

[19] 中华人民共和国国家知识产权局

[51] Int. Cl.

G01S 17/95 (2006.01)

G01W 1/00 (2006.01)



[12] 发明专利申请公布说明书

[21] 申请号 200710021920.1

[43] 公开日 2008 年 8 月 13 日

[11] 公开号 CN 101241190A

[22] 申请日 2007.4.25

[21] 申请号 200710021920.1

[71] 申请人 中国科学院安徽光学精密机械研究所
地址 230031 安徽省合肥市蜀山湖路 350 号

[72] 发明人 吴毅 白水成 侯再红 张守川
谭逢富 季永华

[74] 专利代理机构 安徽合肥华信知识产权代理有限公司
代理人 余成俊

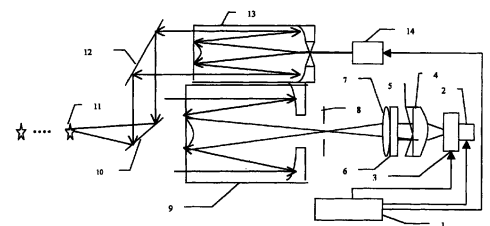
权利要求书 1 页 说明书 6 页 附图 2 页

[54] 发明名称

基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量系统和方法

[57] 摘要

本发明公布了一种基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量系统和方法，通过发射望远镜将激光束聚焦到待测领域，然后利用接收望远镜接收焦点处的后向散射光，在后继光路中利用光束分割系统将光束分成 6 部分，分割后的信号被增强器放大并被 CCD 拍摄后传入计算机中进行处理。在数据处理中采用基于泽尼克模式的波面复原算法，首先根据各个子孔径内光斑的重心计算出泽尼克多项式前 5 项系数，然后利用泽尼克多项式系数与大气相干长度的关系计算出焦点与地面雷达之间的大气相干长度，进而算出大气湍流强度廓线。可以在任何时候测量任何高度的大气相干长度和大气湍流强度廓线，这就摆脱了传统测量方式在实时性、局域



1、基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量系统，其特征在于包括有激光器（14），激光器（14）在计算机（1）的控制下发出脉冲光，脉冲光被卡塞格林式发射望远镜（13）扩束后，经过平面反射镜（12）、（10）后聚焦，从聚焦处后向散射的光被平面反射镜（10）后方的卡塞格林式接收望远镜（9）接收，接收到的后向散射光通过加在接收望远镜（9）后的小孔（8）后入射到凸透镜（7）上，在凸透镜（7）后面加有一个干涉滤光片（6），被过滤过的信号光经过光束分割系统（5）后，入射到凸透镜（4）上，然后被凸透镜（4）会聚到像增强器（3）的焦平面上，被像增强器（3）放大的信号被 CCD（2）采集，采集到的信号传送到计算机（1）中进行处理，所述的光束分割系统（5）是由六块楔形透镜拼合组成。

2、基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量方法，其特征在于将一定能量的激光脉冲通过发射望远镜聚焦到待测区域，形成一个激光导星，激光导星的后向散射光被接收望远镜接收后要经过干涉滤光片滤出杂散光，然后光束被由六块楔形透镜拼合组成的光束分割系统分割成六部分，在像增强器的焦平面上形成 6 个光斑，这 6 个光斑被像增强器放大后通过中继光路传向 CCD，最后被传到计算机进行处理，在处理过程中，首先分别计算出六个光斑的重心，然后利用泽尼克模式的波面复原算法算出泽尼克多项式前 5 项的系数，然后通过大气相干长度与泽尼克多项式系数的关系计算出大气相干长度值，再进一步计算出大气湍流强度廓线。

3、根据权利要求书 2 所述的基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量方法，其特征在于探测步长为探测步长在 1.5 公里内为 150 米，1.5 公里到 5 公里之间为 500 米，5 公里以上为 1000 米。

4、根据权利要求书 2 所述的基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量方法，其特征在于：所述的楔形透镜形状为三角楔形体。

