

水面、陆地二路准直激光束漂移

马建唐武

(上海市激光技术研究所)

沈珊雄 郭增欣 潘佐棣

(华东师范大学物理系)

提要:介绍了激光传输经水路大气和陆路大气的漂移情况,它们的光漂曲线具有相似的轮廓和周期,与温度变化的轮廓和周期亦相似,但位相超前温度 $0.17 \sim 0.21\pi$ 。一周期(二十四小时)内垂直方向陆路光漂量 h_L 大于水路光漂量 h_w , $h_L/h_w = 1.14 \sim 1.40$ 。

Excursion of aligned laser beam through atmosphere above water surface and land

Ma Jian, Tang Wu

(Shanghai Institute of Laser Technology)

Shen Shanxiong, Guo Zengxing, Pan Zuoli

(Department of Physics, East Teachers University)

Abstract: Laser beam excursion through atmosphere above the water surface and the land is presented. The results show that the beam excursion curves of the two paths have similar outline and cycle, and are similar to those of the temperature except of their phase ahead of $0.17 \sim 0.21\pi$. The amount of beam excursion through the land path h_L in vertical direction in one cycle 24 hrs is greater than that of the water path h_w , and h_L/h_w equals to $1.14 \sim 1.40$.

一、引言

在激光大气传输中,垂直方向大气折射率梯度随时间的慢变化会导致激光垂直方向的慢变化,且传输激光束是弯曲的。其变化周期为二十四小时,方向角可达 10^{-5} 量级。在激光大气传输研究中,人们主要关心的是

湍流效应,对慢漂移研究得很少。事实上,在许多实际工作中都不可避免地会遇到这个问题。如在激光准直、激光大地测量等工作中它是难以克服的困难^[1]。大气垂直折射率梯度主要是由温度垂直梯度引起的,人们曾利用测量温度梯度的方法来校正折光误差^[2],虽然取得了一定的效果。但由于温度梯度一

收稿日期:1985年4月9日。

般很小,在上海地区约为 $0.025^{\circ}\text{C}/\text{m}^{[8]}$, 温度计的最小刻度一般为 0.1°C , 由湍流造成的空气局部区域温度的起伏可大于 0.1°C 。因此, 如此小的温度梯度一般是难以精确测定的。美国的 Holdahl 最近根据美国历史上的气象资料推导了一个仅近似适用美国情况的预报温度梯度的经验公式^[4], 但它无法预报同一地区不同物质的边界面(如土壤、水等)的区别。本文认为, 边界面的性质对近地面空气层垂直温度梯度的大小有直接影响。由此从理论上建立了一模型, 经几个月的准直激光束漂移实验(1984年11月~1985年2月), 结果与理论比较接近。

二、不同边界与光漂量的关系公式

在大气下层, 大气层的温度直接受边界面的影响, 热力状况与大气高层显著不同。风速小, 与高层之间的乱流交换弱, 温度主要靠热传导交换。建立边界上层空气中的热传导方程:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \quad (1)$$

式中忽略了辐射源对空气的直接加热, 因为这只能使空气整体温度升高, 对垂直梯度的影响很小。 $\alpha = k/(\rho c)$, k 为空气的导热系数, ρ 为空气密度, c 为空气比热。同样可建立边界面下层(土壤或水等)的热传导方程:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_1 \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} \quad (2)$$

式中 $\alpha_1 = k_1/(\rho_1 c_1)$, k_1 , ρ_1 , c_1 为边界面下层物质的相应系数。

边界面应满足温度连续和热平衡条件, 且离边界面越远温度变化越小, 当离边界面无穷远时, 温度近似为常数, 得下述公式:

$$T_{Z=0} = T_{\xi=0}; \quad (3.1)$$

$$T_{Z=\infty} = T_1, \quad T_{\xi=\infty} = T_2; \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} -k \frac{\partial T}{\partial Z} - k_1 \frac{\partial T}{\partial \xi} &= \sum_n R_n \cos n \omega t \Big|_{Z=\xi=0} \\ &\approx R \cos \omega t. \end{aligned} \quad (3.3)$$

式中 T_1 , T_2 为常数。(3.3)式为边界面上下层热交换满足的热平衡条件, $\sum_n R_n \cos n \omega t$ 为净流入界面的热流量, 可近似用正弦函数表示^[4], $\omega = 2\pi/24$, 在此, 傅里叶级数取一次近似。 R 随气候条件(如太阳辐射强度、阴雨天等)、不同地区、季节等而异, 但对同一时间、同一地区的不同边界物近似相同。解方程(1)(2)并利用(3.1)~(3.3)得近地面大气层中 Z 高度、 t 时刻温度的解析式:

$$\begin{aligned} T &= \left\{ \left[R \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} Z\right) \right] / \sqrt{\omega} \right. \\ &\quad \left. \times (\sqrt{k\rho c} + \sqrt{k_1\rho_1 c_1}) \right\} \\ &\quad \times \cos\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} Z - \frac{\pi}{4}\right) + T_1 \end{aligned} \quad (4)$$

