

## 大气对流边界层中热力湍流过程的研究\*

周明煜 吕乃平

(国家海洋环境预报中心)

### 提 要

本文利用实测资料讨论了对流边界层内的湍流结构,重点分析复盖逆温层附近风速和温度的方差以及垂直速度三阶矩的垂直分布。此外,还讨论了对流边界层顶部附近温度的垂直分布,得出温度梯度随高度分布呈 $-2$ 次幂关系。

### 一、引 言

对流边界层中基本的物理过程是地面接受太阳辐射后引起的对流过程。日出以后,由于地面不断增温,大气边界层的对流活动不断加强。这种对流活动过程使得湍流运动逐渐增强,从而使边界层中物理量得到充分混合,近地面逆温层渐渐被破坏,逆温层顶不断抬升。由于这种物理过程,在对流边界层中湍流特征和气象要素的垂直分布具有一些特殊规律。在这方面已有过不少研究工作,例如 Kaimal 等人<sup>[1]</sup>对近地层和混合层的湍流特征做过比较细致的观测研究, Lenschow 等人<sup>[2,3]</sup>给出了混合层中湍流能量、温度和湿度方差,以及温度和湿度通量收支的分析研究。但是,对大气对流边界层顶部附近的湍流规律还研究得很少,而它对污染物的扩散,热量和水汽向自由大气的输送,以及有些低层云的形成等问题的研究是很重要的。本文的主要目的是讨论对流边界层顶部附近的湍流结构和夹卷过程,以及由此而引起的温度梯度的垂直分布。

文中所用的资料包括美国波德尔大气观测站(BAO)的观测资料和北京的测风声雷达的资料。

美国波德尔大气观测站位于科罗拉多州洛矶山东部约 50 km。气象塔高 300 m,有 8 个层次架设仪器。每层架设的仪器有超声风速仪,螺旋桨式风速仪,晶体温度计和露点湿度仪等,这些层次的高度为 10, 22, 50, 100, 150, 200, 250 和 300 m。此外,铁塔还设有一滑动伸臂,同样架设上述仪器,只是用  $L_{\alpha}$ (Lyman-alpha)湿度仪代替露点湿度仪。滑动伸臂可上下移动,连续测量上述气象要素随高度的变化。在铁塔附近设有声雷达探测。有关该大气观测站的详细情况,可参阅文献[4]。

测风声雷达是用我们自己研制的多普勒测风声雷达<sup>[5]</sup>。

\* 本文于1985年6月4日收到,1986年5月6日收到修改稿。

## 二、湍流特征

在对流边界层中决定湍流过程的主要参量是地面热通量  $\overline{w\theta_0}$ , 浮力因子  $g/T$  和对流边界层高度  $Z_i$ 。由此可组成对流边界层中的特征速度  $w_*$  和特征温度  $\theta_*$ ,

$$w_* = \left( \frac{g}{T} \overline{w\theta_0} Z_i \right)^{1/3} \quad (1)$$

$$\theta_* = \frac{\overline{w\theta_0}}{w_*} \quad (2)$$

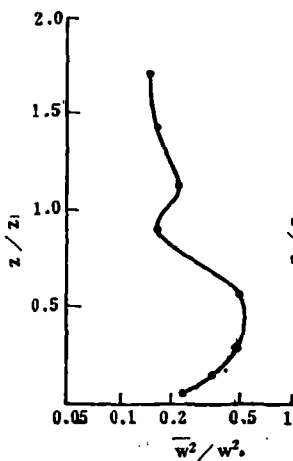


图1 垂直速度方差随高度变化图  
(BAO 1981年3月27日  
08:40—09:40)

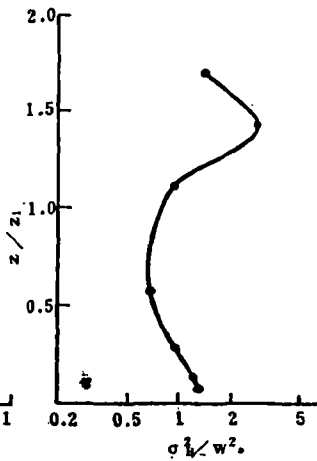


图2 水平速度方差随高度变化图  
(图2—图4的说明同图1)

因而在讨论湍流量的垂直分布时,可以用  $w_*$  或  $\theta_*$  来无因次化。我们取复盖逆温层底的高度作为  $Z_i$ ,这和 Caughey 和 Palmer<sup>[6]</sup> 及 Kaimal<sup>[1]</sup> 等人的取法类同。