基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量系统和方法

技术领域

本方法涉及激光大气探测领域，特别涉及利用激光雷达测量大气湍流强度廓线的方法和系统。

背景技术

现有的测量大气湍流强度廓线的手段主要有探空式测量和风廓线微波雷达反演及声雷达测量法等，但它们都有着各自的不足。用探空气球携带温度探空仪可以测量出从地面到 20km 左右的高度廓线，但是由于气球受风的影响较大，无法探测指定区域，同时，探空气球测量要得到一条完整的廓线需要的时间较长，所以实时性和局域性都不好。微波雷达理论上可以获得大气湍流强度廓线，但同时要测量到平均的温度和湿度廓线，所以比较费时，而且测量精度也不高；此外，还有声雷达测量方法，虽然在理论和实际测量中，均证明了这一方法的有效性，但由于声功率的极大限制，使测量高度非常有限。以色列的 Ben-Gurion 大学的研究者提出通过测量到达角起伏的方法来测量大气湍流廓线，但是有文献指出此种方法存在二次光程的问题，测量结果有待商榷。

发明目的

本发明的目的是针对现有测量方法存在的问题，从而提出一种实时性、局域性较好，空间分辨率较高，同时能够解决二次光程问题的基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量系统和方法。

本发明的技术方案如下：

基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量系统，其特征在于包括有激光器（14），激光器（14）在计算机（1）的控制下发出脉冲光，脉冲光被卡塞格林式发射望远镜（13）扩束后，经过平面反射镜（12）、（10）后聚焦，从聚焦点后向散射的光被平面反射镜（10）后方的卡塞格林式接收望远镜（9）接收，接收到的后向散射光通过加在接收望远镜（9）后的小孔（8）后入射到凸透镜

(7) 上, 在凸透镜 (7) 后面加有一个干涉滤光片 (6), 被过滤过的信号光经过光束分割系统 (5) 后, 入射到凸透镜 (4) 上, 然后被凸透镜 (4) 会聚到像增强器 (3) 的焦平面上, 被像增强器 (3) 放大的信号被 CCD (2) 采集, 采集到的信号传送到计算机 (1) 中进行处理, 所述的光束分割系统 (5) 是由六块楔形透镜拼合组成。

基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量方法, 其特征在于将一定能量的激光脉冲通过发射望远镜聚焦到待测区域, 形成一个激光导星, 激光导星的后向散射光被接收望远镜接收后要经过干涉滤光片滤出杂散光, 然后光束被由六块楔形透镜拼合组成的光束分割系统分割成六部分, 在像增强器的焦平面上形成 6 个光斑, 这 6 个光斑被像增强器放大后通过中继光路传向 CCD, 最后被传到计算机进行处理, 在处理过程中, 首先分别计算出六个光斑的重心, 然后利用泽尼克模式的波面复原算法算出泽尼克多项式前 5 项的系数, 然后通过大气相干长度与泽尼克多项式系数的关系计算出大气相干长度值, 再进一步计算出大气湍流强度廓线。

探测步长为探测步长在 1.5 公里内为 150 米, 1.5 公里到 5 公里之间为 500 米, 5 公里以上为 1000 米。

所述的楔形透镜形状为三角楔形体。

本系统所用的激光器为 Nd: YAG 脉冲激光器, 波长为 532nm, 频率为 25Hz。发射和接收望远镜均为口径 350mm 的卡式望远镜。像增强器是日本滨松公司的高速闸门像增强器, 型号为 C7609。CCD 相机选用普通高分辨率黑白 CCD。光束分割系统为 6 个楔形透镜组成, 当经过滤光片 (5) 的平行光通过楔形镜后, 由于楔形透镜对光束的偏转作用, 光束在楔形透镜的倾斜方向出现微量偏移, 当一束光通过由多块倾斜方向不同的楔形透镜时, 光束因为向不同方向偏移而分成多束, 每一束都形成一个独立的焦点。被 CCD 拍摄到的光斑即会有六个。

