

# 用于波前补偿实验的对流湍流系统的光学特性\*

张 骏 曾宗泳 肖黎明 马成胜 翁宁泉

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

**摘 要** 描述一种用于波前补偿实验的对流湍流系统。它用水或乙醇为介质, 在采用了自行研制的平板式加热和冷却器后, 不仅湍流强度易于控制, 温度起伏谱和大气相似, 具有较宽的惯性区和较好的重复性, 而且比实际大气湍流更平稳。本系统除可用于自适应光学系统的波前补偿试验和湍流与热晕相互作用的研究外, 还可用于其它激光通过湍流大气的模拟实验研究。

**关键词** 对流湍流, 波前补偿。

## 1 引 言

下面加热、上面冷却的两平行平板, 中间用水或酒精作介质的对流湍流池, 与气体作介质相比, 其优点是折射率  $n$  随温度  $\theta$  的变化  $dn/d\theta$  比气体大两个数量级, 因此很容易产生较强的湍流, 便于模拟长光路上的大气湍流。Bissonnette<sup>[1]</sup> 于 1977 年介绍了这样的湍流池并用于闪烁研究。

只要精确控制两板间的温差或者控制加热、冷却功率以及环境条件, 就有可能精确地控制湍流强度。但是要模拟大气湍流还需和大气湍流有相似的结构。大气湍流的主要特征是具有较宽的惯性区, 在近地面充分发展的湍流, 惯性区可从 0.1 Hz 到几百 Hz, 即从毫米到米的范围。Bissonnette<sup>[1]</sup> 的湍流池由于用加热管直接进行加热, 惯性区很窄, 仅 2 cm。缺少低频大尺度的温度起伏, 外尺度与自适应光学系统哈特曼波前探测器的子孔径直径差不多大小, 因此不宜进行自适应光学相位补偿实验。为了获得较宽的惯性区, 必须改善加热和冷却平面的温度均匀性。为此本文采用大面积平板式二次加热和二次冷却的方式, 使产生的湍流具有较宽的惯性区, 同时也得到了统计特征平稳的湍流。本文介绍湍流池的基本结构和湍流的基本统计特征, 包括温度起伏的空间时间结构、光强起伏的概率密度分布和到达角起伏, 说明对流湍流池的湍流结构不仅和大气的相似, 且具有湍流大气难得的平稳性和可重复性。

## 2 基本原理

对于上面冷却下面加热的两平行平板间的对流, 其流动特征决定于瑞利数, 即

\* 国家科委 863 高科技资助项目。

收稿日期: 1996 年 4 月 16 日; 收到修改稿日期: 1996 年 11 月 7 日

$$R_a = \frac{g}{T} \frac{\Delta\theta h^3}{\gamma\chi} \tag{1}$$

式中  $\Delta\theta$  为板间温差,  $h$  为板间距离,  $\gamma$  为动力粘性系数,  $\chi$  为导热系数,  $T$  为介质温度,  $g$  为重力加速度。对于水  $\gamma = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $\chi = 0.0014 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 。

当  $R_a > 4 \times 10^4$  时, 流动就变成对流湍流。由于湍流池两板间的距离大约 40 cm, 即使板间温差很低(如  $0.1^\circ\text{C}$  以下),  $R_a$  数也很容易超过  $4 \times 10^4$ 。因此在很宽的  $\Delta\theta$  范围内湍流能够充分发展, 这种热力不稳定形成的湍流和白天大气近地面层湍流相似。在池的中部很容易满足所谓局地均匀各向同性的条件, 根据 Kolmogorov 理论, 在惯性区, 空间两点温度差的平方平均表示的结构函数  $D(r)$  和两点距离  $r$  满足<sup>[3]</sup>

$$D(r) = \langle [\theta(r+r_1) - \theta(r_1)]^2 \rangle = C_T^2 r^{2/3}, \quad L_0 \gg r \gg l_0 \tag{2}$$

