

文章编号: 0253-2239(2003)12-1489-4

强湍流效应下不同信标波长的自适应光学校正*

范承玉 王英俭 龚知本

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

摘要: 激光在大气中长距离传输时所产生的相位不连续点的数目与位置不仅与大气湍流和传输距离有关, 而且与传输的激光波长有关。由于对主激光进行补偿的相位是从畸变的信标光场中获得的, 当畸变光场中出现相位不连续点后, 畸变光场的相位由连续相位部分和不连续相位部分组成, 不连续相位部分直接与畸变光场中出现的相位不连续点的数密度和其所在的位置有关, 一般情况下, 主激光的波长与信标光的波长是不同的, 因此当主激光的波长一定后, 为了对不连续相位进行补偿, 以便提高强湍流效应条件下的自适应光学校正能力, 必须要考虑合作信标的波长。计算结果表明, 考虑了不连续相位的影响后, 虽然对主激光的校正效果有所改善, 但对不同波长的信标改善的效果并不相同, 只有信标光波长稍长于主激光的波长时, 校正效果才有明显的改善。

关键词: 自适应光学; 不连续点; 校正; 传输

中图分类号: TP202⁺7 文献标识码: A

1 引 言

激光在大气中传输时, 大气湍流将导致光场振幅和相位的随机起伏。由于光波相位的调制, 光场中将会出现一些振幅为零的点。在振幅为零的点处, 光波的相位是不连续的, 称之为相位不连续点^[1]。已经在激光大气传输模拟计算^[2]和近地面水平激光传输实验中^[3,4]观察到相位不连续点。当有不连续点出现时, 光波的相位应包括两部分: 连续相位部分和不连续相位部分^[5], 对于一个自适应光学系统, 特别是利用最小方差法波前重建代数的系统, 当信标光的波前中出现相位不连续点时, 只能复原出连续相位, 而对不连续相位无能为力, 从而影响自适应光学的校正效果。Primmerman 等^[3]已证明, 在强湍流情况下, 自适应光学的校正效果之所以不理想, 是由于信标光波相位中出现相位不连续点造成的。因此, 为了提高自适应光学在强湍流情况下的校正能力, 必须要考虑相位不连续点的影响。一般地, 在激光大气传输的自适应光学校正系统中, 主激光的波长与合作信标的波长是不同的, 但是, 激光大气传输中所产生的相位不连续点的数目与位置不仅与大气湍流和传输距离有关, 而且与传输的激光波长有关, 由于对主激光进行补偿的相位是从畸

变的信标光场中获得的, 而不连续相位部分直接与畸变光场中出现的相位不连续点的数密度和其所在的位置有关。因此当主激光的波长一定后, 为了同时对连续相位和不连续相位进行补偿, 以便提高强湍流效应条件下的自适应光学校正能力, 必须要考虑合作信标的波长。本文首先介绍了不连续相位的重建方法, 然后利用激光大气传输四维程序模拟计算了不同信标波长对校正的影响。

2 不连续相位的重建

2.1 斜率偏差的计算

已经证明^[5]当畸变光场中出现相位不连续点时, 实测光场相位梯度应包括两部分, 一部分是标量位势梯度, 另一部分为矢量位势的旋度。这样, 激光大气传输中的畸变光场的相位梯度场 $\mathbf{g}(\mathbf{r})$ 应为

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = \nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}) + \nabla \times \mathbf{l}_z \mathbf{V}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

其中 $\phi(\mathbf{r})$ 为标量位势, 它可由最小方差法进行重建, $\mathbf{V}(\mathbf{r})$ 为矢量位势, \mathbf{l}_z 为激光传输方向的单位矢量。泰勒^[6]已经表明梯度场 $\mathbf{g}(\mathbf{r})$ 可以进一步写成

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = \mathbf{g}_{LS}(\mathbf{r}) + \mathbf{g}_{BP}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

比较(1)式和(2)式可得

$$\mathbf{g}_{LS}(\mathbf{r}) = \nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}), \quad (3)$$

$$\mathbf{g}_{BP}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{l}_z \mathbf{V}(\mathbf{r}). \quad (4)$$