将一定能量的激光脉冲通过发射望远镜聚焦到待测区域, 形成一个激光导星: 在激光器 (14) 的出口, 由 PIN 光电二极管检测出光时刻, 输出出光信号, 出光信号输入射极跟随器进行缓冲, 输出标准 TTL 电平, 触发可编程延时器, 由可编程延时器输出触发信号触发可编程脉宽发生器, 可编程脉宽发生器产生脉冲信号, 此脉冲信号输入至功率驱动部分后, 输出驱动信号触发像增强器 (3)

工作。

在以上这个过程中，记录了激光出光时刻，并且通过可编程延时器知道了像增强器开始工作时间，通过这两个时间差，并且根据光传输距离与光速与时间的关系，可以计算出像增强器采集到的信号是从空间哪个距离处传输回来的。然后通过调节发射望远镜（13）的焦距调节旋钮，同时观测计算机（1）显示器上采集到的光斑的大小，当光斑尺寸最小时，就可以判定焦点就聚焦到像增强器采集到信号的那个距离。

通过以上这种方式，可以将焦点聚焦到指定的位置。而焦点到底聚焦到那个位置最好，是通过数值模拟算出来的，并不是随意的。

依据本发明研制的测量湍流廓线激光雷达已经应用于实际的测量工作，并将测量结果与传统测量方法进行了对比，获得了很好的效果。用前述激光雷达所测量到的大气相干长度与传统被动式大气相干长度仪的对比，从中可以看出两种测量方法所得结果非常一致，拟合线的斜率接近 1，并且离散性不大，说明结果是可靠的。

基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量方法用于采用了激光雷达的探测方式，所以应用起来极其灵活，可以在任何时候测量任何高度的大气相干长度和大气湍流强度廓线，这就摆脱了传统测量方式在实时性、局域性以及测量精度的缺陷，又因为采用了泽尼克模式的计算方法，所以也就没有了二次光程方面的限制。无论在科研还是实际测量中都有很大的用途。

附图说明

图 1 为基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量方法的系统结构图。

图 2 光束分割系统结构图。

图 3 为实测的光斑回波信号图。

图 4 为用基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量方法测量到的大气相干长度值与传统的被动式大气相干长度仪测量的数值的对比图。

图 5 为实测的水平方向的大气湍流折射率结构常数图。

具体实施方式

参见附图。

基于泽尼克模式的激光大气湍流强度廓线测量系统，其特征在于包括有激光器（14），激光器（14）在计算机（1）的控制下发出脉冲光，脉冲光被卡塞格林式发射望远镜（13）扩束后，经过平面反射镜（12）、（10）后聚焦到待测区域，形成一个激光导星，激光导星的后向散射的光被平面反射镜（10）后方的卡塞格林式接收望远镜（9）接收，接收到的后向散射光通过加在接收望远镜（9）后的小孔（8）后入射到凸透镜（7）上，在凸透镜（7）后面加有一个干涉滤光片（6），被过滤过的信号光经过光束分割系统（5）后，入射到凸透镜（4）上，然后被凸透镜（4）会聚到像增强器（3）的焦平面上，被像增强器（3）放大的信号被 CCD（2）采集，采集到的信号传送到计算机（1）中进行处理，所述的光束分割系统（5）是由六块楔形透镜拼合组成。

数据处理方法：

首先通过数据处理计算出如图（3）所示的图象中每个光斑在 x、y 方向的重心 x_{cn} 、 y_{cn} ，由此可以得出每个楔形透镜上对应的信标光波前斜率 θ_{xm} 、 θ_{ym} ：

$$\theta_{xm} = x_{cn} / F, \theta_{ym} = y_{cn} / F$$

其中 F 为子孔径焦距。

在波前拟合中，采用的是泽尼克多项式进行拟合。该方法是将信标光波前 $\varphi(x, y)$ 展开成泽尼克多项式，而后以探测出的各楔形透镜上的波前斜率求得展开式所取各项的系数。

$$\varphi(x, y) = \sum_{i=3}^M a_i z_i(x, y)$$

M 为泽尼克多项式的展开项数， a_i 泽尼克各阶系数。那么第 n 个探测楔形透镜面上的波前斜率平均值为

$$\bar{\theta}_{xm} = \iint_n \sum_{i=3}^M a_i z_{ix}(x, y) dx dy / A$$

$$\bar{\theta}_{ym} = \iint_n \sum_{i=3}^M a_i z_{iy}(x, y) dx dy / A$$

积分区域为第 n 个楔形透镜面，面积为 A， z_i 的下标“x，y”分别表示其对 x，y 的偏导数。泽尼克展开式从第三项（i=3）开始求和，表示将信标光波前的整体倾斜项分离出来，因为在自适应系统中波前平均倾斜复原是由楔形透镜

