

文章编号: 0253-2239(2006)09-1287-6

对流边界层顶部光学湍流的室内模拟研究*

袁仁民¹ 罗涛¹ 孙鉴宁²

(¹ 中国科学技术大学地球和空间科学学院, 合肥 230026)
(² 南京大学大气科学系, 南京 210093)

摘要: 对流边界层顶部夹卷层是边界层和自由大气之间的过渡带, 夹卷层的湍流结构是其主要特征之一。由于夹卷层的位置较高, 进行精细结构观测很难, 对此认识较少。利用尺寸为 150 cm×150 cm×60 cm 室内对流水槽模拟了大气对流边界层的发生和发展。将准直光通过模拟对流边界层, 根据光在湍流介质中的传输理论得到混合层顶部夹卷层的温度结构常数的特点, 在夹卷层内, 归一化的温度结构常数满足相同的规律; 在高度 $0.8z_i$ 处, 温度结构常数最小, 随着高度增加, 温度结构常数增大, z_i 处达最大, 然后又随着高度减逐渐小, 在高度 $1.2z_i$ 处湍流消失。在边界层顶部 z_i 处, 归一化的温度结构常数处于一定的变化范围, 归一化温度结构常数处于 $0.08\sim 0.3$ 之间, 这可能与夹卷层的大尺度结构有关。

关键词: 大气光学; 光学湍流; 温度结构常数; 夹卷层; 闪烁; 大尺度结构

中图分类号: P401 文献标识码: A

Laboratory Study of Optical Turbulence at the Top of Convective Boundary Layer

Yuan Renmin¹ Luo Tao¹ Sun Jianning²

(¹ School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)
(² Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract: Entrainment zone (EZ) at the top of convective boundary layer is a transition layer between the atmospheric convective boundary layer (ACBL) and free atmosphere, the turbulence structure of entrainment zone is one of the main properties. Because of the high level of entrainment zone, it is difficult to detect extensively, and little comprehension is obtained. Generation and evolution of the atmospheric convective boundary layer are simulated in laboratory convective water tank with the dimension of 150 cm×150 cm×60 cm. When the collision light beam propagates through the simulated atmospheric convective boundary layer, distribution of intensity of beam is fluctuating. Based on the theory of light wave propagation in turbulent media, the characteristic of temperature structure constant in entrainment zone can be given. In entrainment zone, the normalized temperature structure constant accords with rule. At the level $0.8z_i$, the temperature structure constant is minimum, then increases gradually with height, and gets maximum at the level z_i . Over the level z_i , the temperature structure constant decreases gradually with height, and gets to zero at the level $1.2z_i$. At the level z_i of the boundary top, the normalized temperature structure constant varies within a certain range of $0.08\sim 0.3$, this could be contributed to the large-scale structure in entrainment zone.

Key words: atmospheric optics; optical turbulence; temperature structure constant; entrainment zone; scintillation; large-scale structure

1 引 言

光波在湍流大气中传输的问题是光波与大气相互作用的一个重要方面。由于大气折射率的随机起

伏而引起大气闪烁、相位起伏、光束扩展等湍流效应^[1,2]。大气折射率起伏的特点决定了湍流效应的特点。描述大气折射率起伏的一个重要物理量是大

* 国家自然科学基金(40475009, 40575005, 40333027)资助课题。

作者简介: 袁仁民(1968~), 男, 安徽六安人, 副教授, 博士, 主要从事大气边界层物理、大气光学的研究和教学工作。

E-mail: rmyuan@ustc.edu.cn

收稿日期: 2005-06-07; 收到修改稿日期: 2005-10-25

气折射率结构常数。因而对大气中的 C_n^2 大小的估计也就显得尤为重要。折射率结构常数 C_n^2 ，定义为相距单位距离的两点折射率起伏的空间结构函数。

对流边界层顶部夹卷层是边界层和自由大气之间的过渡带，夹卷层的湍流结构是其主要特征之一。由于夹卷层的位置较高，虽然大气边界层研究和探测的手段有多种，但进行精细结构观测还是很难，人们对此认识较少。利用室内对流水槽研究大气边界层是一个很好的手段，具有可重复，可控制等优点。