式中  $\langle \rangle$  代表系综平均,  $\theta(r)$  代表空间某点的温度,  $C_T^2$  代表温度结构常数。  $L_0$  为湍流外尺度,  $l_0$  为湍流内尺度。由介质的特性和流场所决定,  $L_0$  则和湍流池的大小以及加热、冷却面的均匀性有关。折射率结构常数  $C_n^2$  和温度结构常数  $C_T^2$  有如下关系

$$C_n^2 = A C_T^2 \tag{3}$$

式中  $A = (dn/d\theta)^2$ , 于是

$$C_n^2 = A \frac{\langle [\theta(r+r_1) - \theta(r_1)]^2 \rangle}{r^{2/3}} \tag{4}$$

因为对流湍流温度起伏的强度决定于瑞利数  $R_a$ , 所以可通过控制加热、冷却面的温差来控制湍流强度。

### 3 模拟湍流系统的总体描述

模拟系统由池体、加热、冷却及自动控制部分、湍流强度的光学和热力学监测部分组成(见图 1)。加热和冷却是整个系统的核心, 是产生湍流并控制其强度的关键。早期的装置和 Bissonette<sup>[1]</sup>相似, 加热管和冷却管直接接触水介质, 其湍流的时间结构和空间结构的变化如图 2 所示。从图中看出这种方式产生的湍流惯性区很窄, 调试中还发现湍流强度难以控制, 重复性也不好。因而不能满足自适应光学波前补偿实验的要求。

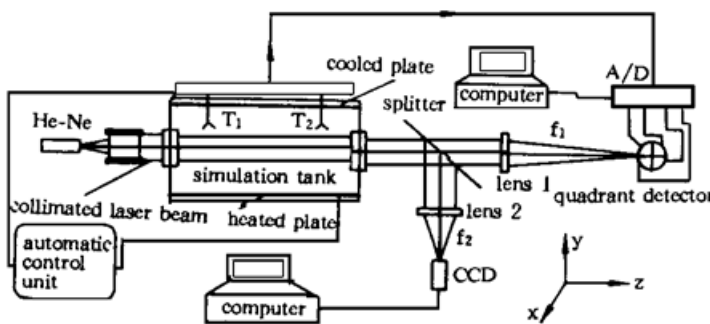


Fig. 1 Schematic illustration of convective turbulent system

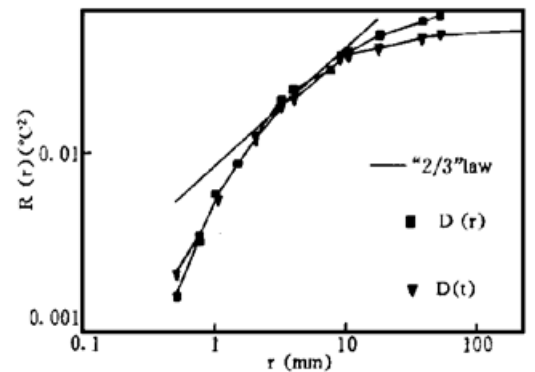


Fig. 2 Temporal and spatial structure functions of temperature fluctuations

改进后的湍流池采用二次加热和冷却方式, 如图 3 所示。不仅解决了湍流惯性区窄的缺点, 而且均匀性和湍流特征的重复性也得到明显的改善, 湍流强度的控制也变得简单。两组

