0^2}{2f}\right) \right\}, \quad (8)$$

式中 B' 表示傅里叶-贝塞尔变换, 令 $G(\rho) = B' \left\{ \text{circ}\left(\frac{r_0}{D/2}\right) \exp\left[\frac{ikr_0^2}{2(f + \Delta z)}\right] \exp\left(-\frac{ikr_0^2}{2f}\right) \right\}^{[24]}$ 。

利用贝塞尔函数的性质及计算化简, 将 $G(\rho)$ 化简为

$$G(\rho) \approx \pi D^2 \frac{J_1(\pi\rho D)}{\pi\rho D} - \left(\frac{D}{2}\right)^4 \frac{ik\Delta z}{f(f + \Delta z)} \frac{J_1(\pi\rho D)}{\pi\rho D} + \left(\frac{D}{2}\right)^3 \frac{ik\Delta z}{\pi\rho f(f + \Delta z)} \frac{J_2(\pi\rho D)}{\pi\rho D}, \quad (9)$$

式中 $\rho = r/[\lambda(f + \Delta z)]$ 。将(9)式代入(8)式, 并将(3)式代入(1)中, 可以化简得到

$$\eta_{\Delta z} = \frac{4 \left| \int_0^\infty \{r/[\lambda(f + \Delta z)]\} \exp[-(r/\omega_0^2)^2] \exp[ik(f + \Delta z)r] \exp\{ikr^2/[2(f + \Delta z)]\} G(\rho) dr \right|^2}{\omega_0^2 \int_0^\infty \{r/[\lambda^2(f + \Delta z)^2]\} G(\rho)^2 dr} \quad (10)$$

对(10)式取相同参数, 当 Δz 取不同值时, η 随 X 变化的关系曲线如图 7 所示。由图 7 可见, 接收天线的焦平面与探测器光敏面的间距 Δz 从 0 增加到 80 μm , 对应的 η 极值和 X 的变化不明显。通过控制光学系统的参数, 调整信号光焦平面所在位置, 最终使焦平面与探测器表面重合, 进而减小轴向离焦对混频效率的影响, 实现信号光与本振光的最佳相干混频。对比图 5~7 可以看出: 相对孔径、失配角、轴向离焦对光轴径向误差的敏感度依次降低; 当相对孔径取值相同时, 由光轴径向误差引起的混频效率下降最显著, 轴向离焦对混频效率的影响不明显。

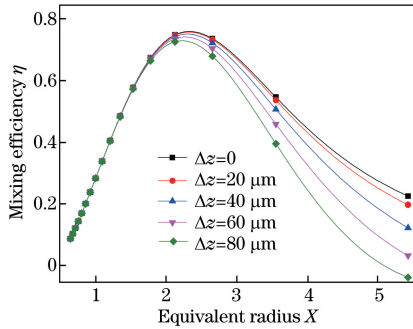


图 7 Δz 取不同值时, η 随 X 的变化

Fig. 7 Variation in η with X at different Δz

3.4 湍流强度引起的混频效率衰减

在自由空间相干光通信系统中, 湍流是影响系统性能的重要因素, 主要表现在大气链路传输过程中, 信号光波前的每一点会发生不同的延迟, 导致其与本振光相干混频时的混频效率下降。由于大气折射率随机起伏, 混频效率也会随机变化, 可利用统计方法对其进行描述。利用入射光场的互相关函数 $\Gamma_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, L)$, 将(1)式计算的无湍流混频效率扩展为大气湍流中的混频效率系综平均^[10], 即

$$\langle \eta_A \rangle = \frac{1}{\langle P_{\text{max}} \rangle} \iint_A \Gamma_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, L) U_{\text{Lb}}^*(\mathbf{r}_1) U_{\text{Lb}}(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (11)$$

式中 $\langle P_{\text{max}} \rangle$ 为接收天线平面内的最大功率; $\Gamma_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, L)$ 为信号光传输一段距离 L 后在接收平面处的光场二阶矩; $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 为接收平面的径向矢量; $U_{\text{Lb}}(\mathbf{r})$ 为折算到接收平面上本振光的光场分布, 其表达式为^[23]

$$U_{\text{Lb}}(\mathbf{r}, L) = \frac{k\omega_0}{\sqrt{2\pi}f} \exp\left[-\left(\frac{k\omega_0}{2f}\right)^2 r^2\right], \quad (12)$$