2 理论回顾

大气湍流主要发生在大气边界层内。对流边界层按高度通常分为近地面层、混合层、夹卷层。近地面层和混合层是从地面到约 0.8 倍边界层高度处的那部分。夹卷层是边界层和自由大气之间的过渡带，通常为逆温层，象一个盖子罩着边界层。近二十多年来，夹卷层受到极大的关注。一开始，Lilly^[3]认为在边界层顶部存在一个温度的不连续面，并给出了夹卷速度和夹卷通量的参量化，即零阶模型。在他的模型里，夹卷层的厚度为 0，这不符合实际情况。Betts^[4,5]认为边界层顶部不是温度突然跃变，而是具有比自由大气更强的逆温层。夹卷层的厚度有时很大，一般处于 0.8 倍边界层高度至 1.2 倍边界层高度之间。图 1 给出了对流边界层一阶模型的示意图，左边为位温廓线，右边为热通量廓线。由位温廓线可以看到，下部为常位温，在顶部是一段强逆温层。热通量自地面随高度呈线性递减，热通量廓线中负值的区域为夹卷层，自 h_0 到 h_2 。热通量廓线中的负的最大值对应于边界层高度 z_1 。许多实验结果显示，大气边界层中的折射率结构常数廓线随时间和空间的变化很大，但都有一个共同的特点，即

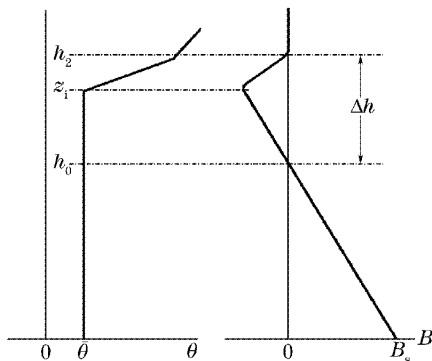


图 1 位温 θ 廓线和垂直热通量 $\overline{w\theta}$ 廓线

Fig. 1 Profiles of potential temperature θ and potential temperature flux

在地面和大气边界层顶部出现最大值。

用来估计大气边界层折射率结构常数 C_n^2 的主要方法是利用无线电探空测量气象参量，利用折射率结构常数的参量化方案对 C_n^2 进行估计，利用无线电探空直接测量温度的方法，以及根据湍流散射的遥感探测等^[6~9]。

利用参量化方案顾及 C_n^2 的方法比较简单。一般用到 Tatarskii 提出的公式^[10]，由湍流的外尺度、温度和湿度的局地垂直梯度来计算，即

$$C_n^2 = a^2 L_0^{4/3} M^2, \quad (1)$$

这里 $a^2 = 4.8$, L_0 为湍流的外尺度, M 为折射率的梯度。

然而这种估算的结果要比利用其他方法(如根据微波雷达的后向散射原理的测量等)得到的结果要大得多,这可能与大尺度结构有关^[11]。文献[11]中给出了一种估算的方法,然而这种方法应用起来很复杂,尤其是在大气边界层内。

对于光波来说,折射率结构常数主要决定于温度结构常数,因此可以通过分析温度结构常数的特性而获得折射率结构常数的特性。根据大气边界层结构的特点可以通过参量化方案来获得温度结构常数的特点。Wyngaard^[12]给出了较详细的方案。Wyngaard 基于对流边界层的一阶模型,根据温度方差的预报方程,在一定假设的前提下,推导出边界层顶部温度结构常数的平均值:

$$\langle C_n^2 \rangle = b \frac{\Delta\theta \cdot \theta_*}{z_1^{2/3}}, \quad (2)$$

式中 $\Delta\theta$ 为夹卷层的温度跃变, θ_* 为混合层温度特征值, $\theta_* = Q_s/w_*$, Q_s 为地面热通量, z_1 为边界层厚度, b 为系数, w_* 为对流速度尺度。

