

一个直接考虑大涡、小涡作用的 大气对流边界层模式

杨 硕 文

(中国科学院大气物理研究所)

周 秀 骥

(国家气象局气象科学研究所)

提 要

本文建立了一个大气对流边界层模式,构造此模式时,假设对流边界层中水平动量和热量在垂直方向上的湍流输送、扩散是由大涡与小涡组成的系统完成的。文中,用此模式作了一实例模拟,计算结果表明:模拟的结果与实测的结果相当一致。

一、引 言

由于在大气边界层中大气与下垫面有着强烈的相互作用,它的风、温和水汽场相当复杂,因此,若人们要较精细地建立大、中尺度数值预报模式,就必须对边界层作较精细的处理。就大气对流边界层而言,描述它的模式基本上可分为四类,其中的二类为高阶矩模式^[1,2]和大涡旋^[3,4]模式,此二类模式描述对流边界层的功能很强,但它们所需的计算量很大,因此很难应用于大、中尺度数值模式中。另二类模式是涡扩散模式^[5-7]和夹卷模式^[8,9],这二类模式的结构简单,它们所需的计算量较高阶矩模式小二个量级左右。但是,涡扩散模式不能描写对流边界层中的反梯度扩散现象,夹卷模式虽然能描写这种现象,但它完全略去了近地层之上相邻气层之间直接的相互作用,且隐含地引入了涡旋中物理属性为保守的假定,这显然与实际情况有很大的差别。

本文中,为了更好地描写大气对流边界层,在所需计算量与夹卷模式和涡扩散模式相当接近的条件下,我们将不引入涡旋中物理属性是保守的假定,而直接考虑大涡和小涡组成的系统对动量、热量的垂直输送与扩散作用,建立一个大气对流边界层模式,并用它来作一实例模拟,以检验模式的性能。

二、模 式

文中,按通常的分层方法,把大气对流边界层分为近地层、混合层和过渡层三个层

次。在建立模式时，我们作以下三条假定。假定一：在对流边界层中，动量、热量的垂直输送、扩散是由大涡和小涡组成的系统完成的，并且大涡是由一股上升和一股下沉气流构成的。图 1 绘出了建立模式的物理图象示意图，由图 1 可见，上升和下沉气流贯穿整个边界层，大涡旋中的流体元从近地层上升，经混合层后进入过渡层，然后流体元折回下沉，再次经过混合层后，流体元最终返回近地层。流体元在上升、下沉时，通过小涡的作用与平均场交换热量和水平动量；假定二：在混合层中大涡旋与平均场交换物理属性时其交换效率与两者的物理属性差成正比；假定三：流体元返回近地层后其物理属性与平均场的完全混合。下面，我们分别来讨论上升、下沉气流中的流体元控制方程和边界层平均场的控制方程。下文中所用符号，除特别说明外，具有微气象学中通常的物理意义。

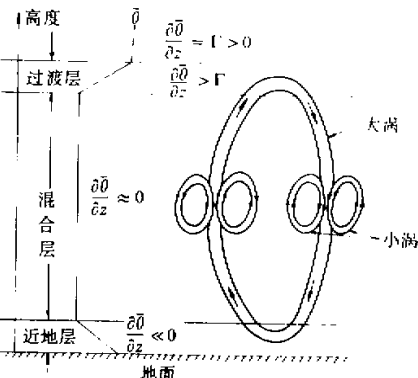


图1 建立模式的物理图象示意图

1. 大涡旋中流体元的控制方程

(1) 连续方程

本文中假定准不可压缩近似成立，这样就要求模式中上升、下沉气流穿过任一水平面的净质量通量为零，即

$$\rho_0 \overline{W}_u \Delta S_u = \rho_0 \overline{W}_d \Delta S_d \quad (1)$$

这里 \overline{W}_u , \overline{W}_d 分别为上升、下沉气流的平均速度，而 ΔS_u , ΔS_d 分别为在总面积为 ΔS 的水平面上上升、下沉气流所占的水平截面积。

