

自适应光学技术在大气中应用的若干问题

宋正方

(中国科学院安徽光机所, 合肥, 230031)

摘要: 本文综述了自适应光学系统在大气中应用时由于大气闪烁、大气色散以及非等晕性这三方面的影响所受到的限制, 并且介绍了减小这些影响的一些方法。

The problems of adaptive optical technique used in atmosphere

Song Zhengfang

(Anhui Institute of Optics & Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: The atmospheric scintillation, atmospheric dispersion and anisoplanatism set a limit to the application of adaptive optical technique in atmosphere. In this paper, this limit is summarized, and the methods to reduce these effects are introduced.

一、引言

自适应光学技术在1953年由Babcock^[1]提出原始概念至今已有40年的发展历程,近十年来由于高技术的推动,发展得尤其迅速。1985年9月,在夏威夷毛伊岛进行的短波长远距离实时补偿取得成功。1989年3月,南欧天文台获得了大口径望远镜有史以来最接近衍射极限分辨率的星象。这两件里程碑式的进展,标志着自适应光学技术已迈出实验室,进入了实用化阶段。但是,同样不容置疑的事实是面对极不合作的大气,希望实现长距离、更高性能的补偿(例如在要求在目标上具有高辐照度的激光工程中,希望补偿掉90%以上的畸变)是相当困难的。姑且不论在技术上存在什么问题,在短波长上实现全孔径相位相干就不是一件易事。本文将从大气闪烁(振幅起伏)、大气色散和非等晕性这三方面探讨它们对自适应光学技术的影响,以期对自适应光学技术的应用与发展有所裨益。

二、斯特列尔比

有很多概念可以用来表征自适应光学技术补偿相位畸变的能力,其中应用最广泛也最确切的是斯特列尔比(Strehl Ratio, 记为SR),其定义是补偿后的光束的峰值强度与光束在自由空间中传播时的峰值强度之比。我们从光学传递函数出发,对旋转对称系统求得在强湍流条件下的斯特列尔比^[4]:

$$SR = \frac{16}{\pi} \exp[-0.294 N^{-0.888} (\frac{D}{r_0})^{5/3}] [2 + 1.83 (\frac{kr_0^2}{L})^{1/3}]^{-1/4} \cdot \int_0^1 dx x [\cos^{-1} x - x(1-x^2)^{1/2}] [1 + B_r(Dx)]^{1/4} \quad (1)$$

式中, N 为该系统所采用的子孔径(或致动单元)的数目; D 为光学系统的孔径; r_0 为大气相干长度; $k (= 2\pi/\lambda)$ 为波数; L 为传播距离; $B_r(Dx)$ 为强度相关函数。等式右边的指数项内是一台较理想的自适应光学系统在补偿相位畸变后还剩余的相位误差均方值,第二个方括弧部分是

振幅起伏的贡献,最后的积分项是振幅起伏相关性的贡献。

图1以 $\lambda=1\mu\text{m}$, $L=10\text{km}$, $D=0.5\text{m}$ 为例说明子孔径数与相干长度对斯特列尔比的影响。从图上可知相干长度越短(即大气湍流越强),子孔径数越少,斯特列尔比将越低。公式(1)得到了实验的支持。文献[5]报道了在340m水平光路上的实验结果,他们使用21单元的系统在 $r_0=5\text{cm}$ 时得到 $\text{SR}=0.64$,按(1)式计算的理论值是0.65,两者相当吻合。

