

利用激光闪烁测风的设想

黄 润 恒

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

根据最优化规划理论, 提出利用激光在湍流大气中的闪烁效应遥感大气折射率结构常数及风速分布的一种设想。进行了平面波传播反演大气参数的数值试验; 讨论了利用球面波传播遥感大气参数分布的可能性。

一、引 言

光波在湍流大气的传播过程中, 光波的强度、相位等物理参数会发生随机变化。利用这类现象, 有可能反推大气的湍流状态。我国民间流传着“星星眨眼, 来日有大风”、“星星乱跳跃, 风雨少不了”等一类谚语, 说明我国劳动人民在长期的生产实践中已经认识到星光闪烁、抖动等光学现象与大气状态之间的关系, 并利用这类现象来预测未来天气的变化。

与星光闪烁类似, 激光束在大气传播过程中同样存在着闪烁等现象。能否利用激光与湍流大气的相互作用定量地推知大气的风速和湍流状态, 便是本文所要讨论的问题。

1971 年 Lawrence 等人^[3] 利用氦-氖激光测出了一公里水平传播路径上的横向平均风速, 与安置在路径中点的普通测风仪测得的风速之间的相关高达 96%。后来他们又将这种光学测风装置用于研究局部地区大气的辐散, 获得了较好的效果。^[4] 最近又有人利用类似的装置测得了传播路径上的平均折射率结构常数^[5]。但是, 利用激光的闪烁效应, 除了能探测路径上的平均风和平均湍流强度外, 是否还可能探测它们在路径上的分布呢? 本文试图在这方面提出一种设想。

二、基本方程及其变换

所谓光的“闪烁”是指光波受到大气湍流运动的影响后, 其强度发生的随机变化。在电磁波传播理论中, 分别用波的对数振幅的方差和时空协方差函数来表示同一点光波强度的随机变化以及不同时间不同位置上光波闪烁的相互关系。关于激光束与湍流介质相互作用的问题, Fried^[6] 等人证明, 在光波发射机的近场和远场条件下, 有限光束的传播特征分别可以用平面波和球面波来近似。在这两种极限情形下, 运用平面波和球面波的理论结果来解释激光束状波的传播, 可以使观测资料的处理相应简化。

根据电磁波在湍流介质中传播的理论^[7], 平面电磁波在湍流大气中传播了距离 L 以

后,其对数振幅的时空协方差函数为

$$B_X^{(p)}(\rho, \tau) = \langle \chi(\mathbf{r}, t) \chi(\mathbf{r} + \rho, t + \tau) \rangle \\ = 4\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_N^2(z) \int_0^\infty d\kappa \left\{ \kappa \Phi_n^{(0)}(\kappa) J_0(\kappa |\rho - \mathbf{v}_\perp \tau|) \sin^2 \frac{\kappa^2 z}{2k} \right\}. \quad (1)$$

其中 $\chi = \ln \frac{A}{A_0}$ 为波的对数振幅脉动量,符号 $\langle \rangle$ 表示对取样总体进行平均. 上标 p 表示平面波. ρ 是两观测点的空间位置向量. τ 是滞后时间, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, 是光波的波数, $\kappa = \frac{2\pi}{l}$, 是尺度为 l 的湍流的空间波数. C_N^2 是大气折射率的结构常数. 由于它的随机变化引起电磁波的各种湍流效应,在这个意义上说,它是大气湍流光学强度的表征. 这是我们所要探测的量. $\mathbf{v}_\perp$ 是路径上与光的传播方向垂直的风速向量. 这是我们所要求的另一个量. $\Phi_n^{(0)}$ 是大气折射率湍流的谱函数. $J_\nu(\xi)$ 是 ν 阶贝塞尔函数.