式中 $\mathbf{g}_{LS}(\mathbf{r})$ 和 $\mathbf{g}_{BP}(\mathbf{r})$ 分别代表梯度场的最小方差分量和不连续相位分量。畸变光场的整个相位 $\phi_T(\mathbf{r})$ 也可类似地表示为最小方差分量 $\phi_{LS}(\mathbf{r})$ 和

* 国家高技术发展计划激光技术领域资助课题。

E-mail: cyfan@aiofm.ac.cn

收稿日期: 2002-10-11

不连续相位 $\phi_{BP}(\mathbf{r})$ 之和,即

$$\phi_T(\mathbf{r}) = \phi_{LS}(\mathbf{r}) + \phi_{BP}(\mathbf{r}). \quad (5)$$

由于 $\nabla_{\perp} \phi_T(\mathbf{r}) = \mathbf{g}(\mathbf{r}), \quad (6)$

因此有

$$\nabla_{\perp} \phi_{LS}(\mathbf{r}) = \nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}), \quad (7)$$

$$\nabla_{\perp} \phi_{BP}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{l}_z \mathbf{V}(\mathbf{r}), \quad (8)$$

所以 $\phi(\mathbf{r})$ 是最小方差法重建的相位, 矢量位势的旋度等于不连续相位的梯度. 因此当最小方差分量相位 $\phi_{LS}(\mathbf{r})$ 求出以后, 把(3)式代入(2)式就可以算出 $\mathbf{g}_{BP}(\mathbf{r})$, 也就是斜率偏差.

2.2 不连续相位的重建

上节已表明斜率偏差是由不连续相位造成的, 现在我们采用 Hudgin^[7] 代数从振幅和斜率偏差对不连续相位进行重建. 如图 1 所示, 待求的点 (i, j) 的相位 $\phi_{i,j}$ 与其相邻的四个点的关系是

$$\phi_{i,j}^{(1)} = \phi_{i-1,j} + \Delta\phi_{i-1,j}^x, \quad (9)$$

$$\phi_{i,j}^{(2)} = \phi_{i,j+1} - \Delta\phi_{i,j}^y, \quad (10)$$

$$\phi_{i,j}^{(3)} = \phi_{i+1,j} - \Delta\phi_{i,j}^x, \quad (11)$$

$$\phi_{i,j}^{(4)} = \phi_{i,j-1} + \Delta\phi_{i,j-1}^y, \quad (12)$$

其中 $\Delta\phi_{i,j}^x$ 和 $\phi_{i,j}^y$ 分别为 x 方向和 y 方向的相位差, 也就是斜率偏差 $\mathbf{g}_{BP}(\mathbf{r})$ 在 x 和 y 方向的分量, 并把各点上的光强作为权重因子, 则在点 (i, j) 的相位 $\phi_{i,j}$ 为

$$\phi_{i,j} = \arg \left[\sum_{p=1}^4 w_p \exp[i\phi_{i,j}^{(p)}] \right], \quad (13)$$

这里 \arg 表示取复数的幅角, 对于网格点边缘的点仅取在网格内的数据. 假设网格点上的初始相位为一常量, 利用(13)式进行迭代计算, 直到获得最佳的相位, 就可重建出不连续相位.

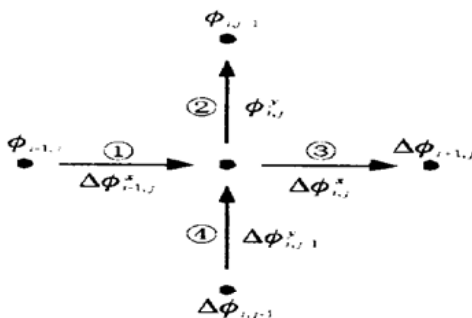


Fig. 1 Illustration of the process of averaging multiple path integrals of phase used in phase reconstruction