图1是用  $w_*$  无因次化后垂直速度方差  $\overline{w^2}/w_*^2$  随高度分布图。图1所显示的特点是,从地面开始垂直速度方差随高度增加而增加,到对流边界层中部达到极大值,这与文献[3,6]得到的结果相似,但在对流边界层顶部附近,垂直速度方差的垂直分布非常复杂,当  $Z/Z_i$  在1附近出现极小值,然后又随高度增大而增

大。

图2是水平速度方差  $\frac{\sigma_u^2}{w_*^2}$  随高度分布图。 $\sigma_u^2/w_*^2$  定义为

$$\frac{\sigma_u^2}{w_*^2} = \frac{1}{2} \left( \frac{u^2 + v^2}{w_*^2} \right) \quad (3)$$

其中  $u$  和  $v$  是水平风速在  $x$  和  $y$  方向上的分量,  $x$  轴指向东,  $y$  轴指向北。在混合层内,图(2)所显示的  $\sigma_u^2/w_*^2$  值与文献[6]的结果基本相符,但  $Z/Z_i$  在1.4时却有一显著的极大值,而且水平速度方差明显地大于垂直速度方差。

无因次化后的温度方差  $\overline{\theta^2}/\theta_*^2$ 。在对流边界层下部是随高度增加而减小(见图3),这与文献[6]的结果相近。当  $Z/Z_i$  在0.5以上,  $\overline{\theta^2}/\theta_*^2$  却随高度增加而加大,当  $Z/Z_i$  在1以上,存在一极大值,而且其数值很大,远超过近地面的温度方差值。

从上述结果可以看到,在对流边界层的中下部,不论是速度方差或是温度方差随高度的分布与过去文献中所报导的结果基本相符。尽管这些观测结果是在不同地点不同时间获得的,但可以用相似理论加以归纳和描述。在对流边界层中上部和复盖逆温层内部,这

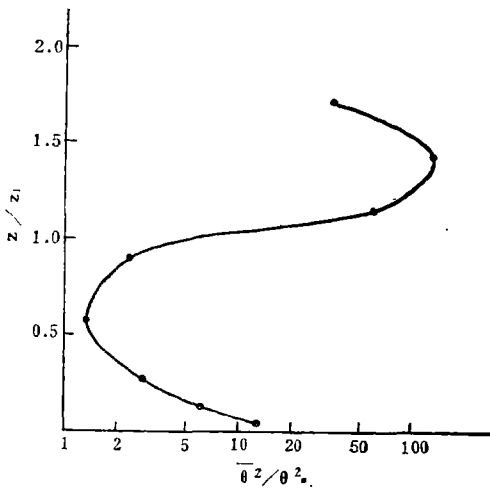


图 3 温度方差随高度分布图

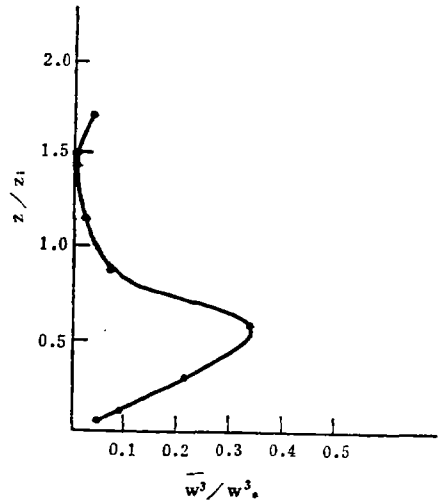


图 4 垂直速度三阶矩随高度分布图

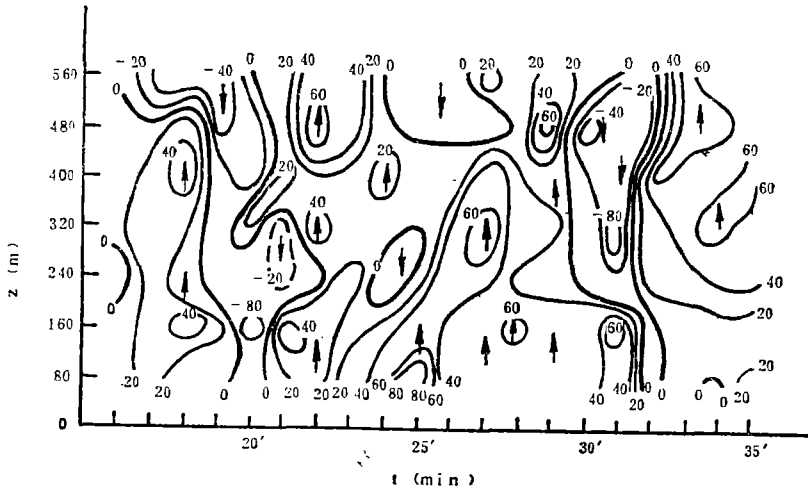


图 5 垂直速度高度-时间剖面图(单位:cm/s)  
(1980年10月28日 12:16-12:35)