3 室内模拟实验

室内模拟实验是在中国科学技术大学大气边界层实验室的对流水槽中完成的。对流水槽的底板为金属板,四周为 10 mm 厚的透明玻璃。对流水槽的尺寸为 150 cm×150 cm×60 cm,该尺寸的选取充分考虑了室内模拟对流边界层的需要^[13]。底部放置尺寸为 145 cm×145 cm×6 cm 用于加热的油箱,如图 2 所示。油箱内均匀放置 39 根电加热管,同时充满绝缘性能好、热膨胀系数小的变压器油。这样就采取了利用电热管对油加热,油升温以后再对水槽内的水进行加热的二次加热法,以保证底面加热均匀。底部的加热功率可调,最大加热功率为 35 kW。

实验的工作物质为去离子纯净水。实验时,先

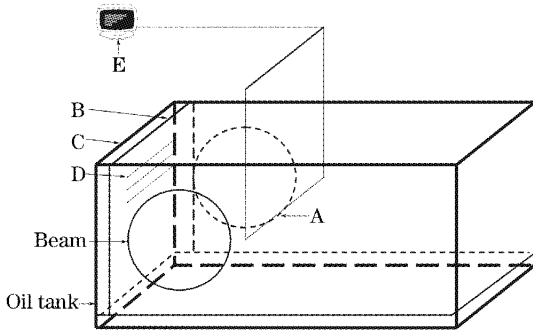


图 2 对流水槽示意图

Fig. 2 Sketch of convective water tank

往水槽里加约 20 cm 深的冷水，在冷水之上加热水。为了避免在加热水过程中引起的扰动，在对流水槽内部一侧放置一块有机玻璃板，该板与水槽的玻璃壁形成一狭小的空间。热水先流入该空间，然后经过有机玻璃板上布满的小孔缓慢流向水槽。通过调节热水的加热功率或热水的流速来调节热水的温度。热水的厚度约为 25 cm。这样就形成了稳定而均匀的逆温层。逆温梯度的变化范围为 0.1~1.0 °C/cm。待水槽内的水静止后，通过油箱加热，模拟实际大气边界层的发展。

水平平均温度的测量是利用自制的铜电阻温度计来实现的。传感器长度为 1.40 m，是由长度约为 37 m、直径为 60 μm、电阻约为 105 Ω 的铜丝绕制而成的。传感器由步进电机带动上下移动进行温度测量，移动的速度通常为 0.02 m/s。温度测量的空间位置的绝对值误差小于 1 mm，同一次测量相邻点距离的误差小于 0.1 mm。温度传感器测量的绝对误差小于 0.1 °C，同一次测量相邻点温度差值的误差小于 0.01 °C。

湍流场的测量是借助于准直光的传输引起的效应来实现的。He-Ne 激光经过两次扩束后变成直径为 20 cm 的准直光，如图 2 中的光斑。当准直光经过水槽中的湍流场后，其振幅和相位将发生变化。在水槽的另一侧面附近，垂直放置一个接收屏，在接收屏上显示一个圆形光斑。光斑由 CCD 拍摄，计算机采集。当加热一段时间后，光斑的下部亮度有很大的起伏，光斑的上部没有起伏。根据亮度的起伏可以确定湍流场。采集到的图像的分辨率为 600 pixel×600 pixel 个像素，像素的灰度等级为 256。通过改变镜头光圈大小的办法，对图像的亮度值与光强的大小之间的关系进行了实验，实验结果表明图象的亮度值与光强的大小之间线性关系很好。从而可以由图象亮度值的归一化方差得到归一

化光强闪烁方差，及闪烁指数，通常用 β 表示。根据闪烁指数与折射率结构常数的关系也就能得到折射率结构常数随高度变化的曲线。

为了实现大气对流边界层的室内模拟，不仅要考虑模拟边界层的特点，更重要的是要考虑到模拟边界层与实际大气边界层的相似性，包括几何相似，动力相似和运动学相似等。通常得到一些无量纲数把实际大气边界层和室内模拟边界层联系起来，需要考虑的因素有宽高比，瑞利数 Ra ，雷诺数 Re ，无量纲的边界层增长率 $\frac{1}{w_*} \frac{\partial z_i}{\partial t}$ 等。