3 计算过程和结果

在带有自适应光学系统的激光大气传输中, 当畸变光场中出现相位不连续点时, 自适应光学系统的校正能力受到限制. 这是由于常规的自适应光学

系统的波前重建代数采用最小方差法, 只能重建出连续相位, 而忽略了不连续相位造成的. 下面根据上节讨论的不连续相位的重建方法, 利用四维激光大气传输及其校正程序计算一种特定条件下的激光大气传输, 考虑不连续相位后, 看自适应光学的校正效果是否有所改善. 假设有一主激光的波长为 $0.82 \mu\text{m}$, 在大气湍流强度为 $1.2 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 的均匀路径上聚焦传输 10 km , 同时在 10 km 处放置一合作信标, 其波长也为 $0.82 \mu\text{m}$, 接收望远镜的口径为 0.6 m , 计算网格为 128×128 . 我们模拟一个理想的逐点相位差^[8]波前探测器去探测到达望远镜上的信标光场的相位梯度 \mathbf{g} , 然后用最小方差法重建出畸变波前中的连续相位部分 ϕ_{LS} , 也就是常规自适应光学波前重建代数重建的相位. 接下来, 我们把重建出的相位 ϕ_{LS} , 直接叠加到主激光上, 聚焦传输 10 km , 这时的施特雷尔(Strehl)比为 0.49 . 第二步, 我们由计算出的 ϕ_{LS} 计算出最小方差相位梯度 \mathbf{g}_{LS} , 然后用(2)式计算出斜率偏差量, 也就是由不连续相位 ϕ_{BP} 引起的相位梯度部分 \mathbf{g}_{BP} , 再由上面介绍的不连续相位的重建方法重建出不连续相位 ϕ_{BP} , 然后把 ϕ_{BP} 和 ϕ_{LS} 叠加到主激光上传输 10 km , 计算出的施特雷尔比为 0.61 . 计算结果证明了考虑不连续相位的影响后自适应光学的校正效果有明显的改善.

现在我们考虑不同波长的信标对主激光自适应光学校正的影响. 首先计算弱湍流效应情况下不同波长的信标对主激光校正的影响. 主激光波长为 $0.82 \mu\text{m}$, 传输路径的大气湍流强度为 $3.2 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$, 聚焦传输距离 10 km , 主激光的 Rytov 方差 $\sigma_x^2 = 0.092$, 在 10 km 处放置一合作信标, 波长从 $0.6328 \mu\text{m}$ 变化到 $1.3000 \mu\text{m}$, 传输到望远镜上后, 用逐点相位差探测器分别探测出畸变波前的相位梯度, 并根据这些探测出的相位梯度分别重建出波前相位, 叠加到主激光上聚焦传输到 10 km 处, 计算其施特雷尔比, 计算结果如图 2 所示. 从图 2 可以看出, 虽然信标的波长从 $0.6328 \mu\text{m}$ 变化到了 $1.3000 \mu\text{m}$, 但主激光的施特雷尔比仅在 0.94 和 0.98 之间变化; 同时也可看出, 当信标光的波长越接近主激光的波长, 对大气湍流的补偿效果越好. 因此在弱湍流效应情况下, 选择不同波长的信标对主激光校正的影响不大.

接下来考虑较强湍流效应情况下, 不同波长信标对主激光校正的影响. 计算过程中, 传输的其它条件不变, 湍流强度变化为 $1.2 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, Rytov 方差 $\sigma_x^2 = 0.345$, 这时大气湍流导致的主激光的畸变波前中出现了相位不连续点. 首先, 利用最

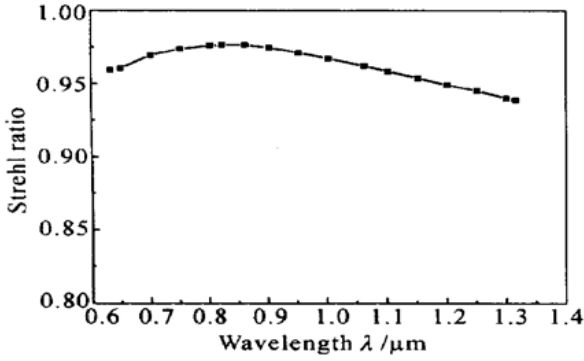


Fig. 2 Strehl ratio versus beacon wavelength in weak turbulence

小方差波前重建方法, 重建出不同波长信标的畸变波前, 在重建畸变波前相位的同时, 也计算出了信标光传输到望远镜孔径上的相位不连续点对的数目, 由于畸变光场中的相位不连续点一般总是正的相位不连续点和负的相位不连续点成对出现的, 因此这里给出了相位不连续点对的数目。重建出的畸变波前相位叠加到波长为 0.82 μm 的主激光上, 聚焦传输 10 km 后, 分别计算其施特雷尔比, 然后再把不连续相位和最小方差波前重建方法重建的相位一起叠加到主激光上, 聚焦传输 10 km, 分别计算其施特雷尔比, 计算结果见图 3、图 4 和表 1。