些方差的分布相当复杂,过去的研究结果很少,也很难用过去的相似理论进行简单的描述。逆温层内的重力波及其破碎过程和对流边界层顶部的夹卷过程都可能影响到这些层次的湍流特征。

图 4 是垂直速度的三阶矩  $\overline{w^3}/w_*^3$  随高度的分布图。从图 4 可以看到,在对流边界层下部,  $\overline{w^3}/w_*^3$  随高度增加而增大。当  $Z/Z_i$  在 0.5 附近,  $\overline{w^3}/w_*^3$  具有极大值,然后随高度增加而减小。当  $Z/Z_i$  在 1 以上,  $\overline{w^3}/w_*^3$  的值很小,这说明在对流边界层的中部和其上部的垂直运动结构具有明显的差异。

为了更好地阐明对流边界层内部的垂直运动结构,我们利用多普勒声雷达连续探测了对流边界层的垂直速度。

图 5 是在北京中午期间用多普勒声雷达探测的对流边界层中垂直速度的高度-时间

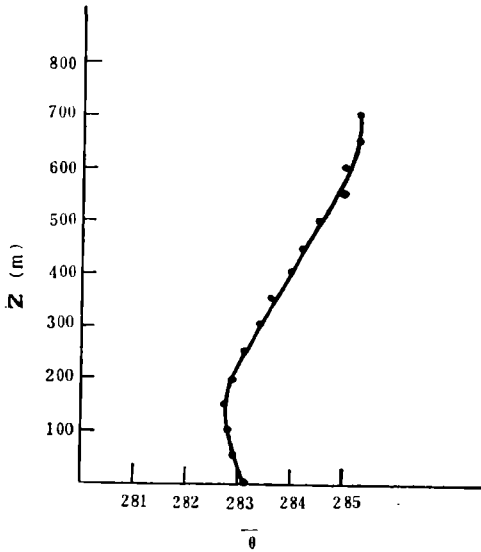


图 6 北京探空的位温随高度分布图  
(1980年10月28日 13:00)

剖面图。图 5 显示了很多上升速度和下沉速度区。图 6 是多普勒声雷达探测同一天 13 时北京探空的位温随高度分布曲线。结合图 5 和图 6 可以看出,在 200 m 高度以下,温度层结为弱不稳定,200 m 到 600 m 位温随高度增加,600 m 到 700 m 温度层结接近中性。在逆温层底(200 m 高度)以下,垂直速度主要是上升运动,在 80—160 m 之间存在若干个强上升运动区,其强中心的范围并不大。这说明了在对流边界层中部,垂直速度的三阶矩具有较大正值的原因。200 m 以上,上升运动与下沉运动交替出现。由此可见,在对流边界层中,对流运动是复杂的,对流泡的尺度和强度可相差很大。对流边界层上部的夹卷过程也是很复杂的,不是呈现为简单的对流环。

### 三、温度的垂直分布

从前面的讨论,我们可以认为对流边界层内的湍流过程主要由地面热通量和对流边界层顶部附近的夹卷过程所控制。显然,这种湍流过程会影响到温度的垂直分布。

对于水平均匀的温度守恒方程可以写成

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w\theta} = 0 \quad (4)$$

其中  $t$  是时间,  $z$  是高度,  $\overline{w\theta}$  是热通量。把(4)式对  $z$  微商后得到

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \overline{w\theta}}{\partial z^2} = 0 \quad (5)$$

一般地说,在对流边界层中温度随时间的变化是很快的,但温度的垂直梯度是比较稳定的,很少随时间变化,因此在(5)式中可以略去时间变化项。从而我们可以得到热通量随高度呈线性变化。如果用  $\overline{w\theta}_i$  表示  $Z_i$  高度的热通量,则热通量的垂直分布可表示成

$$\overline{w\theta} = \overline{w\theta}_0 \left( 1 - \frac{z}{Z_i} \right) + \overline{w\theta}_{s,i} \left( \frac{z}{Z_i} \right) \quad (6)$$