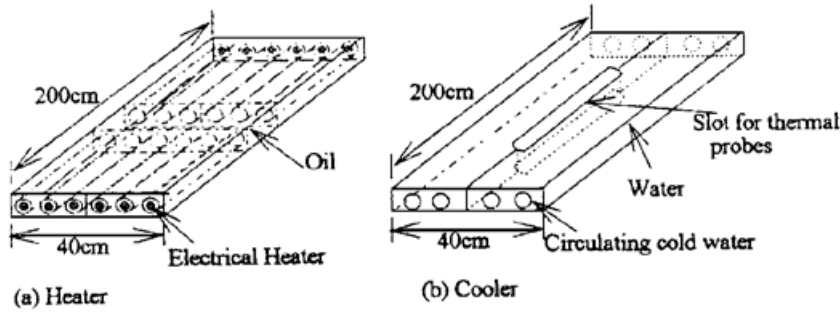


Fig. 3 Schematic structure of the heater and cooler

各 6 个相同的加热管整齐地放入  $200 \times 40 \text{ cm}^2$  的密封不锈钢箱内，充满油。加热器首先加热油，再通过不锈钢壁加热水介质。冷却器也如此进行。加热器和冷却器内各放入一温度探头，温度数据直接送入微处理器，由微处理器控制加热功率和冷却水流量。为了能实时监测池中湍流的变化，在冷却器上开有一个窄槽并装有导轨，供电阻温度计或热膜流速计的小车行驶。传感器直接插入水介质中。池两头各有一个  $\phi = 20 \text{ cm}$  的通光孔，供自适应光学波前补偿实验用或测量光湍流参数用。

### 4 测量及结果分析

#### 4.1 湍流的空间和时间特性

用两个 Dantic 公司的热膜探头并配以两台高灵敏度电阻温度计测量湍流结构函数<sup>[5]</sup>。探头置于通光光轴上方的水介质中。两探头间的距离  $r$  在  $0.5 \text{ mm}$  到  $251.0 \text{ mm}$  范围内改变。信号经 12 bit AD 转换后，送入微机采样处理。改进后的对流湍流池的空间、时间结构函数如图 4 所示。无论是空间结构还是时间结构，都有较宽的惯性区，在  $1 \text{ mm} \sim 100 \text{ mm}$  或  $10 \text{ Hz} \sim 0.1 \text{ Hz}$  范围内满足 “2/3” 律。时间频谱上惯性区的下限为  $0.1 \text{ Hz}$ ，它与高度为  $2 \text{ m} \sim 5 \text{ m}$  的近地面大气是相似的。由于外尺度比波前探测器子孔径大了将近一个量级，因此很容易观察到自

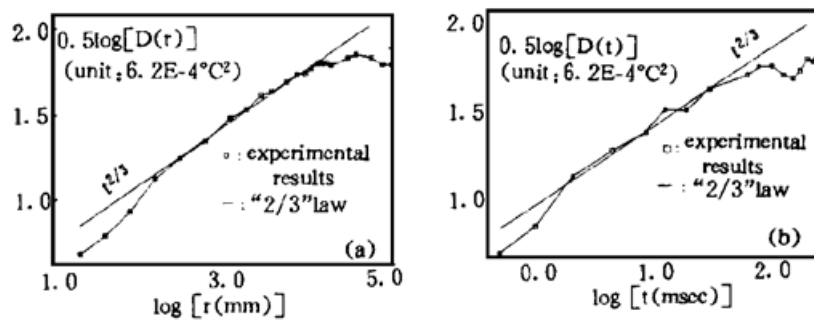


Fig. 4 Temporal and spital structure function of temperature fluctuations in the improved-convective tank

(a) Temporal structure function, (b) Spital structure function

适应补偿的效果。根据 Wyngarred<sup>[6]</sup>的分析，速度起伏对测量频谱的影响在惯性区可表示为

$$S^m = S \left[ 1 + \frac{5}{9} \frac{\langle V^2 \rangle}{U^2} \right] \tag{5}$$

式中  $S^m$  为实测频谱， $S$  为空间频谱， $\langle V^2 \rangle$  为速度起伏方差， $U$  为平均流线速度。(5) 式说明空间谱和频谱在惯性区能够具有相同的形状。仔细作流场显示实验发现，湍流池内存在着几个稳定的对流涡旋，在不同测点上都存在随时间变化不太大的平均速度，因此有可能利用(5) 式来描述空间波数谱和时间频谱的关系，从而得到空间和时间基本一致的湍流结构。这一结