对于天文应用,最新的认识是即使 $\text{SR}=0.5$,也能获得接近衍射极限的星象^[6]。如按此作为判据,则 $N=69$ 的系统在 $r_0 \geq 4\text{cm}$ 时也能满意地工作。考虑到天文应用中可以选用红外波段,相应的大气相干长度将增大几倍(近红外)至几十倍($\lambda \geq 10\mu\text{m}$)。因此,自适应光学技术在天文学中的前景是最光明的。单是美国,截至1992年10月,已在使用和计划中的自适应光学系统已达13套^[7]。但对于以改善光束质量为宗旨的激光补偿系统,斯特列尔比要求达到0.9以上,这就相当艰巨了,尤其对大孔径系统,要求全孔径相位相干的话,子孔径的尺寸应与湍流的小尺度相当。后者的尺度大约是1~10mm,即使按10mm计算,对4m望远镜就需要12万个子孔径单元,而补偿后的斯特列尔比在中等湍流强度下也难以达到0.9。如果激光功率足够高或能量足够大还存在热晕,而热晕与湍流相互作用还会出现相位补偿不稳定性。这些问题尚待进一步的理论与实验研究。

三、大气色散效应

在用自适应光学系统校正大气湍流效应时,需要使用信标光。而信标光的波长往往与欲校正的目标光的波长不一致,这时的校正将因大气色散效应而不完全。理论研究表明,如果选择不当,将会产生很大的剩余相位误差。我们从Zernike多项式出发,考虑了衍射效应,导出了双频相位展开系数的相关函数,并进一步求得剩余相位方差的表达式^[8]:

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \left[\frac{D}{r_0(\lambda_1)} \right]^{5/3} \sum_i [P_i(\lambda_1, \lambda_2) + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2 P_i(\lambda_1, \lambda_2) - 2\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right) P_i(\lambda_1, \lambda_2)] \quad (2)$$

$$P_i(\lambda_1, \lambda_2) = 1.95(n+1) \int_0^\infty dK K^{-14/3} J_{n+1}^2 K \left[\frac{\sin(AK^2)}{A} + \frac{\sin(BK^2)}{B} \right] \quad (3)$$

$$A = \frac{2L(k_1+k_2)}{k_1 k_2 D^2}, B = \frac{2L(k_1-k_2)}{k_1 k_2 D^2}$$

式中, $k_i = 2\pi/\lambda_i$ ($i=1,2$), $J_n(x)$ 为 n 阶贝塞尔函数。

图2给出了在 $L=10\text{km}$, $D=4\text{m}$, $\lambda_1=1\mu\text{m}$ 条件下的计算结果(由实线表示),显然仅当信标波

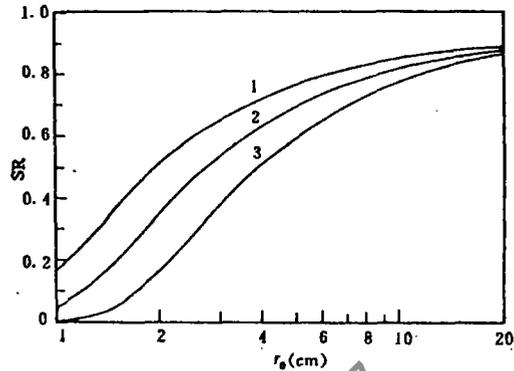


Fig. 1 Subaperture number as a function of Strehl ratio

1— $N=261$ 2— $N=133$ 3— $N=69$

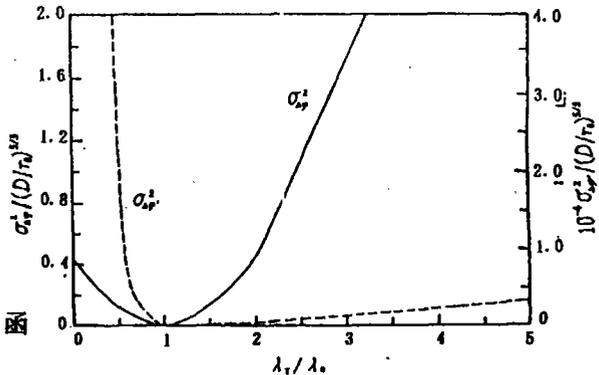


Fig. 2 Normalized residual phase variance

λ_r/λ_b

长 λ_s 与发射波长 λ_T 一致时剩余相位误差才为零。当 $\lambda_T/\lambda_s < 1$ 时,即用长波长上的信息去校正短波长上的相位畸变,结果将补偿不足,随着比值进一步减小,最后趋向于没有补偿时的值;而在相反情况下($\lambda_T/\lambda_s > 1$), $\sigma_{\Delta\varphi}$ 将迅速增大,反而会使补偿的结果比没有补偿时更差。造成这种情况的根本原因是波长越短,相位误差越大的缘故。为了克服这种影响,不妨将 $\varphi_s \lambda_s/\lambda_T$ 作为相位目标光相位的校正量 φ_r ,这时(2)式变为:

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \left(\frac{D}{r_{01}}\right)^2 \sum_i [P_i(\lambda_1, \lambda_1) + P_i(\lambda_2, \lambda_2) - 2P_i(\lambda_1, \lambda_2)] \quad (4)$$

图2中的虚线是在与实线的条件相同的情况下计算的结果。很明显,这时剩余相位方差要小得多,一般要小3~5个数量级。由此可见,为了克服或减小大气色散的影响,不论信标光与目标光的波长何长何短,宜用信标光的相位误差 φ_s 与两波长的比值(λ_s/λ_T)之乘积作为相位畸变的校正量。

四、非等晕性的影响

如果信标与目标不在同一地方,它们之间从自适应光学系统来看存在一个张角。由于大气湍流的特性只在局部范围是相关的,因此,信标光通道上的信息有可能不能代表目标光路上的特征,补偿将是不完全的。这种情况常称为非等晕性。所张圆锥区域内如果是相关的,相关函数降到 e^{-1} 所包含的区域称为等晕区,所张的角度称为等晕角,记为 θ_0 。显然 θ_0 的值受湍流条件所限制,理论上可由下式计算^[9]:

$$\theta_0 = (2.91k^2(\sec\psi) \int_{h_0}^{\infty} C_n^2(h)h^{5/3}dh)^{-3/5} \quad (5)$$

式中, ψ 为天顶角; h_0 为观测点所在的高度。

一般情况下 $\theta_0 = 10\mu\text{rad}$,湍流较强时可能会小到 $5\mu\text{rad}$ 。对天文观测来说,可见光波段上的信标星体只覆盖天空的万分之二,很难找到合适的信标,而对于在低轨道上运动的空间物体来说,光束来回传输时间内将移动 $20\mu\text{rad}$ 以上。这两种应用都很难满足等晕条件,因此,必须寻找或人工形成合适的信标光源,同时采用某种措施来增大等晕区也是个重要的方面。

人造信标可以用大气分子对激光的后向散射来产生,或者用高空散逸层(80~100km)中的 Na 离子层对激光的共振散射来产生。这两种办法都进行过成功的演示。例如 Gardner 等^[10] 在 Mauna Kea 天文台用 2.2 m 望远镜在低噪声 CCD 阵列上获得了 Na 层激光回波的图象。他们的实验数据和理论分析证明现代激光技术完全可以实现地基天文望远镜的自适应校正。瑞利散射技术因为形成人造信标和高度较低(约 10km)而较易实现,而且可以获得比 Na 层信标亮得多的图象(相当于一等星的亮度),但其缺点是从这种信标返回的光线不如从天体来的光线那样平行,焦面不是一个平面。这导致补偿效率下降。

为了满足等晕条件,有时可能需要采用多个人工信标,要是这种配置能够实现的话(事实上已在执行这方面的实验计划),则有可能把波前畸变当作距离的函数,而不是到达望远镜的全程积分来研究。一些学者^[11~13] 据此而提出“多共振自适应光学”的概念,即把大气分成 M 层,每层各自对应一套自适应光学系统,这样就能显著地增大等晕区。初步模拟表明等晕区尺寸将增加 $4M^2$ 倍。虽然光学系统增加了 M 倍。但因致动单元的尺寸可随 M 而增大,实际上,全部自适应反射镜上的单元总数几乎与 M 无关。即使是用普通的单个系统,只要对平均湍流层共振也能增大等晕区。不过,多共振自适应技术实现起来有很多困难,因为它要求测定大气波前畸变的完整的三维结构。