这表示对流边界层内的热通量是由地面热通量和对流边界层顶部夹卷作用引起的热通量所组成。

根据相似原理,由地面热通量引起的温度垂直分布  $\left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right|_0$  可写成

$$\left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_s = \frac{-\overline{w\theta_0}}{w_* Z_i} f_s \left( \frac{Z}{Z_i} \right) \quad (7)$$

式中  $f_s$  表示由地面热通量引起的无因次温度梯度。在对流边界层顶部附近, 由于夹卷过程和复盖逆温层内经常发生的重力波过程都是相当复杂的, 至今还没有很好的办法来讨论这些物理过程以及由此而引起的气象要素场的特征。为了便于讨论, 我们暂时先不考虑这些物理过程的细节, 而假定对流边界层顶部附近的温度垂直分布主要决定于夹卷作用引起的热通量。因此, 还是用一般的相似原理来讨论对流边界层顶部附近的温度垂直分布, 只是用  $\overline{w\theta_{zi}}$  代替  $\overline{w\theta_0}$ 。所以对流边界层顶部附近的温度梯度  $\left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_s$  可表示成

$$\left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_s = \frac{-\overline{w\theta_{zi}}}{w_* Z_i} f_i \left( \frac{Z}{Z_i} \right) \quad (8)$$

式中  $f_i$  表示由夹卷作用引起的无因次温度梯度。因此考虑了上述两种物理过程后的温度梯度可写成

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} = \frac{-\overline{w\theta_0}}{w_* Z_i} f_s \left( \frac{Z}{Z_i} \right) - \frac{\overline{w\theta_{zi}}}{w_* Z_i} f_i \left( \frac{Z}{Z_i} \right) \quad (9)$$

函数  $f_s$  与  $f_i$  的形式很难从理论上求得。由于  $f_s$  主要决定于地面热通量引起的湍流过程, 因此可以借助于近地层气象要素分布的半经验理论来讨论  $f_s$  的形式。根据 Businger<sup>[7]</sup> 的结果, 当温度层结为不稳定的情况下, 靠近地面层的无因次温度梯度  $\phi_b$  有下面的形式

$$\phi_b = \frac{-\kappa Z u_*}{w\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} = a \left( -\frac{Z}{L} \right)^{-1/2} \quad (10)$$

式中  $\kappa$  是卡门常数,  $u_*$  是摩擦速度,  $L$  是莫宁-奥布霍夫长度,  $a$  是常数。根据 Businger<sup>[7]</sup> 的观测结果,  $a \approx 0.22$ 。把(10)式重新进行尺度化处理后可以得到

$$-\frac{w_* Z_i}{w\theta_0} \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_s = a_s \left( \frac{Z}{Z_i} \right)^{-3/2} \quad (11)$$

$$a_s = a \kappa^{-4/3} \left( -\frac{Z}{Z_i} \right)^{-1/6}$$

由(11)式可以看出, 无因次温度梯度  $f_s$  按  $\left( \frac{Z}{Z_i} \right)^{-3/2}$  变化, 但系数  $a_s$  与  $\left( -\frac{Z}{L} \right)$  有关。当大气处于对流情况下,  $-L$  值较小, 所以比值  $\left( -\frac{Z_i}{L} \right)$  是很大的。我们对不同的  $\left( -\frac{Z_i}{L} \right)$  值计算了  $a_s$  值, 计算结果列于表 1。计算中取  $\kappa = 0.35$ 。从表 1 可以看出,  $a_s$  值对比值  $\left( -\frac{Z_i}{L} \right)$  不很敏感。随着比值  $\left( -\frac{Z_i}{L} \right)$  的增大,  $a_s$  值略有所减小。

Wyngaard 等人<sup>[8]</sup>用大涡旋模拟方法讨论了函数  $f_s$  的形式, 他们得到

$$-\frac{w_* Z_i}{w\theta_0} \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_s = 0.4 \left( \frac{Z}{Z_i} \right)^{-3/2} \quad (12)$$