实际大气边界层的宽高比为无穷大，这在实验室内无法实现。通常认为宽高比大于 3 时，水槽固壁的影响可以忽略，大尺度涡旋的数目及运动特性等类似于实际大气边界层^[13]。本实验水槽的宽高比大于 5，因此满足几何相似的要求。

实际大气的瑞利数 Ra ，雷诺数 Re 一般很大 ($Ra=1 \times 10^{22} \sim 7 \times 10^{25}$, $Re=3 \times 10^7 \sim 5 \times 10^8$)，本模拟实验的 $Ra \approx 2 \times 10^{11}$, $Re \approx 3000$ ，远小于实际大气的瑞利数和雷诺数，但都大于模拟水槽中的临界值，所产生的湍流细节已不再依赖于瑞利数和雷诺数的大小^[13]。

无量纲的边界层增长率 $\frac{1}{w_*} \frac{\partial z_i}{\partial t}$ 是反映边界层增长的一个重要特征量，实际大气中的测量结果表明该值约为 0.018^[14]，本实验模拟的对流边界层的无量纲边界层增长率处于 0.001 和 0.003 之间，接近实际大气的值，也就是说模拟实验能够满足运动学相似的要求。

在后面的夹卷层温度结构常数的计算中，我们也将采取无量纲量分析以便于应用到实际大气边界层中。

4 实验结果

4.1 夹卷层的确定

夹卷层位置的确定有多种方法。Deardorff^[15] 提出热泡顶部为夹卷层的最上边缘，夹卷层的下边缘的特征是 5~10% 水平面积被自由大气所占据。也可以由热通量廓线确定，即热通量曲线为负的那一段区域为夹卷层。现在利用遥感原理探测边界层时，由气溶胶粒子后向散射回波来确定夹卷层的位置^[16]。

在进行室内模拟时分别利用热通量廓线和温度结构常数廓线来确定夹卷层的位置。利用平均温度

传感器测量测量了不同时刻的温度廓线,然后由相邻两条温度廓线利用公式^[17]

$$Q(z) = \int_z^h \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} dz, \quad (3)$$

可以得到热通量廓线,由热通量廓线可以进一步得到夹卷层的范围,边界层厚度 z_1 ,底面的热通量 Q_s ,对流速度尺度 w_* ,和温度特征值 θ_* ,夹卷层的温度跃变 $\Delta\theta$ 。

在进行温度廓线测量的同时,我们利用准直光束通过对流水槽,由光束的光强起伏确定归一化的闪烁指数廓线,见图 3。图 3(a)为准直光束透过水槽中的湍流场后形成的光斑。光斑下部光强起伏大,上部没有起伏。光斑的中间偏上部分由许多条水平亮线组成,这对应于边界层顶部的大尺度结构^[18]。我们将圆形光斑沿垂直方向分成 30 份,计算每一个高度位置的归一化方差,即可以得到光束强度的归一化方差,如图 3(b)所示。边界层自下部向上方差逐渐减小,在接近边界层顶部时方差达到最小值,然后随高度快速增大,达到最大值后又迅速减小。

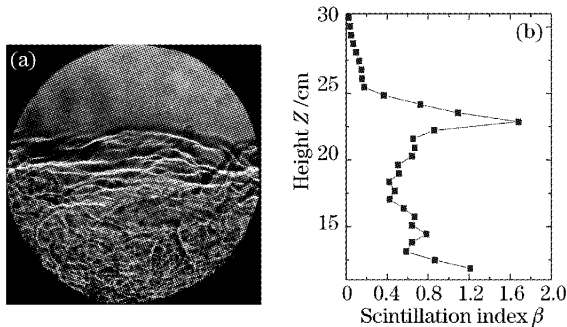


图 3 准直光通过对流水槽后的光斑(a)和光斑不同高度处的方差(b)

Fig. 3 Photo of light beam after propagating through convective water tank (a) and the normalized light intensity variation (b)