另一种增加等晕区的办法是所谓的“相位梯度法”^[14]。当前的波前检测只是检测了波前畸变的“一阶”信息,而其中的高阶信息被忽略了,如果充分利用这些高阶信息,必将会增大等晕区。这就是相位梯度法的理论依据。我们在推广的惠更斯-菲涅尔原理的基础上利用 Zernike 多项式对高斯光束证明斯特列尔比与目标同信标之间的张角 θ 的关系为^{*}:

$$SR = \left\{ \left[1 + 13.9 \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^2 \left(\frac{Lr_0}{L_e D} \right)^{1/3} \right] \left[1 + 41.8 \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^2 \left(\frac{Lr_0}{L_e D} \right)^{1/3} \right]^{1/2} \right\} \quad (6)$$

其中已忽略了大气闪烁的影响。图3以水平光程为例,给出了非等晕性对斯特列尔比的影响,可见 θ 的影响相当大。计算表明,在相同的 θ/θ_0 值下,光学系统的相对孔径 (D/r_0) 和路径是垂直还是水平对 SR 的影响不大,主要决定于比值 θ/θ_0 的大小。

如果把信标光束的波前及其梯度一起作为施加到初始发射场上的相位预畸变,则可求得二阶导数下的斯特列尔比:

$$SR' = \left\{ \left[1 + 35.35 \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^4 \left(\frac{Lr_0}{L_e D} \right)^{7/3} \right] \left[1 + 176.8 \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^4 \left(\frac{Lr_0}{L_e D} \right)^{7/3} \right]^{-1/2} \right\} \quad (7)$$

当信标处于等晕角边缘时,(6)式变为

$$SR_0 = \left\{ \left[1 + 13.9 \left(\frac{Lr_0}{L_e D} \right)^{1/3} \right] \left[1 + 41.8 \left(\frac{Lr_0}{L_e D} \right)^{1/3} \right]^{-1/2} \right\} \quad (8)$$

由(7)式和(8)式可以求得当 $SR' = SR_0$ 时等晕角增大的倍数:

$$A = \frac{\theta}{\theta_0} = \left\{ \left[2.88 \times 10^{-4} + \left(\frac{Lr_0}{L_e D} \right)^{1/3} (0.093 \left(\frac{Lr_0}{L_e D} \right)^{1/3} + 8.91 \times 10^{-3}) \right]^{1/2} - 0.017 \right\}^{1/4} \left(\frac{L_e D}{Lr_0} \right)^{7/12} \quad (9)$$

图4示出在三种情况下的计算结果。对于水平距离, $L_e = 3.18L$; 对于垂直路径,按文献[15]的湍流分布模型,算得在弱湍流时 $L_e = 4430\text{m}$, 在较强湍流时 $L_e = 7100\text{m}$ 。从图4可知,不论是水平路径,还是垂直路径,相位梯度法都能有效地改善等晕条件,改善的程度则与相对孔径有关。当 $D/r_0 = 40$ 时,水平路径上可以改善8.3倍,垂直路径上分别改善2.2和2.8倍。

最后应当指出,当相对孔径较小时 ($D/r_0 < 5 \sim 10$), 改善倍数对垂直路径来说就将小于1, 即相位梯度法反而缩小了有效校正的范围。这是因为上述处理^[14]修正了相位梯度的一阶项,