式中 $U_{\text{Lb}}^*(\mathbf{r})$ 为 $U_{\text{Lb}}(\mathbf{r})$ 的共轭。 $\Gamma_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, L)$ 也称作互相关函数(MCF), 表示光场的空间相干程度, 其表达

式为^[25]

$$\Gamma_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, L) = \langle U_{\text{Sb}}(\mathbf{r}_1, L) U_{\text{Sb}}^*(\mathbf{r}_2, L) \rangle = U_{\text{Sb}}(\mathbf{r}_1, L) U_{\text{Sb}}^*(\mathbf{r}_2, L) \langle \exp[\psi(\mathbf{r}_1, L) + \psi^*(\mathbf{r}_2, L)] \rangle = U_{\text{Sb}}(\mathbf{r}_1, L) U_{\text{Sb}}^*(\mathbf{r}_2, L) \exp[2E_1(0, 0) + E_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)], \quad (13)$$

式中 $U_{\text{Sb}}(\mathbf{r}_1, L)$ 为接收平面上信号光的光场分布, $U_{\text{Sb}}^*(\mathbf{r}_2, L)$ 为 $U_{\text{Sb}}(\mathbf{r}_1, L)$ 的共轭。假设信号光以单位单色平面波入射, 则存在 $U_{\text{Sb}}(\mathbf{r}_1, L) = U_{\text{Sb}}^*(\mathbf{r}_2, L) = 1$, 采用修正 Von Karman 谱得到折射率功率谱为^[24]

$$\Phi(\kappa) = 0.033 C_n^2 \frac{\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}}, \quad 0 < \kappa < \infty, \quad \kappa_0 = \frac{2\pi}{L_0}, \quad \kappa_m = \frac{5.92}{l_0}, \quad (14)$$

式中 C_n^2 为大气折射率结构常数, l_0, L_0 分别代表湍流的内、外尺度。根据文献[24], 利用二阶矩与折射率功率谱之间建立的关系以及 $E_1(0, 0)$ 和 $E_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 的表达式, 并将(14)式代入(13)式, 可求得平面波在 Von Karman 湍流谱下的 MCF^[24], 即

$$\Gamma_2(\rho, L) = \exp\left[-0.132\pi^2 k^2 L C_n^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{2^{2n} (n!)^2} \int_0^{\infty} \kappa^{2n+1} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}\right) (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} d\kappa\right]. \quad (15)$$

当 $\kappa_0^2/\kappa_m^2 \ll 1$, 即 $l_0^2/L_0^2 \ll 1$ 时, 利用第二类合流超几何函数的近似关系, 将误差控制在 2% 范围内, 则(15)式可近似化简为^[24]

$$\Gamma_2(\rho, L) = \exp\{-1.64 C_n^2 k^2 L l_0^{-1/3} \rho^2 \{ [1 + 2.03(\rho/l_0)^2]^{-1/6} - 1.32(l_0/L_0)^{1/3} \}\}. \quad (16)$$

将(12)、(16)式代入(11)式, 最终化简为

$$\langle \eta_A \rangle = A \int_0^1 \int_0^1 \int_0^\pi \exp[-B^2(x_1^2 + x_2^2)] \exp\left\{-\left(\frac{D}{2\rho_s}\right)^2 C \left[\left(1 + \frac{0.51D^2}{l_0^2} C\right)^{-1/6} - 1.32 \left(\frac{l_0}{L_0}\right)^{1/3} \right]\right\} x_1 x_2 d\theta dx_1 dx_2, \quad (17)$$