在边界层顶部,光强方差最大。我们据此认为光强方差最大的高度为边界层的厚度,即 z_1 。同时我们也由归一化方差曲线和光斑共同决定夹卷层的范围, h_0 对应于方差最小值的高度, h_2 对应于光斑起伏条纹所能达到的最高位置。将光斑的测量结果与热通量廓线的测量结果进行比较,得到图 4。横坐标为自底板加热开始计的时间,纵坐标为高度。三条点线分别表示 h_2, z_1, h_0 随时间变化的曲线。空心圆圈表示由温度廓线计算热通量廓线而得到的边界层高度 z_1 。该图表明利用温度廓线获得边界层

顶部的位置与利用光斑获得边界层顶部位置是一致的。利用光传输的办法,通过计算准直光经过湍流场后的光斑的归一化方差来确定边界层顶部位置,更直观,能够实时反映边界层的发展。

图 4 中的 h_2, h_0 之间的范围即是夹卷层,下面将分析夹卷层温度结构常数的特点。

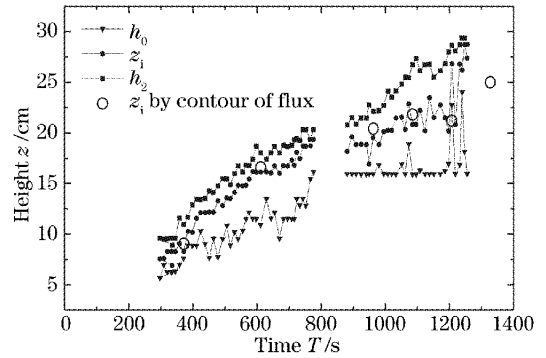


图 4 利用温度廓线的方法和折射率结构常数廓线的方法确定边界层高度的比较

Fig. 4 Comparison of levels of boundary layer top by temperature profiles and refractive index structure constant profiles

4.2 夹卷层的温度结构常数

为了获得边界层顶部光学湍流的特征,利用光斑计算夹卷层的温度结构常数。

由湍流介质中的光传输理论可以知道归一化的光强起伏方差 β 与折射率结构常数 C_n^2 之间的关系为^[19]

$$\beta = 1.23 C_n^2 k^{7/6} L^{1/6}, \quad (4)$$

式中 k 为波数, $k = 2\pi/\lambda, \lambda = 0.6328 \mu\text{m}, L$ 为光传输的距离,本实验, $L = 1.5 \text{ m}$ 。再根据水的折射率随温度变化公式^[20]

$$10^5 (N - 1.332156) = -8.889(T - 20) - 0.161(T - 20)^2, \quad (5)$$

可以得到温度结构常数和折射率结构常数之间的关系,从而可以得到温度结构常数。如当 $T = 17 \text{ }^\circ\text{C}$ 时, $C_n^2 = 0.376\beta$ 。我们将温度结构常数和高度分别进行归一化,最后得到归一化的结构函数,如图 5 所示。可以看到结构函数在对流层中,随着高度的增加逐渐减小,直至混合层顶部,在夹卷层内随着高度的增加,开始逐渐最大,达到最大值后又逐渐减小。

将不同发展阶段得到的夹卷层温度结构常数廓线画在同一个图上,如图 5 所示。图中的数字分别表示不同发展阶段的测量结果(1 表示边界层发展不久,边界层高度较低,边界层高度增加,数字增

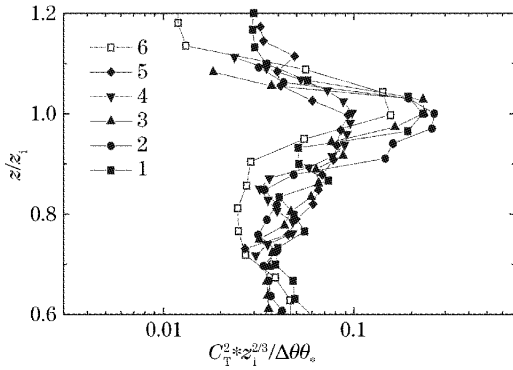


图 5 夹卷层内归一化的结构常数

Fig. 5 Normalized temperature structure constant within the entrainment zone

大)。可以看到他们基本满足同样的规律。在高度 $0.8z_i$ 处, 温度结构常数最小, 随着高度增加, 温度结构常数增大, z_i 处达最大, 然后又随着高度减小, 在高度 $1.2z_i$ 处湍流逐渐消失。下面将 6 次模拟实验夹卷层处温度结构常数的测量结果列于表 1 中。