上式的坐标原点是选在观测点. 由(1)可见,光波闪烁是整个传播路径上湍流影响的积分效应,闪烁的大小与湍流强弱有关. 为了利用波的传播遥感大气参数的分布,必须对积分方程求解. 取 $\tau = 0$, 便得到 C_N^2 与 $B_X^{(p)}(\rho)$ 的积分关系:

$$B_X^{(p)}(\rho) = 4\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_N^2(z) \int_0^\infty d\kappa \left\{ \kappa \Phi_n^{(0)}(\kappa) J_0(\kappa |\rho|) \sin^2 \frac{\kappa^2 z}{2k} \right\}. \quad (2)$$

适当的变换可将风速 $\mathbf{v}_\perp$ 与 $B_X^{(p)}(\rho, \tau)$ 的关系化为类似于(2)的线性积分方程.

令

$$E_X^{(p)}(x, 0, 0) = \left. \frac{\partial B_X^{(p)}(x, 0, \tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau=0}$$

以及

$$E_X^{(p)}(0, y, 0) = \left. \frac{\partial B_X^{(p)}(0, y, \tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau=0},$$

则

$$E_X^{(p)}(x) = 4\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_N^2(z) v_x(z) \int_0^\infty d\kappa \left\{ \kappa^2 \Phi_n^{(0)}(\kappa) J_1(\kappa x) \sin^2 \frac{\kappa^2 z}{2k} \right\}, \quad (3)$$

以及

$$E_X^{(p)}(y) = 4\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_N^2(z) v_y(z) \int_0^\infty d\kappa \left\{ \kappa^2 \Phi_n^{(0)}(\kappa) J_1(\kappa y) \sin^2 \frac{\kappa^2 z}{2k} \right\}. \quad (3')$$

于是,利用平面波传播中的闪烁效应来遥感大气折射率结构常数 $C_N^2(z)$ 以及风速 $v(z)$ 分布的问题,便归结为求解积分方程(2)、(3). 对此,我们曾证明^[1]过,必须先对方程(2)、(3)作汉克尔积分变换,求得两组新的积分方程为:

$$f(\kappa) = \frac{\int_0^\infty B_X(\rho) J_0(\kappa \rho) \rho d\rho}{4\pi^2 k^2 \Phi_n^{(0)}(\kappa)} = \int_0^L C_N^2(z) \sin^2 \frac{\kappa^2 z}{2k} dz, \quad (4)$$

$$g(\kappa) = \frac{\int_0^\infty E_X(\rho) J_1(\kappa \rho) \rho d\rho}{4\pi^2 k^2 \kappa \Phi_n^{(0)}(\kappa)} = \int_0^L C_N^2(z) v_\rho(z) \sin^2 \frac{\kappa^2 z}{2k} dz. \quad (5)$$

为解方程(4)、(5),并使该组积分方程的核函数具有最大的线性独立,我们采用积分方程核函数最优化方法^[2],求得一组适当的系数 a_i , 得到最优化核函数为

$$A(z_0, z) = \sum_i a_i \sin^2 \frac{\kappa_i^2 z}{2k}.$$

这样,经过最优化处理以后的积分方程(4)、(5)变换为

$$F(z_0) = \sum_j a_j(z_0) f(\kappa_j) = \int_0^L C_N^2(z) A(z_0, z) dz, \quad (6)$$

$$G(z_0) = \sum_j a_j(z_0) g(\kappa_j) = \int_0^L C_N^2(z) v_p(z) A(z_0, z) dz. \quad (7)$$

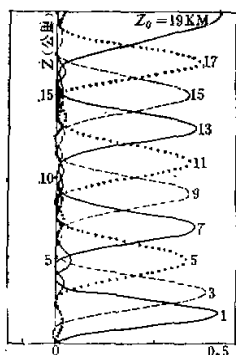


图1 十个高度上的最优核

$\overline{C_N^2(z)}$ 作为风的反演值。

由于 $C_N^2(z)$ 很少实测资料,我们参照[8],取 $C_N^2(z)$ 为平滑指数衰减分布加适当高度上的脉冲突变层的组合,其形式为:

$$C_N^2(z) = a_1 e^{-z/z_*} + a_2 \delta(z) \quad (8)$$

$$\delta(z) = \begin{cases} 1 & \text{当 } z_1 \leq z \leq z_2, \\ 0 & \text{其他} \end{cases}$$