表 1  $\alpha_s$  与  $(-\frac{Z_i}{L})$  的 关 系

$-Z_i/L$	50	100	150	200	250	300
$\alpha_s$	0.465	0.414	0.387	0.369	0.355	0.345

这与上述计算中 $(-\frac{Z_i}{L})$  值为 100 时的情况很接近。

函数  $f_i$  决定于对流边界层顶部夹卷过程引起的热通量。从相似原理考虑, 可以认为对流边界层顶部附近的温度梯度与热通量之间的关系与近地层相应的关系具有类似的形式, 即

$$-\frac{w_* Z_i}{w \theta_{zi}} \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_i = \alpha_i \left(1 - \frac{Z}{Z_i}\right)^{-\alpha} \tag{13}$$

式中  $\alpha_i$  是常数,  $\alpha$  为一待定指数。如果把(12)和(13)式代入(9)式, 则有

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} = -0.4 \frac{w \theta_o}{w_* Z_i} \left(\frac{Z}{Z_i}\right)^{-3/2} - \alpha_i \frac{w \theta_{zi}}{w_* Z_i} \left(1 - \frac{Z}{Z_i}\right)^{-\alpha} \tag{14}$$

(14)式对  $Z$  积分后, 得到

$$\bar{\theta} = 0.8 \frac{w \theta_o}{w_*} \left(\frac{Z}{Z_i}\right)^{-1/2} + \frac{\alpha_i}{1-\alpha} \frac{w \theta_{zi}}{w_*} \left(1 - \frac{Z}{Z_i}\right)^{1-\alpha} + \text{const} \tag{15}$$

Wyngaard 和 Brost<sup>[8]</sup>应用数值模拟首先得出  $f_i$  的形式是

$$-\frac{w_* Z_i}{w \theta_{zi}} \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_i = \left(1 - \frac{Z}{Z_i}\right)^{-3/2} \tag{16}$$

后来 Moeng 和 Wyngaard<sup>[9]</sup>又从数值模拟中得到

$$-\frac{w_* Z_i}{w \theta_{zi}} \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_i = 0.7 \left(1 - \frac{Z}{Z_i}\right)^{-2} \tag{17}$$

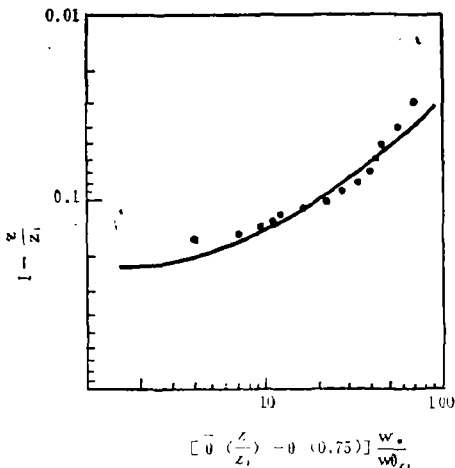


图 7 对流边界层顶附近温度随高度变化图

但这些结果没有和实验资料进行过比较。为了从观测资料来讨论  $f_i$  的形式, 必须要有对流边界层顶部附近精细的温度梯度和热通量观测资料。由于  $Z_i$  高度随时间变化, 要获得这些资料是很不容易的。我们从美国波尔德大气观测站的观测中选择了 7 组对流情况下用滑动伸臂观测的温度资料, 温度观测的高度间隔约 3 m, 由于这 7 组资料的对流边界层顶都未超过 300 m 铁塔的顶层, 所以我们同时具有热通量的垂直分布资料,  $Z_i$  值由声雷达探测中逆温层回波强

度最大的高度来确定。从铁塔 8 个层次的热通量观测资料，通过外移和内插办法可得到  $\overline{w\theta_0}$  和  $\overline{w\theta_{z_i}}$  的值。我们把每组温度资料先各自用相应的  $\overline{w\theta_{z_i}}$  和  $w_*$  无因次化，然后再进行平均。所得的平均结果表示在图 7。为了消去 (15) 式中的积分常数，我们用  $\left[ \bar{\theta} \left( \frac{Z}{Z_i} \right) - \bar{\theta} (0.75) \right] \frac{w_*}{w\theta_{z_i}}$  作为图 7 的横坐标。图 7 中的黑点是观测结果。曲线是根据观测结果得到的符合 (15) 式的拟合曲线，其中  $\alpha=2, a_i=2.5$ 。从实际资料得到的  $f$ ，具有下列形式

$$-\frac{w_* Z_i}{w\theta_{z_i}} \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_i = 2.5 \left( 1 - \frac{Z}{Z_i} \right)^{-2} \quad (18)$$