表 1 归一化的夹卷层温度结构常数

Tabel 1 Normalized temperature structure constants in the EZ

Number	Initial temperature gradient / (°C/m)	Average of $C_T^2 \frac{h^2}{\Delta\theta_*^2}$		
		$0.8z_i$	z_i	$1.2z_i$
1	100	0.05	0.33	0.011
2	54	0.04	0.25	0.022
3	30	0.015	0.16	0.003
4	84	0.03	0.076	0.023
5	25	0.022	0.085	0.018
6	76	0.03	0.24	0.032

对多次的实验结果进行分析对比, 发现在高度 $0.8z_i$ 处, 归一化的温度结构常数 $C_T^2 \frac{z_i^2}{\Delta\theta_*^2}$ 约为 0.03, 而在边界层顶部高度 z_i 处, 归一化温度结构常数处于 0.08~0.3 之间, 而在高度处于 $1.2z_i$ 处, 归一化的温度结构常数约为 0.02。

5 讨 论

Tatarskii 关于波在湍流大气中的传播理论是在湍流场满足局地均匀各向同性的前提下得到的。把该理论应用到夹卷层中时是需要慎重的, 因为夹卷层的湍流场具有明显的各向异性^[18]。但到目前为止, 还没有关于各向异性湍流场的波传输理论, 因而按照 Tatarskii 的关于波在湍流大气中的传播理论来处理夹卷层的湍流场, 从而获得一定的参量化的方案, 这对于工程上的应用是非常必要的。

在这儿引入了 Wyngaard 的参量化方案, 利用该方案来分析夹卷层温度结构函数的特点。可获得该方案[公式(2)]中的系数 b 处于一定的变化范围, 这不同于 Wyngaard 所得的系数 0.5。这可能与测量的空间范围不同而造成的, Wyngaard 测量的是很小的区域, 而本文测量的是整个夹卷层。

夹卷层温度结构常数处于一定的变化范围还可能与大尺度结构有关。图 6 所示的为两次拍摄到的光斑。可以看到在边界层顶部存在着大尺度结构的形态是不同的, 左边的光斑对应于图 5 的曲线 1, 而右边的图对应于图 5 的曲线 5。不同的结构形态可能是造成他们不同温度结构常数的原因^[18]。关于此问题的分析将在以后的工作中进一步研究。