完成的，而在激光大气湍流雷达的探测中，由于倾斜不确定性带来的误差使得在计算波面时也舍弃了倾斜量。

同样将探测到的各楔形透镜波前斜率 θ_{xn} ， θ_{yn} 减去波前平均倾斜，得

$$\begin{aligned}\theta'_{xn} &= \theta_{xn} - \bar{\theta}_x, \theta'_{yn} = \theta_{yn} - \bar{\theta}_y \\ \bar{\theta}_x &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \theta_{xn}, \bar{\theta}_y = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \theta_{yn}\end{aligned}$$

其中 N 为楔形透镜个数。

令

$$\sigma_\theta^2 = \sum_{n=1}^N (\bar{\theta}_x - \theta'_{xn})^2 + \sum_{n=1}^N (\bar{\theta}_y - \theta'_{yn})^2$$

为波前斜率方差，求 $\partial \sigma_\theta^2 / \partial a_j$ ，并令 δ 为零，得

$$\begin{aligned}\left\{ [z_{xln}]_{M \times N} [z_{xnm}]_{N \times M} + [z_{yln}]_{M \times N} [z_{ynm}]_{N \times M} \right\} [a_m]_M \\ = [z_{xln}]_{M \times N} [\theta'_{xn}] + [z_{yln}]_{M \times N} [\theta'_{yn}]\end{aligned}\quad (a)$$

式中

$$z_{xln} = \iint_n z_{xl}(x, y) dx dy / A, z_{yln} = \iint_n z_{yl}(x, y) dx dy / A$$

$[z_{xln}]$ ， $[z_{yln}]$ 分别为 $[z_{xnm}]$ ， $[z_{ynm}]$ 的转置矩阵，求解线性方程组 (a)，即得泽尼克的各阶展开系数 $[a_m]$ ，再通过如表 x 中所表达得到大气相干长度 r_0 。

表 x 符合柯尔莫哥洛夫谱的大气扰动带来的各阶泽尼克系数方差

泽尼克多项式阶次	系数方差	泽尼克多项式阶次	系数方差
1	$0.4479 (D/r_0)^{5/3}$	8	$0.0062 (D/r_0)^{5/3}$
2	$0.448 (D/r_0)^{5/3}$	9	$0.0062 (D/r_0)^{5/3}$
3	$0.023 (D/r_0)^{5/3}$	10	$0.0024 (D/r_0)^{5/3}$
4	$0.023 (D/r_0)^{5/3}$	11	$0.0024 (D/r_0)^{5/3}$
5	$0.0232 (D/r_0)^{5/3}$	12	$0.0024 (D/r_0)^{5/3}$
6	$0.0061 (D/r_0)^{5/3}$	13	$0.0024 (D/r_0)^{5/3}$

7	$0.0062 (D/r_0)^{5/3}$	14	$0.0024 (D/r_0)^{5/3}$
---	------------------------	----	------------------------

通过以上的计算可以得到不同高度的大气相干长度 $r_0(h)$ ，然后再通过大气相干长度与与大气湍流的关系求得大气湍流廓线 $C_n^2(h)$ 。

$$\text{平面波 } r_0 = \left[0.423k^2 \sec(\theta) \int_0^L C_n^2(h) dh \right]^{-3/5}$$

$$\text{球面波 } r_{0sph} = \left[0.423k^2 \sec(\theta) \int_0^L C_n^2(h) (h/L)^{5/3} dh \right]^{-3/5}$$