看来温度梯度随高度分布的  $-2$  次幂关系更合理些。(17) 式和 (18) 式之间的系数差异可能与数值模拟和野外观测的背景条件不同有关。数值模拟<sup>[9]</sup>讨论的是典型的对流边界层，而我们所用的观测资料的背景条件是有一定斜压性的对流边界层<sup>[10]</sup>。

#### 四、结 束 语

上述讨论说明了对流边界层中的垂直运动和湍流结构相当复杂，尤其在对流边界层上层和顶部附近更为复杂。复盖逆温层内可能出现的波动和逆温层底部附近的夹卷过程都使得湍流特征在这些地区具有特殊的垂直分布。

在对流边界层中，温度垂直分布规律的描述应该考虑地面热通量引起的湍流过程和对流边界层顶部附近的夹卷过程。从观测资料分析看来，函数  $f_i$  可能更符合  $\left( 1 - \frac{Z}{Z_i} \right)^{-2}$  规律。由于  $Z_i$  高度是变化的，在  $Z_i$  高度附近获得温度梯度和热通量资料比地面附近困难得多，在目前条件下，我们能得到的资料是有限的，所以上述结果是初步的，有待今后进行专门的野外实验进行深入的研究。

#### 参 考 文 献

- [1] Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, D. A. Haugen, O. R. Cote, Y. Izumi, S. J. Caughey and C. J. Readings, Turbulence structure in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2152—2169, 1976.
- [2] Lenschow, D. H., Model of the height variation of the turbulence kinetic energy budget in the unstable planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 465—474, 1974.
- [3] Lenschow, D. H., J. C. Wyngaard and W. T. Pennell, Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1313—1326, 1980.
- [4] Kaimal, J. C., and J. E. Gaynor, The boulder atmospheric observatory, *J. Appl. Met.*, **22**, 863—880, 1983.
- [5] Lu Naiping, Chen Jingan, Zheng Yueming, Chen Yanjuan and Li Shiming, Acoustic Doppler radar for measuring wind velocity, *Kezue Tongbao*, **27**, 853—858, 1982.
- [6] Caughey, S. J., and S. G. Palmer, Some aspects of structure through the depth of the convective boundary layer, *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **105**, 811—827, 1979.
- [7] Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Brodley, Flux profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181—189, 1971.
- [8] Wyngaard, J. C., and R. A. Brost, Top-down and bottom-up diffusion in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 102—112, 1984.

- [9] Moeng, C. H., and J. C. Wyngaard, Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3162—3169, 1984.
- [10] Zhou Mingyu, D. H. Lenschow, B. B. Stankov, J. C. Kaimal and J. E. Gaynor, Wave and turbulence structure in a shallow baroclinic convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 47—57, 1985.

## STUDIES ON PROCESS OF THE THERMAL TURBULENCE IN THE ATMOSPHERIC CONVECTIVE BOUNDARY LAYER

Zhou Mingyu    Lu Naiping

(National Research Center for Marine Environmental Forecasts)

### Abstract

By using the observational data, the turbulent structure in the convective boundary layer is discussed and the vertical distributions of velocity and temperature variances and the third moment of vertical velocity near by the topping inversion are analyzed. In addition, the temperature vertical distribution close to the top of the convective boundary layer is discussed and it is obtained that the relationship between the temperature gradient and height fits-2 power rule.

### 英文版气象学报正式出版

经过各方面的努力,英文版《气象学报》已按原定计划在九月份出了创刊号,年内将再出一期,1988年起转为季刊。

英文版《气象学报》是中国气象学会主办的对外交流学术刊物,创刊号上登载了世界气象组织主席邹竞蒙局长的贺词以及中国气象学会名誉理事长叶笃正先生和现任理事长陶诗言先生的致词,他们一致希望将英文版《气象学报》办成对外学术交流园地,外国学者通过它可以更好地了解中国气象科学的成果和进展,同时也热切希望外国学者为英文版《气象学报》撰写稿件。今年第二期英文版《气象学报》上将全文刊载中国气象和大气物理协会对19届IUGG全会提出报告“1983—1986期间中国大气科学发展概况”,此外各期英文版《气象学报》上均刊有选自中文版《气象学报》及直接为英文版《气象学报》撰写的论文。

如欲订购英文版《气象学报》,可以信汇至北京市工商银行魏公村分理处,气象出版社,帐号8901—170,或直接邮汇至气象出版社发行科,每册14元(含邮费),请注明刊名与期数,每期个人限1册,单位限2册。

(周诗健)