由此, 得垂直温度梯度:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial Z} &= - \left\{ \left[\sqrt{\rho c} R \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} Z\right) \right] / \right. \\ &\quad \left. \times \sqrt{k} (\sqrt{k\rho c} + \sqrt{k_1\rho_1 c_1}) \right\} \\ &\quad \times \sin\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} Z\right) \end{aligned} \quad (5)$$

光漂量与大气折射率梯度的关系式为:

$$h = \frac{L^2}{2n} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (6)$$

式中 L 为传输距离, n 是大气折射率, 其表达式为:

$$\begin{aligned} n &= 1 + [(n_0 - 1)P] / [(1 + \gamma T)P_0] \\ &\quad - 5.5 \times 10^{-8} e / (1 + \gamma T) \end{aligned} \quad (7)$$

式中 n_0 为标准大气折射率, γ 为气体膨胀系数, P_0 为标准大气压, P 为空气中某一点的气压, e 为空气中某一点的水蒸气压, T 为空气中某一点的温度。第三项为第二项的 $\frac{1}{20}$, 可忽略。又因折射率变化主要是由温度梯度引起的^[2], P 可近似视为常数^[5]。将(7)式对 Z 求导数代入(6)式得:

$$h = - \left\{ \frac{L^2 \gamma (n_0 - 1) P}{2n(1 + \gamma T)^2 P_0} \right\} \frac{\partial T}{\partial Z} \quad (8)$$

将(5)式代入,得光漂量公式:

$$h = - \left\{ \left[\frac{L^2 \gamma (n_0 - 1) \sqrt{\rho c} P R \exp \left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} Z \right) \right]}{2n(1 + \gamma T)^2} \times P_0 \sqrt{k} \left(\sqrt{k \rho c} + \sqrt{k_1 \rho_1 c_1} \right) \right\} \times \sin \left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} Z \right) \quad (9)$$

(4)式与(9)式比较可见,光漂曲线与温度曲线具有相同的周期,但光漂位相超前 0.25π 。

可以求得陆路光漂量 h_L 和水路光漂量 h_w 之比:

$$\frac{h_L}{h_w} = \frac{(\sqrt{k \rho c} + \sqrt{k_w \rho_w c_w})}{(\sqrt{k \rho c} + \sqrt{k_L \rho_L c_L})} \approx 1.73 \quad (10)$$

下标为 L 的指土壤的各相应系数,下标为 w 的指水的各相应系数。

三、水、陆光漂实验及结果

实验地点是在上海市西部的华东师大,实验现场如图1。

发射端、二接收端相距均为400m左右,河宽约50m左右。陆路为操场。二路激光

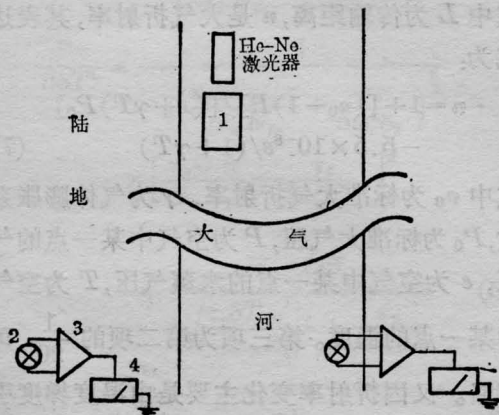


图1 实验现场示意

1—望远镜;2—探测器;3—放大器;4—记录仪

束及温度计距水面和地面均为3m。

0.63 μ m He-Ne 激光器激光经望远镜扩束。为避免分光反射镜的热变形带来的误差(和大气引起的慢漂移同一量级),水陆二路实验按几天为一周期轮流进行,而二路的温度同时连续记录,按气候条件相似进行比较。发射部分和二接收部分都安置在打入地基岩石的水泥平台上,稳定性绝对可靠。整个装置先在真空管道中进行试验,漂移量小于 3×10^{-6} 。所以实验测得的基本上可以看作纯粹是大气引起的。

接收靶是四象限硅光电池,信号经直流放大器放大,由记录仪连续记录。由于大气湍流效应,记录的曲线是一脉动曲线,脉动量的中点为光斑的平均位置,定位误差 <0.2 mm。光斑漂1mm,记录指针可移动20~30mm,灵敏度是足够高的。温度计最小刻度为 0.1°C 。