式中 $A = 2\pi\omega_0^2 D^2 / (\lambda^2 f^2)$, $B = \pi\omega_0 D / (2\lambda f)$, $C = x_1^2 + x_2^2 - 2x_1 x_2 \cos \theta$, $\rho_s = (1.64 C_n^2 k^2 L l_0^{-1/3})^{-1/2}$ 只能在一定范围内表征空间相干半径, 若(17)式选取如下参数: $\lambda = 1550 \text{ nm}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$, $L = 1000 \text{ m}$, $D = 10 \text{ mm}$ 或 50 mm , 则 C_n^2 取不同值时 η 随 X 变化的关系曲线如图 8 所示。由图 8 可见: 随着 C_n^2 的增大, η 取得的极值逐渐减小。这是因为湍流强度的不同致使两束光的相干性出现不同程度的下降, 本振光与信号光的波前在光混频器表面不再重合, 使 η 下降的幅度不同^[23]。对比图 8(a)、(b)可知: 相同湍流条件下, η 取得极值时所对应的 X 相同; 当 $C_n^2 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时, 图 8(b)中大口径接收天线对应的 η 极值下降最明显。由此可见, 中强湍流条件下, 使用小口径的天线可以在一定程度上抑制湍流效应, 同时 η 可以得到提高。

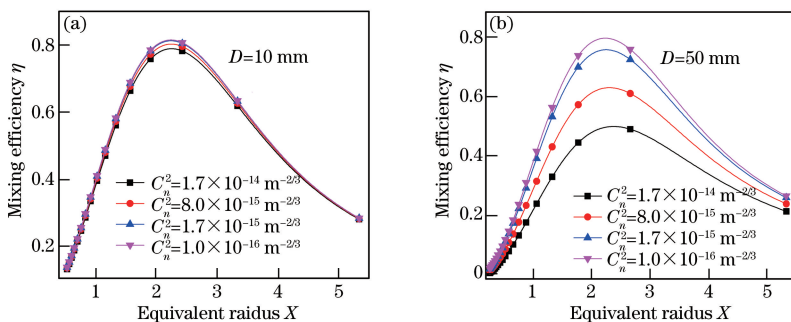


图 8 C_n^2 不同时, η 随 X 的变化。(a) $D = 10 \text{ mm}$; (b) $D = 50 \text{ mm}$

Fig. 8 Variation of η versus X with different C_n^2 . (a) $D = 10 \text{ mm}$; (b) $D = 50 \text{ mm}$

4 结 论

以艾里+高斯为信号光和本振光的光场分布模型, 推导了包含相对孔径、光轴径向误差、失配角、轴向离焦及大气湍流强度在内的混频效率表达式, 并对其进行了数值计算及分析, 结论如下:

1) 对于不同波长、不同束腰半径的光束, 需要选择与之相匹配的相对半径才能获得最大混频效率。选取光波 1550 nm 为通信波长, $\omega_0 = 3.4\lambda$, $D/f = 2.1$ 时, 对应的最大混频效率为 0.8145。

2) 光轴径向误差对混频效率影响最大, 其次是失配角, 最后是轴向离焦。当本振光与信号光的波长均

为 1550 nm、接收天线的相对孔径 $D/f=2.1$ 时,为使混频效率的衰减小于 -5 dB,应将以上 3 种影响因素分别控制在 $0\sim 4\ \mu\text{m}$ 、 $0\sim 200\ \mu\text{m}$ 、 $0\sim 0.05\ \text{rad}$ 范围内。通信波长减小时可适当缩小以上 3 个指标范围。