其中 k 为波数， L 为探测距离， θ 为仰角。

当 C_n^2 为常数时，如水平传输路径，平面波的大气相干长度可简化为

$$r_{0pl} = 1.68 (C_n^2 L k^2)^{-3/5}$$

球面波的大气相干长度可简化为

$$r_{0sph} = 3.0 (C_n^2 L k^2)^{-3/5}$$

由于激光大气湍流廓线雷达接收的是聚焦光束的后向散射，因此要用球面波的公式进行计算。

对于某一高度 L 上的大气相干长度 r_{0L} ，有

$$r_{0L} = \left[0.423k^2 \sec(\theta) \sum_{h=0}^L \left(C_n^2(h) (h/L)^{5/3} \times h \right) \right]^{-3/5}$$

得

$$\frac{r_{0L}^{5/3}}{0.423k^2 \sec(\theta)} = \sum_{h=0}^L \left[\left((h/L)^{5/3} \times h \right) C_n^2(h) \right]$$

所以对于不同高度的大气相干长度 $r_0(h)$ ，有

$$[R_0]_M = [H]_{M \times M} [C_n^2]_M$$

从而得到大气湍流廓线 $C_n^2(h)$ 。通过计算可知，探测步长在 1.5 公里内为 150 米，1.5 公里到 5 公里之间为 500 米，5 公里以上为 1000 米。