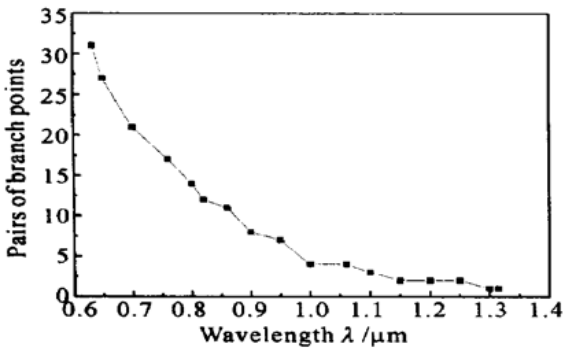


Fig. 3 Branch point pairs versus beacon wavelength in strong turbulence

图 3 中给出了信标光传输到接收望远镜孔径上的相位不连续点对的数目与信标波长的关系。图 4 中 η_{LS} 为通过最小方差法重建畸变波前进行自适应光学校正后, 主激光聚焦传输到 10 km 处的施特雷尔比。从图中可以看出, 当信标波长为 0.6328 μm 时, 相位不连续点对的数目为 31, 对主激光进行校正取得的施特雷尔比为 0.226; 随着信标波长的增加, 相位不连续点对的数目逐渐减少, 对主激光进行校正取得的施特雷尔比逐渐增加, 当信标波长为 1 μm 时, 对主激光进行校正取得的施特雷尔比达到最大, 这时的施特雷尔比为 0.66, 之后又开始有所下降。不同波长的信标对主激光进行校正差别较大

的原因是, 信标光与主激光相比波长较短的情况下, 信标光本身的光强起伏较强, 其畸变光场中出现的相位不连续点对的数目较多。如对于 0.6328 μm 的信标, Rytov 方差 $\sigma_x^2 = 0.467$, 相位不连续点对的数目有 31; 而对于 1 μm 的信标光, Rytov 方差 $\sigma_x^2 = 0.274$, 相位不连续点对的数目只有 4, 导致波前探测器测量的畸变光场的波前斜率误差较大, 从而对主激光进行校正的效果变差。图 4 中 η_{LS+BP} 为考虑了连续相位和不连续相位的校正后, 主激光聚焦传输到 10 km 处的施特雷尔比。从图 4 中可以看出, 考虑不连续相位后自适应光学的校正效果与不考虑不连续相位的校正效果相比有所改善, 但不同波长信标的改善效果不同。

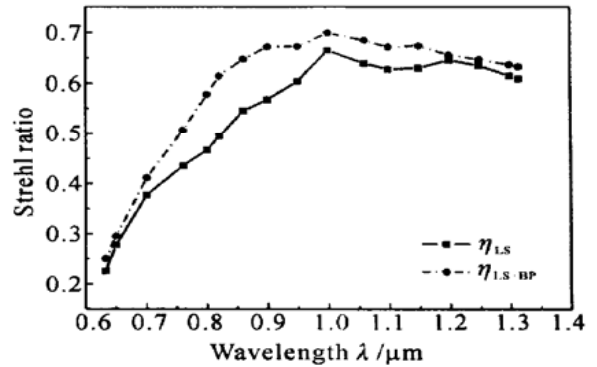


Fig. 4 Strehl ratio versus beacon wavelength in strong turbulence

Table 1 Some results from Fig. 3 and Fig. 4

Beacon wavelength / μm	η_{LS}	η_{BP}	Numbers of branch point pairs	$\frac{\eta_{LS+BP} - \eta_{LS}}{\eta_{LS}}$
0.70	0.377	0.411	21	9.0%
0.76	0.435	0.506	17	16.3%
0.80	0.467	0.578	14	23.8%
0.82	0.494	0.614	12	24.3%
0.86	0.545	0.648	11	18.9%
0.90	0.568	0.672	8	18.3%
0.95	0.604	0.672	7	11.3%