论使得理论与实验结果可相互验证。因为光强或相位起伏均由湍流的空间结构决定，而一般的测量结果都是时间的变化。

### 4.2 光强起伏的概率分布

光强起伏的概率分布直接影响到自适应波前相位补偿的效果。例如强湍流时光斑中大片区域光强接近零，造成有的子孔径接收不到信号，影响 Hartmann-Shack 波前传感器的相位诊断。特别是弱光强信号下的补偿会造成严重影响。因此开展这方面的研究，有利于弄清光强起伏的概率分布对补偿效果的影响。其次，在湍流大气强起伏情况下，实测的光强起伏常常不满足对数正态分布，有的是  $K$  分布或是其它形式的分布。早年 Bissonnete<sup>[1]</sup>和 Elliot<sup>[2]</sup>在对流湍流池中的测量也偏离了对数正态，一是尾部高于指数分布，二是高阶矩数值偏大。因此光强起伏的概率分布仍是一个值得研究的问题。

在弱起伏条件下，理论<sup>[4]</sup>证明：光强起伏的概率分布服从对数正态分布，即

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\ln I} x} \exp \left[ - \frac{(\ln x + \sigma_{\ln I}^2/2)^2}{2\sigma_{\ln I}^2} \right]$$

式中  $x = I / \langle I \rangle$  为归一化强度， $I$  为光强， $\langle I \rangle$  为平均光强， $\sigma_{\ln I}^2 = \langle (\ln I - \langle \ln I \rangle)^2 \rangle$  为光强的对数起伏方差。

由于湍流池的外尺度远远小于池的长度，因此根据 Tatarski 的理论，可以期望光强的空间起伏在像平面上是对数正态的。强度时间起伏的测量表明其概率密度服从对数正态分布。图 5 和图 6 给出了两个例子。

图 5 中光束直径为 2 cm，接收孔径 0.11 mm，传输距离  $L = 2$  m，强度起伏方差  $\sigma^2 = 1.6$ 。

图 6 中光束直径为 2 cm，接收孔径 0.18 mm，传输距离  $L = 4$  m，强度起伏方差  $\sigma^2 = 5.6$ ，湍流较强。纵坐标表示分布密度的对数值，横坐标表示归一化光强，其中实线为对数正态分布。可以看出速度的起伏或者湍流强度的时间变化，并未造成光强的时间起伏偏离对数正态的概率分布。似乎可以这样来解释这一结果：由于湍流池的湍流具有很好的平稳性和各态历经的特性，对于像平面上的某一点，经过相当长的时间后，其光强以相同的概率经历了像平面上任一点可能具有的状态，因此在平稳湍流的条件下，空间和时间具有相同的概率分布。相反，如果湍流不满足平稳、各态历经的条件，光强时间起伏的概率密度函数就有可能偏离对数正态分布。

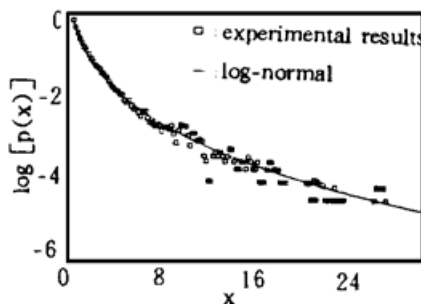


Fig. 5 PDF of irradiance weak scintillation

Detector size: 0.11 mm,  $L = 2.0$  m,  $\sigma^2 = 1.6$

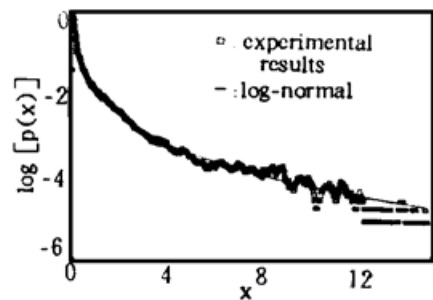


Fig. 6 PDF of irradiance strong scintillation

Detector size: 0.18 mm,  $L = 4.0$  m,  $\sigma^2 = 5.6$

### 4.3 到达角起伏的统计特征及频谱

图 7 是实测光束通过湍流池后到达角起伏的概率分布。它较好地服从正态分布，和理

论<sup>[4]</sup>上预计完全吻合。其中横坐标表示到达角起伏的大小,单位是弧度。基于和有关光强空间、时间起伏概率分布一致性相同的原因,同样可以期望空间相位分布概率和时间起伏的概率分布都是正态的。