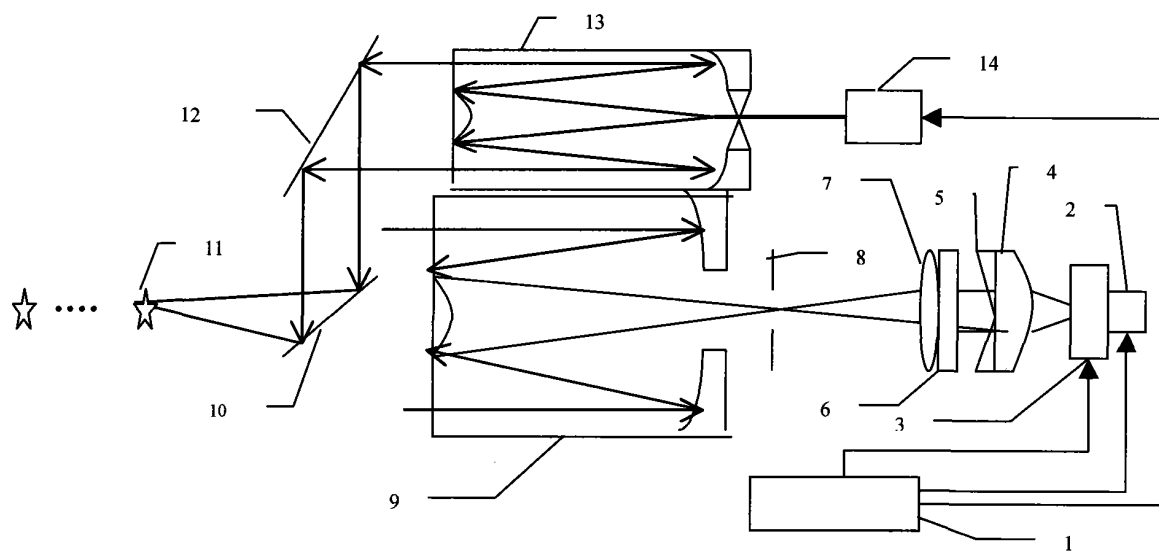


图 1

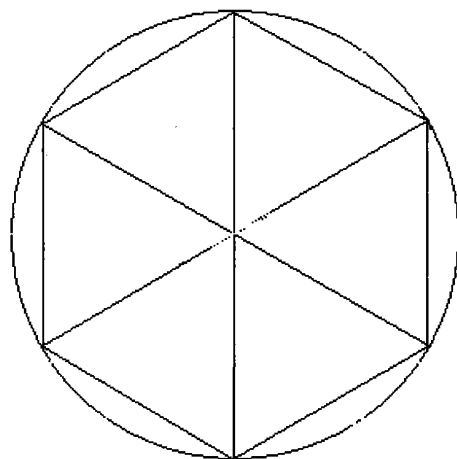


图 2

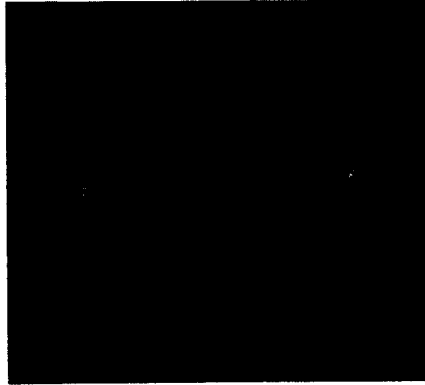


图 3

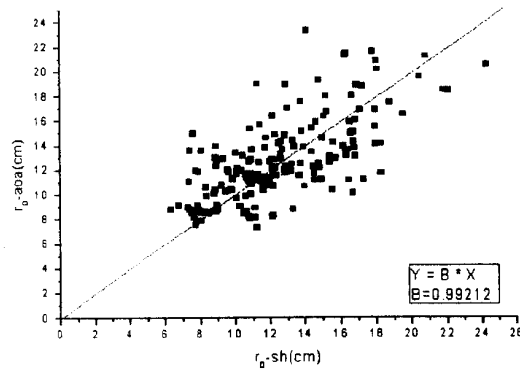


图 4

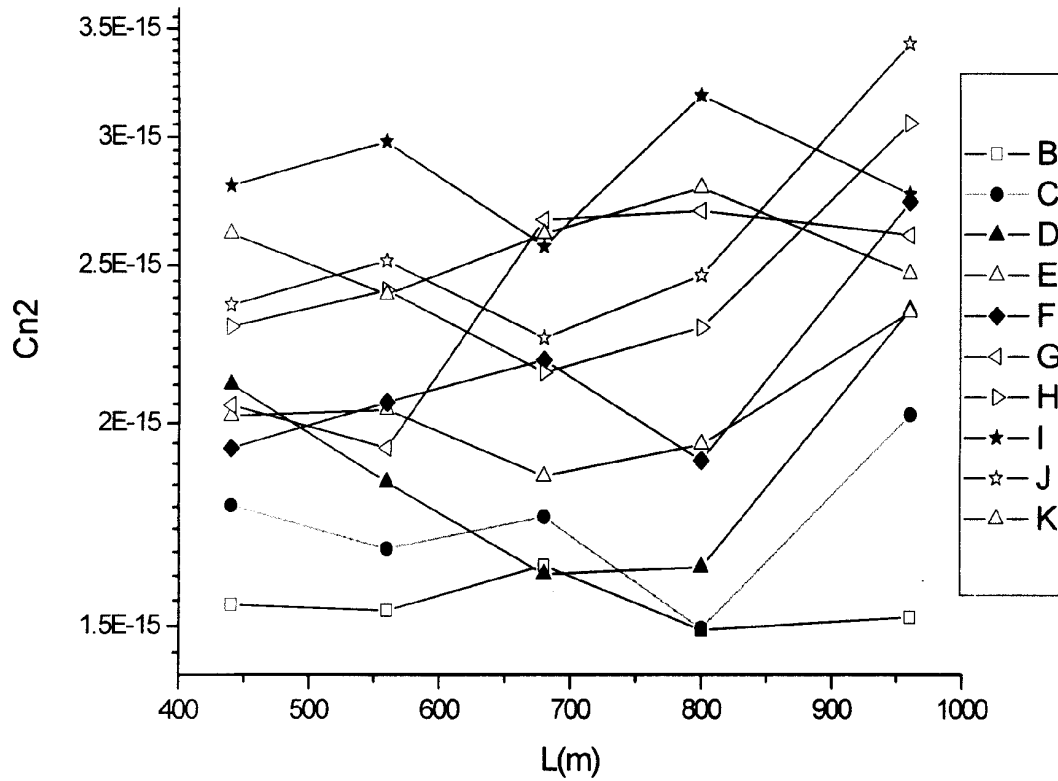


图 5