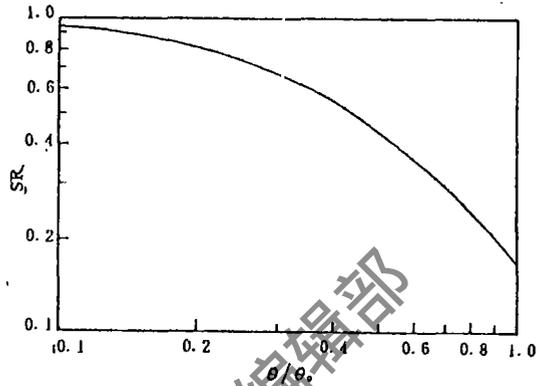


Fig. 3 Relationship between Strehl ratio and θ

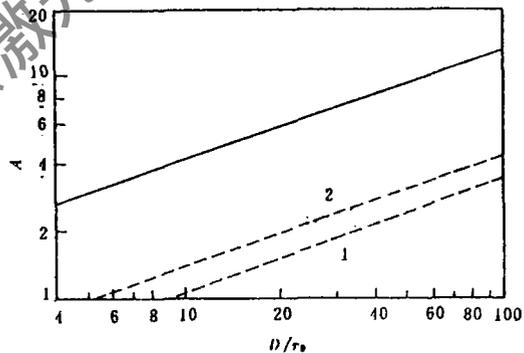


Fig. 4 Variation of amplification with D/r_0
—horizontal pathvertical path
1—weak turbulence 2—stronger turbulence

① * (6)式~(9)式中的数字已与原文有异。

如果将更高阶的信息也加以利用,必将有利于增大等晕区,高阶梯度的处理方法是类似的,这里不再赘述。

五、结 束 语

自适应光学技术发展至今已历时 40 年,所取得的成就是喜人的,作为天文应用,现有的理论认识和工艺水平已足以应付。已有人提议把自适应变形镜作为副镜组装到天文望远镜中去,但就提高激光束质量而言,尚有漫长的路要去走。业已提出的几种改善自适应光学系统性能的办法——克服大气闪烁的“场补偿”技术、克服非等晕性的利用多个信标的多共轭法和相位梯度法——还多停留在论证阶段,但可以预期适用于各个方面和各种大气条件的性能优越的自适应光学技术的前景是相当光明的。

六、参 考 文 献

- [1] Backer H W. *Science*, 1990, 249(20), 253~257
- [2] Leighton R B. *Scientific American*, 1956, 194(2), 157~166
- [3] Hardy J W. *J O S A*, 1977, 67(3), 370~375
- [4] 宋正方. 强激光与粒子束, 1992, 4(3), 405~410
- [5] 姜文汉, 严佩英, 李明全 *et al.* *光学学报*, 1990, 10(6), 558~564
- [6] Hardy J N. *Adaptive optics — a progress review. Proc. SPIE. Active and adaptive optical system, San Diego, 1991, 1542, 1~12*
- [7] Beckers J M. *Adaptive optics for astronomy, Principles performance and applications. Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics. 1993, 31, (in press)*
- [8] 冯岳忠, 宋正方, 龚知本. *红外与毫米波学报*, 1991, 10(3), 217~221.
- [9] Fried D L. *J O S A*, 1982, 72(1), 52~61
- [10] Gardner C S, Welsh B M, Thompson L A. *Sodium laser guide stars technique for adaptive imaging in astronomy. Proc SPIE, Adaptive optics. Orlando, 1989, 1114, 91~202*
- [11] Beckers J M. *Increasing the size of the isoplanatic patch with multiconjugate adaptive optics. Proc. ESO Conf. on Very large telescopes and their instrumentation. Garching, 1988, 693~703*
- [12] Johnston D C, Welsh B M. *Atmospheric turbulence seeing for a multiconjugate adaptive optics system. Proc SPIE, Active and adaptive optics system. San Diego, 1991, 1542, 76~87.*
- [13] Shamir J, Crowe D. *Increasing the compensated field-of-view using multiple adaptive mirror telescope systems (in Laser guide star adaptive optics workshop, Fugale R Q ed.) Albuquerque, NM. 1992, 591~605*
- [14] 冯岳忠, 龚知本, 宋正方. *强激光与粒子束*, 1991, 3(1), 65~72
- [15] 宋正方. *应用大气光学基础*. 北京: 气象出版社, 1990, 71

* * *

作者简介: 宋正方, 男, 1935 年 12 月出生。研究员。现从事大气光学、激光与红外辐射传输等研究工作。

收稿日期: 1993 年 2 月 1 日。 收到修改稿日期: 1993 年 4 月 18 日。