表 1 给出了在主激光附近的几个不同波长信标的计算结果, 从中可以看出, 信标波长越靠近主激光的波长, 考虑相位不连续点后的改善效果越明显。其主要原因是, 主激光在传输过程中其畸变的光场中出现了相位不连续点, 相位不连续点的数目和位置与传输的大气条件及波长密切相关, 对于不同的传输波长和大气传输条件, 相位不连续点的数目及其所在的位置也不相同, 它直接与不连续相位联系在一起。对于不同的相位不连续点的数目和位置, 与其联系的不连续相位也不同, 即使不连续点的数目相同, 如果位置不同, 所导致的不连续相位也不是

同的。虽然我们对信标光中出现的不连续相位进行了重建,但它与主激光畸变光场中出现的不连续相位不完全匹配,信标光的波长与主激光的波长差别越大,由信标光重建出的不连续相位与主激光实际产生的不连续相位差别也越大,因此考虑不连续相位后的校正效果改善得也越不明显。

结论 本文对激光在大气传输中不同波长信标对主激光进行校正的影响进行了分析,结果表明在弱湍流效应情况下,选择不同波长的信标对主激光进行校正的差别不大,都能取得较好的校正效果,但在强湍流效应情况下,选择不同波长的信标对主激光进行校正的差别较大。计算结果表明,在信标光与主激光相比波长较短的情况下,由于信标光本身有较强的起伏,影响畸变波前的重建,从而影响对主激光的校正。考虑了不连续相位的影响后,虽然对主激光的校正效果有所改善,但对不同波长的信标改善的效果并不相同,只有信标光波长接近主激光的波长时,校正效果才有明显的改善。因此,激光在大气中远距离传输时,为了提高自适应光学的校正效率,

必须要考虑信标光的波长。

参 考 文 献

- 1 Bigot E O L, Wild W J, Kibblewhite E J. Reconstruction of discontinuous light-phase functions. *Opt. Lett.*, 1998, **23** (1): 10~ 12
- 2 Fried D L, Vaughn J L. Branch cuts in the phase function. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(15): 2865~ 2882
- 3 Primmerman C A, Price T R, Humphreys R A *et al.*. Atmospheric compensation experiments in strong scintillation conditions. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(12): 2081~ 2088
- 4 Fan Chengyu, Wang Yingjian, Gong Zhiben. Detection of branch point in light phase. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(11): 1388~ 1391 (in Chinese)
- 5 Fried D L. Branch point problem in adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1998, **15**(10): 2759~ 2768
- 6 Tyler G A. Reconstruction and assessment of the least-squares and slope discrepancy components of the phase. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 2000, **17**(10): 1828~ 1839
- 7 Hudgin R H. Wave-front reconstruction for compensated imaging. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(3): 375~ 378
- 8 Roggemann M C, Koivunen A C. Wavefront sensing and deformable mirror control in strong scintillation. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 2000, **17**(5): 911~ 919

Compensation Analysis for Different Beacon Wavelengths in Strong Turbulence with Adaptive Optics

Fan Chengyu Wang Yingjian Gong Zhiben

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

(Received 11 October 2002)

Abstract: Under certain conditions, light wave propagation through atmospheric turbulence can cause presence of branch points. The number of branch points in the turbulence-distorted optical field is related with the strength of atmospheric turbulence, propagation range and the wavelength of laser propagated. The phase of compensating main laser is acquired from the distorted field of beacon. But the phase of the beacon is composed of the continuous phase and discontinuous phase when there are branch points in distorted field. The discontinuous phase is related to the number and location of branch points in distorted field, and the wavelength of main laser is always different from the wavelength of the beacon. Therefore, when the wavelength of main laser propagated is determined, the wavelength of beacon must be chosen so that the turbulence-compensated power of adaptive optical system can be improved after the branch-point considered in strong scintillation. The calculated results show that the compensation effect of adaptive optical system can be slightly improved when the branch points in turbulence-distorted optical field are considered, but the correction result of adaptive optics can become much better when the beacon wavelength chosen approaches the wavelength of main laser.

Key words: adaptive optics; branch point; compensation; propagation