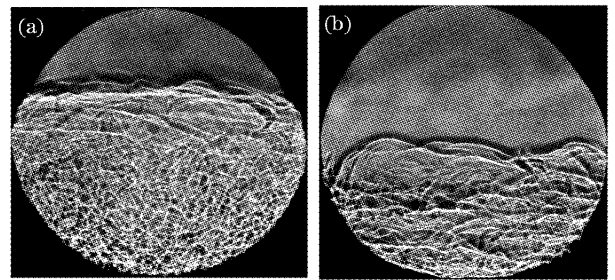


图 6 边界层顶部不同的大尺度结构的图片

Fig. 6 Photos of different large-scale structures at the top of boundary layer

参 考 文 献

- 1 Yi Xiuxiong, Guo Lixin, Wu Zhensen. Study on the optical scintillation for Gaussian beam propagation in the slant path through the atmospheric turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(4): 433~438 (in Chinese)
- 2 Ji Xiaoling, Lü Baida. Effect of turbulence on the spectral shift of partially coherent light[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **32**(4): 506~510 (in Chinese)
- 3 季小玲, 吕百达. 湍流对部分相干光谱移动的影响[J]. *光学学报*, 2005, **32**(4): 506~510
- 4 D. K. Lilly. Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion[J]. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1968, **94**: 292~309
- 5 A. K. Betts. Non-precipitating cumulus convection and its parameterization[J]. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1973, **99**: 178~196
- 6 A. K. Betts. Reply to comment on the paper "Non-precipitating cumulus convection and its parameterization" [J]. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1974, **100**: 469~471
- 7 Wu Xiaoling, Wang Yingjian, Zeng Zongyong *et al.*. Modeling and measurement of the structure function constant of temperature over sea [J]. *Acta Meteorologica Sinica*, 2002, **60**(1): 96~100 (in Chinese)
- 8 吴晓庆, 王英俭, 曾宗泳 等. 近海面气层温度结构常数的模式和测量[J]. *气象学报*, 2002, **60**(1): 96~100
- 9 Yuan Renmin, Zeng Zongyong, Xiao Liming *et al.*. Comparison

- of some methods of measuring refractive index structure parameter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(6): 755~761 (in Chinese)
- 袁仁民,曾宗泳,肖黎明等. 不同方法测量折射率结构常数的比较[J]. *光学学报*, 2000, **20**(6): 755~761
- 8 Campistron B, Bernard S, Bénech B *et al.*. Turbulent dissipation rate in the boundary layer via uhf wind profiler Doppler spectral width measurements[J]. *Boundary Layer Meteorology*, 2002, **103**(3): 361~389
- 9 Sun Gang, Weng Ningquan, Xiao Liming *et al.*. Profile and character of atmospheric temperature[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(5): 592~596 (in Chinese)
- 孙刚,翁宁泉,肖黎明等. 大气温度分布特性及对折射率结构常数的影响[J]. *光学学报*, 2004, **24**(5): 592~596
- 10 Tatarski V I. *Wave Propagation in a Turbulent Medium* [M]. Wen Jingsong *et al.* transl. Beijing: Science Press, 1978. 51~52 (in Chinese)
- Tatarski V I. 激光在大气中的传输理论[M]. 温景嵩等译. 北京: 科学出版社, 1978. 51~52
- 11 Giovanni d'Auria, Frank S. Marzano, Ugo Merlo. Model for estimating the refractive-index structure constant in clear-air intermittent turbulence[J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(15): 2674~2680
- 12 J. C. Wyngaard, M. A. LeMone. Behavior of the refractive index structure parameter in the entraining convective boundary layer[J]. *J. Atmospheric Sciences*, 1980, **37**(7): 1573~1585
- 13 M. F. Hibberd, B. L. Sawford. Design criteria for water tank models of dispersion in the convective boundary layer [J]. *Boundary-Layer Meteorol.*, 1994, **67**: 97~118
- 14 Lenschow D H. Airplane measurements of planetary boundary layer structure[J]. *J. Appl. Meteorol.*, 1970, **9**(6): 874~884
- 15 J. W. Deardorff, G. E. Willis, B. H. Stockton. Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer[J]. *J. Fluid Mech.*, 1980, **100**(1): 41~64
- 16 Boers R, Eloranta E W. Lidar measurements of the atmospheric entrainment zone and the potential temperature jump across the top of the mixed layer[J]. *Boundary-layer Meteorology*, 1986, **34**: 357~375
- 17 G. E. Willis, J. W. Deardorff, A laboratory model of the unstable planetary boundary layer[J]. *J. Atmospheric Sciences*, 1974, **31**: 1297~1307
- 18 Yuan Renmin, Zeng Zongyong. Study of optical characteristic of large-scale structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(1): 19~23 (in Chinese)
- 袁仁民,曾宗泳. 大尺度相干结构的光学特性研究[J]. *光学学报*, 2001, **21**(1): 19~23
- 19 Tatarski V I. *Wave Propagation in a Turbulent Medium* [M]. Wen Jingsong *et al.* transl. , Beijing: Science Press, 1978. 184~185 (in Chinese)
- Tatarski V I. 激光在大气中的传输理论[M]. 温景嵩等译. 北京: 科学出版社, 1978. 184~185
- 20 Harry M, Dobbin, Edson R. Peck. Change of refractive index of water as a function of temperature[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1973, **63**(3): 318~320