3) 光轴径向误差、失配角及轴向离焦都会使混频效率达到极值时对应的相对孔径变大,其中相对孔径对光轴径向误差最敏感,其次是失配角,最后是轴向离焦。

4) 在中强湍流条件下,使用小口径的接收天线可有效提高混频效率,为了使混频效率的衰减小于 -5 dB,可把接收天线的孔径限制在 30 mm 以内。

以上结论对提高自由空间相干光通信系统的混频效率有一定参考价值。

参 考 文 献

- [1] Belmonte A. Analyzing the efficiency of a practical heterodyne lidar in the turbulent atmosphere: Telescope parameters [J]. *Optics Express*, 2003, 11(17): 2041-2046.
- [2] Winick K A. Atmospheric turbulence-induced signal fades on optical heterodyne communication links [J]. *Applied Optics*, 1986, 25(11): 1817-1825.
- [3] Jia Xiaodong, Sun Dongsong, Shu Zhifeng, *et al.* Optimal design of the telescope in coherent lidar and detection performance analysis [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(3): 0301001.
贾晓东, 孙冬松, 舒志峰, 等. 相干激光雷达中望远镜的优化及探测性能分析 [J]. *光学学报*, 2015, 35(3): 0301001.
- [4] Zhao Yi, Tong Shoufeng, Song Yansong, *et al.* Research progress of optical phase locked loop in space laser communication [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(8): 080002.
赵毅, 佟首峰, 宋延嵩, 等. 空间激光通信中光学锁相环的研究进展 [J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(8): 080002.
- [5] Xu Yunxiang, Xu Mengmeng, Sun Jianfeng, *et al.* Integrated technology of communication and velocity measurement in satellite coherent optical communication [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(12): 120603.
许云祥, 许蒙蒙, 孙建锋, 等. 卫星相干光通信测速一体化技术研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(12): 120603.
- [6] Das K K, Iftexharuddin K M, Karim M A. Improved heterodyne mixing efficiency and signal-to noise ratio with an array of hexagonal detectors [J]. *Applied Optics*, 1997, 36(27): 7023-7026.
- [7] Belmonte A, Rye B J. Heterodyne lidar returns in the turbulent atmosphere: Performance evaluation of simulated systems [J]. *Applied Optics*, 2000, 39(15): 2401-2411.
- [8] Belmonte A, Kahn J M. Performance of synchronous optical receivers using atmospheric compensation techniques [J]. *Optics Express*, 2008, 16(18): 14151-14162.
- [9] Zhu X M, Kahn J M. Free space optical communication through atmospheric turbulence channels [J]. *IEEE Transactions on Communications*, 2002, 50(8): 1293-1300.
- [10] Salzman J, Katzir A. Heterodyne detection SNR: Calculations with matrix formalism [J]. *Applied Optics*, 1984, 23(7): 1066-1074.
- [11] Cohen S C. Heterodyne detection: Phase front alignment, beam spot size, and detector uniformity [J]. *Applied Optics*, 1975, 14(8): 1953-1959.
- [12] Kong Yingxiu, Ke Xizheng, Yang Yuan. Influence research of atmospheric turbulence on space coherent optical communications [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(8): 080601.
孔英秀, 柯熙政, 杨媛. 大气湍流对空间相干光通信的影响研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(8): 080601.
- [13] Salem M, Rolland J P. Heterodyne efficiency of a detection system for partially coherent beams [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2010, 27(5): 1111-1119.
- [14] Li C Q, Wang T F, Zhang H Y, *et al.* The performance of heterodyne detection system for partially coherent beams in turbulent atmosphere [J]. *Optics Communications*, 2015, 356: 620-627.
- [15] Ren Y X, Dang A H, Liu L. Heterodyne efficiency of a coherent free-space optical communication model through atmospheric turbulence [J]. *Applied Optics*, 2012, 51(30): 7246-7254.
- [16] Ricklin J C, Davidson F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: Implications for free-space laser communication [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2002, 19(9): 1794-1802.

- [17] Fried D L. Optical heterodyne detection of an atmospherically distorted signal wave front[J]. Proceedings of the IEEE, 1967, 55(1): 57-67.
- [18] Takenaka T, Tanaka K, Fukumitsu O. Signal-to-noise ratio in optical heterodyne detection for Gaussian fields[J]. Applied Optics, 1978, 17(21): 3466-3471.
- [19] Tanaka K, Saga N. Maximum heterodyne efficiency of optical heterodyne detection in the presence of background radiation[J]. Applied Optics, 1984, 23(21): 3901-3904.
- [20] Tanaka K, Ohta N. Effects of tilt and offset of signal field on heterodyne efficiency[J]. Applied Optics, 1987, 26(4): 627-632.
- [21] Tanaka T, Taguchi M, Tanaka K. Heterodyne efficiency for a partially coherent optical signal[J]. Applied Optics, 1992, 31(25): 5391-5394.
- [22] Zhu Ziqiang, Wang Shifan, Su Xianyu. Tutorial of modern optics[M]. Chengdu: Sichuan University Press, 1990.
朱自强, 王仕藩, 苏显渝. 现代光学教程[M]. 成都: 四川大学出版社, 1990.
- [23] Lei Sichen, Ke Xizheng. Coupling efficiency of lens array spatial light in turbulence[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(6): 0605004.
雷思琛, 柯熙政. 大气湍流中透镜阵列的空间光耦合效率研究[J]. 中国激光, 2015, 42(6): 0605004.
- [24] Andrews L C, Vester S. 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.