其中 a_1 为近似地面湍流强度, a_2 为脉冲突变层的强度,均取相对单位。不失普遍性,可取 $a_1 = 1$ 。 z_* 为衰减高度, z_1, z_2 分别为脉冲湍流层的上下界。当取 $a_2 = 0$ 时,则 $C_N^2(z)$ 的分布简化为单调指数衰减。

风的模式从北京气象台的探空资料中选取风速大小及其垂直分布各有特征的二十次实测值。

关于 $C_N^2(z)$ 的反演结果见图2。由图可见,对于单调指数衰减模式,反演值一般地与模式值很符合。 z_* 越大,反演精度越高,例如,当 $z_* = 5$ 公里时,所有的反演值的相对误差均小于4%,且除了1、19公里两处外,其余的误差小于1%。随着 z_* 的减小,特别是在高层,反演误差逐渐加大,而在低层的反演值仍与模式相符。又例如,当 $z_* = 3$ 公里时,19公里处的反演误差约为6%,而当 $z_* = 2$ 公里时,该高度上的反演误差已达30%。值得注意的是,此时该高度上的 C_N^2 的绝对值已经很小,仅为地面 C_N^2 值的 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 。在这种情况下,虽然最优化核函数能给出较好的空间分辨率,但低层(相对大的) C_N^2 值的贡献已不能忽略。考虑到实际观测值的误差,要准确地反演出如此弱的湍流强度值几乎是不可能的。

对于带有不同高度、强度和厚度的脉冲层的 C_N^2 模式,反演结果表明,脉冲值的存在一般都能在该高度的反演值上得到明显的反映,但是只有足够厚度的脉冲层才会有较强

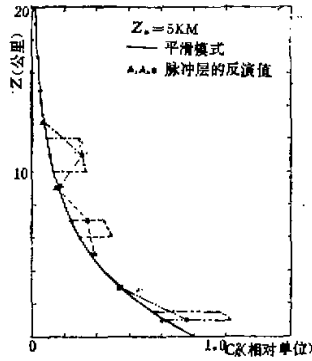


图 2a 用最优核反演 C_N^2 分布
($z_* = 5$ 公里)

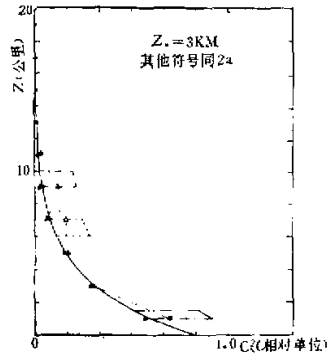


图 2b 用最优核反演 C_N^2 分布
($z_* = 3$ 公里)



图 2c 用最优核反演 C_N^2 分布($z_* = 2$ 公里)

的反演值。原因是根据最优核的性质,我们得到的是 2 公里间隔内的平均值,并无能力去反映 2 公里以内脉冲薄层的结构。若要反演薄层结构,尚需利用其他信息。例如,在理论上可增加 κ 的个数,使最优核具有更高的空间分辨率,但实际上受观测误差的限制,这样做是有限度的。

对于实测风的反演,我们共进行了二十次数值试验,其典型结果见图 3—5。由图 3 可见,当 $z_* = 5$ 公里时,反演值与实测值的符合程度是比较好的。相比之下,当选用单调衰减无脉冲层的 C_N^2 模式时,风速的反演值在各个高度上平均符合程度最好,但在大风区的反演值略偏低一些。当选用脉冲层的 C_N^2 模式时,则脉冲的高度与实际大风高度的相对位置起着相当的作用。当两者相合时,大风区的反演值一般会偏高一些,同时,与脉冲层相邻高度上的反演值会偏低一些。

当 $z_* = 3$ 公里以及 $z_* = 2$ 公里时,从图 4 和图 5 上可见,上层的反演值已不可靠。对于 $z_* = 3$ 公里的情形, $z_0 = 11$ 公里处的反演值与实测值还比较符合; $z_* = 2$ 公里时,5 公里以下的反演值与实测值还较为接近,而在此以上则较不可靠了。其原因与 C_N^2 的反演情况类似。由于 z_* 小时,上层的 C_N^2 值已很小,因而该处的 $C_N^2 \cdot v$ 值也很小,这样