图 8 是到达角在水平方向和垂直方向的起伏谱。图中满足“ $-8/3$ ”律也有两个量级,这和温度结构函数的惯性区的大小是一致的。水平方向和垂直方向起伏谱的一致性进一步说明对流湍流池产生的湍流具有各向同性的特征,这和大气湍流在结构上也是相似的。

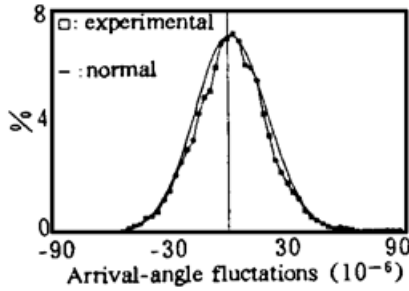


Fig. 7 PDF of arrival-angle fluctuations

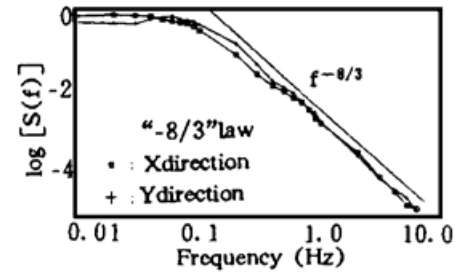


Fig. 8 Normalized spectra of arrival-angle fluctuations

**结 论** 综上所述,虽然对流湍流池空间平均速度为零,但在惯性子区域内折射率和光强、相位起伏的空间、时间结构是相似的。光强起伏的概率分布可用对数正态来描述。到达角起伏则服从正态分布。

改进的对流湍流池不仅湍流强度易于控制,而且湍流结构和大气相似,有较宽惯性区,并具有较好平稳性。由于有很好的重复性,因此它不仅成为自适应光学补偿波前畸变实验的理想装置,而且是定量传输实验和光学工程湍流实验较为理想的装置。

感谢曾进行有益讨论的中科院成都光电所姜文汉院士、李华贵博士。

### 参 考 文 献

- [1] L. R. Bissonnette, Atmospheric scintillation of optical and infrared waves: A laboratory simulation. *Appl. Opt.*, 1977, **16**(8): 2242~ 2251
- [2] R. A. Elliot, J. R. Kerr, P. A. Pincus, Optical propagation in laboratory-generated turbulence. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(19): 3315~ 3323
- [3] V. Tatarski, 湍流大气中波的传播理论(中译本). 温景嵩, 宋正方等译, 北京, 科学出版社, 1978, 18~ 24, 46~ 50
- [4] V. Tatarski, 湍流大气中波的传播理论(中译本). 温景嵩, 宋正方等译, 北京, 科学出版社, 1978, 182~ 184
- [5] Zeng Zongyong, Ma Chengsheng, Liu Xiaochun *et al.*, An analysis of the turbulent structure in the unstable surface layer nearby a shelter belt. *Advances in Atmospheric Sciences*, 1989, **6**(4): 493~ 500
- [6] J. C. Wyngarred, S. F. Clifford, Taylor's hypothesis and high-frequency turbulence spectra. *J. Atmospheric Science*, 1977, **34**(6): 922~ 929

## Optical Characteristics of Laboratory-Generated Convective Turbulence System for Wavefront Distortion Compensation

Zhang Jun      Zeng Zongyong      Xiao Liming

Ma Chengsheng      Wong Ningquan

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

(Received 16 April 1996; revised 7 November 1996)

**Abstract** A convective turbulence system with a liquid medium (water or ethanol) that can be used for simulation turbulent atmosphere for wavefront distortion compensation is described. After using the improved plate heater and cooler, a convective turbulence with wide inertial range similar to the spectra of atmospheric turbulence was obtained. Its turbulent intensity can be easily controlled and the optical characteristics of turbulence, such as stability, statistical feature of turbulent and index of refraction fluctuation spectrum are better than that in the real atmosphere and can be repeated easily. So the system can be used for the experiments of adaptive optical compensation and for studying the interaction of turbulent and blooming, and light propagation through turbulent atmosphere.

**Key words** convective turbulence, wavefront compensation.