图2、图3是85年1月30日至2月5日

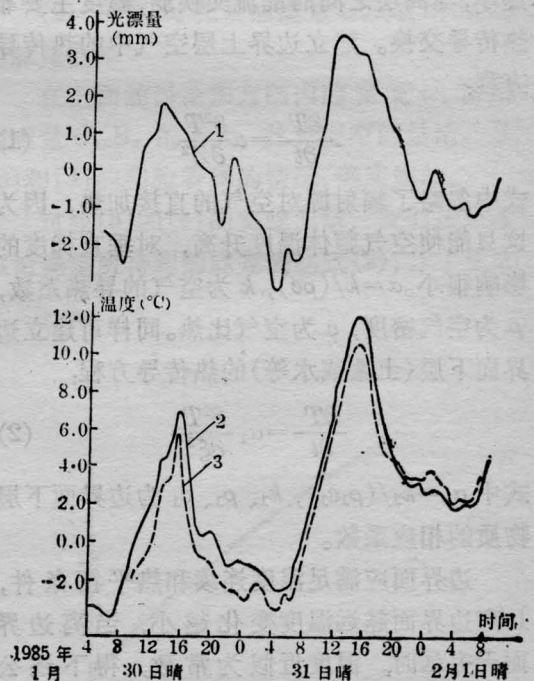


图2

曲线1—水路光漂曲线
曲线2—陆路温度曲线
曲线3—水路温度曲线

(4) 阴雨天(3月4日至5日), 温度变化小, 光漂量亦很小。

四、讨 论

表1给出一些实验和理论计算结果, 其中 $\Delta\theta$ 为光漂与温度的位相差, Δt 为光漂周期与温度变化周期之差。

表 1

	h_L/h_w	$\Delta\theta$	T_L/T_w	Δt
实验值	1.14~1.40	0.17~0.21 π	1.1~1.2	0
理论值	1.73	0.25 π	1.73	0

从表1可见, 实验值和理论值是比较接近。实验值偏小于理论值可能是因为河的宽度有限, 以至陆地大气影响了水面大气, 使它们的性质比理论预计的要接近。

对蔡佩佩、江小刚同志在实验中给予的帮助谨致谢意!

参 考 文 献

- [1] Chrzanowski A. et al.; *Appl. Opt.*, 1972, 11, No. 2, 319.
- [2] Harrison P. W. et al.; *Proc. Inst. Civ. Eng.* 1972, 52, 1.
- [3] 中国科学院安徽光机所; 激光大气传输专辑, 1972, 62.
- [4] Holdohl S. R., 《测绘译丛》, 1983, No. 3.
- [5] Strohbn J. W.; *Laser Beam Propagation in the Atmosphere* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1978).

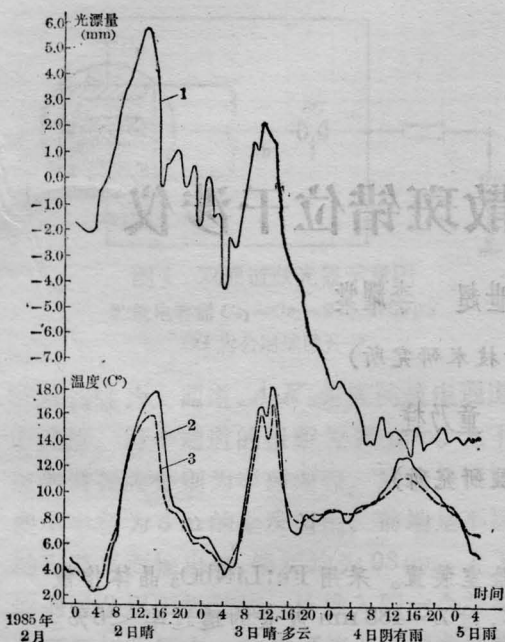


图 3

曲线 1——陆路光漂曲线
曲线 2——陆路温度曲线
曲线 3——水路温度曲线

的实验结果。横坐标为时间, 纵坐标分别为温度和接收靶处的光漂量。

从图2、图3可得如下结论:

(1) 温度曲线和光漂曲线有相同的周期 $t=24$ 小时, 但温度曲线位相落后 $2\sim 2.5$ 小时 $=0.17\sim 0.21\pi$;

(2) 一周期内陆路温度变化幅度 T_L 大于水路温度变化幅度 T_w 。 $T_L/T_w \approx 1.1\sim 1.2$ 。

(3) 一周期内陆路光漂幅度 h_L 大于水路光漂幅度 h_w , $h_L/h_w \approx 1.14\sim 1.40$ 。

第八届全国激光学术报告会将于九月份在西安召开

1986年3月4~6日在西北电讯工程学院召开了第八届全国激光学术报告会的论文评审会议, 近二十位专家对应征的近500篇论文进行了认真审阅和评分, 最后确定录取250篇左右的论文在大会上交流, 其中张贴报告约占20%。

这次会议还确定第八届全国激光学术报告会将于今年9月20日左右在西安召开。本刊今年第9期将发表全部录用论文的摘要。

(吉禾)