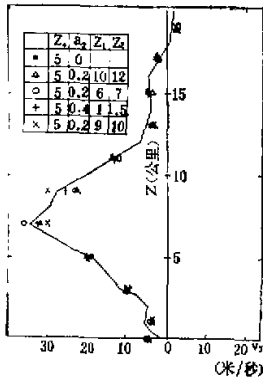


图3 用最优核反演 1972、1, 1 风速分布($x_* = 5$ 公里)

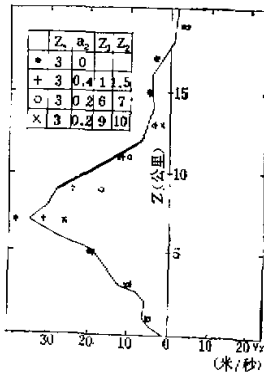


图4 用最优核反演 1972、1, 1 风速分布($x_* = 3$ 公里)

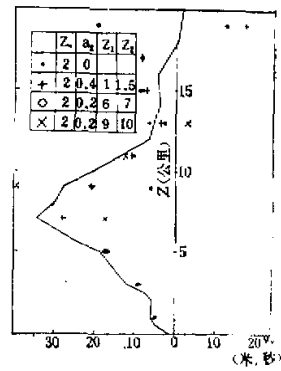


图5 用最优核反演 1972、1, 1 风速分布($x_* = 2$ 公里)

自然会使反演值与实测值之间产生较大的差异。

综上所述,只要某一高度上的 C_N^2 具有一定的值,而不是太小(例如相对值大于0.01),则利用最优核可以得到较好的反演结果。然而当某层的 C_N^2 值太小时,则得不到该处满意的反演结果。即使如此,对于遥感整层大气风速分布来说,在湍流强度随高度迅速衰减的情形下,仍能得到5公里以下的反演分布。 C_N^2 脉冲突变层虽然不能严格地反演出来,但从反演的 C_N^2 分布,可大致判断脉冲层的存在、高度和强度的数量级。对于水平方向的遥感来说, C_N^2 即使不是均匀分布,也不会有大的变化,上述反演风速分布的局限性可以克服,这是在水平方向传播的实验中较为有利的一面。

四、利用球面波的遥感方程及其最优化

球面波的传播模式可以作为远场条件下激光束状波在大气中传播的近似。与(1)类似,球面波在湍流大气中的对数振幅时空协方差函数为^[9]:

$$B_X^{(p)}(\rho, \tau) = 4\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_N^2(z) \int_0^\infty d\kappa \left\{ \kappa \Phi_n^{(0)}(\kappa) J_0 \left(\kappa |\rho - v_1 \tau| \frac{z}{L} \right) \sin^2 \frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right\} \quad (9)$$

其中上标 p 表示球面波,其他符号的意义与(1)相同,但坐标原点位于发射端。与(2)、(3)相对应,利用球面波的传播遥感大气折射率结构常数及风速分布的积分方程为:

$$B_X^{(p)}(\rho) = 4\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_N^2(z) \int_0^\infty d\kappa \left\{ \kappa \Phi_n^{(0)}(\kappa) J_0 \left(\kappa \rho \frac{z}{L} \right) \sin^2 \frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right\}, \quad (10)$$

以及

$$E_X^{(p)}(\rho) = 4\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_N^2(z) v_\rho(z) \int_0^\infty d\kappa \left\{ \kappa^2 \Phi_n^{(0)}(\kappa) J_1 \left(\kappa \rho \frac{z}{L} \right) \sin^2 \frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right\}. \quad (11)$$

方程(10)、(11)中的核函数为:

$$F^{(p)}(\rho, z) = 4\pi^2 k^2 \int_0^\infty d\kappa \left\{ \kappa \Phi_n^{(0)}(\kappa) J_0 \left(\kappa \rho \frac{z}{L} \right) \sin^2 \frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right\} d\kappa, \quad (12)$$

$$G^{(p)}(\rho, z) = 4\pi^2 k^2 \int_0^\infty d\kappa \left\{ \kappa^2 \Phi_n^{(0)}(\kappa) J_1 \left(\kappa \rho \frac{z}{L} \right) \sin^2 \frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right\} d\kappa. \quad (13)$$

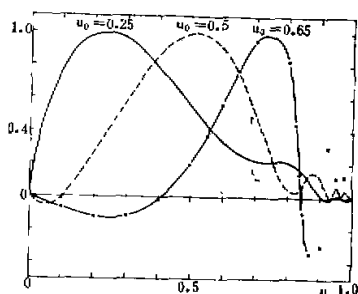


图6 利用球面波传播遥感 C_N^2 分布的最优化核函数(归一化)

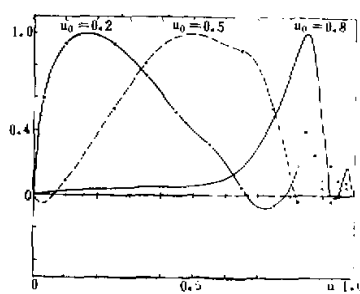


图7 利用球面波传播遥感风速分布的最优化核函数(归一化)

同样,我们用核函数最优化的方法求出 $F^{(s)}(\beta, u)$ 、 $G^{(s)}(\beta, u)$ 的最优核。其中参数 $\beta = \frac{\rho^2 k}{4L}$, u 为归一化距离坐标 $u = \frac{z}{L}$ 。图6和图7是 $F^{(s)}$ 、 $G^{(s)}$ 的最优核。由图可见,在所给定的实验条件下,最优化方程的解可给出路径上三个区域大气湍流强度和风的分布。图中最优核在靠近接收机一端出现振荡的特征,它是原始核函数(12)、(13)在接收一端路径上振荡的反映。因为振荡部分所占的空间比例不大,估计它们不致影响最优化方程解的稳定程。

四、结 语

从上面的讨论可知,利用激光的闪烁效应原则上可以遥感传播路径上大气折射率结构常数及风速的分布。在近场条件下,用平面波传播模式来近似,可以获得比远场条件下的球面波模式较高的空间分辨率。对于后者,一般只能测得路径上三个区域的大气参数。对平面波模式的反演表明,只要路径上的 C_N^2 变化的量级不是太大,用最优化后的积分方程能在一定范围内反演出 C_N^2 和 $v_{\perp}$ 的分布。

此外,虽然平面波模式具有较高的空间分辨率,但由于在对观测量 B_x 、 E_x 作处理时需要作汉克尔积分变换。为了减小数值积分所引进的误差,必须对实验系统、各观测点的布局作仔细的安排。而对于球面波的情形,只要根据参数 β 选择观测点就可以了。以上设想是否可行,还有待于实验的检验。

参 考 资 料

- [1] 周秀骥等,一类遥感探测方程的理论分析,中国科学院大气物理研究所集刊,第五号,尚未出版。
- [2] 周秀骥等,利用光闪烁效应遥感大气折射率结构常数及风速分布的理论分析,同上。
- [3] R. S. Lawrence, et al., *Appl. Opt.*, 1972, **11**, pp. 239-243.
- [4] R. S. Lawrence, et al., *J. Appl. Meteorol.*, 1974, **13**, p. 243.
- [5] J. E. Pearson, *J. O. S. A.*, 1975, **65**, pp. 938-941.
- [6] D. L. Fried, et al., *J. O. S. A.*, 1967, **57**, pp. 181-185.
- [7] V. I. Tatarski, *Wave Propagation in Turbulent Medium*, 1961, McGraw-Hill Book Company, Inc.
- [8] J. W. Strohbehn, *J. O. S. A.*, 1970, **60**, p. 948.
- [9] R. W. Lee and J. C. Harp, *Proc. IEEE*, 1969, **57**, pp. 375-406.