文中，令 $\Delta S_u = \Delta S_d$ ，由 (1) 可得

$$\overline{W}_u = \overline{W}_d = W_p \quad (2)$$

根据量级分析和数值试验结果，文中取

$$W_p = 2(W_*^2 + 3u_*^2)^{1/2} \quad (3)$$

其中， $W_* = \left(\frac{g}{T_0} \overline{w' \theta_0'} h \right)^{1/3}$ 是对流边界层的特征速度^[10, 11]， u_* 是边界层的摩擦速度，

h 是混合层顶的高度。

(2) 能量方程

(i) 上升气流中气块位温 θ_b 的控制方程

记高度 z 处平均场的平均位温为 $\bar{\theta}(z)$ ，由假定二得

$$\frac{d\theta_b(t_1)}{dt_1} = -k \{ \theta_b(t_1) - \bar{\theta}[z(t_1)] \} \quad (4)$$

$$\frac{d\theta_h}{dt_1} = \frac{\partial\theta_h}{\partial t_1} + \overline{\nabla}_h \cdot \nabla_h \theta_h + (W_p + \overline{W}) \frac{\partial\theta_h}{\partial z} \quad (5)$$

其中 t_1 表示气块离开近地层后的时间, $\tilde{z}(t_1)$ 是气块在 t_1 时刻所在的高度, k 是一个大于零的比例因子, 本节中第 3 小节将给出确定它的方法. 由假定一和三可得上升气流中气块的初始条件:

$$\left. \begin{aligned} t_1 = 0 \text{ 时, } \tilde{z} &= z_s \\ \theta_h &= \overline{\theta}_s \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中 z_s 为近地层顶的高度, $\overline{\theta}_s$ 是近地层中的平均位温.

由方程 (4) 和 (6) 可推知, θ_h 的变化范围在 $\overline{\theta}$ 的变化范围 $\Delta\overline{\theta}$ 之内, θ_h 发生显著变化 (约为 $\Delta\theta_h$) 所需的特征时间和水平特征尺度与 $\overline{\theta}$ 的特征时间 (τ) 和水平特征尺度 (L) 接近, 这样 (5) 式中诸项的关系为

$$O\left(\frac{\partial\theta_h}{\partial t_1}\right) / O\left[(W_p + \overline{W}) \frac{\partial\theta_h}{\partial z}\right] = \frac{h}{W_p \tau} \quad (7)$$

$$O(\overline{\nabla}_h \cdot \nabla_h \theta_h) / O\left[(W_p + \overline{W}) \frac{\partial\theta_h}{\partial z}\right] = \frac{Uh}{LW_p} \quad (8)$$

对于对流边界层 $\tau \sim 10^4$ s, h/W_p 可认为是大涡旋的翻转时间, $h/W_p \sim 1000$ s, 这样就有 $h/\tau W_p \sim 0.1$. 若 $L \approx 100$ Km, $U \approx 10$ m/s, 则 $Uh/LW_p \approx 0.1$, 由 (7) 与 (8) 可知, 此时 (5) 式中等号右边前二项可略. 本文中, 假定 $Uh/LW_p \ll 1$, $h/\tau W_p \ll 1$, $\overline{W} \ll W_p$, 这样 (4) 和 (6) 式在欧拉坐标系中就变为

$$W_p \frac{\partial\theta_h}{\partial z} = -k(\theta_h - \overline{\theta}) \quad (9)$$

$$\theta_h|_{z=z_s} = \overline{\theta}_s \quad (10)$$

(ii) 下沉气流中气块位温 θ_t 的控制方程

用类似于推导 θ_h 的控制方程的方法, 可得 θ_t 的控制方程

$$-W_p \frac{\partial\theta_t}{\partial z} = -k(\theta_t - \overline{\theta}) \quad (11)$$

由于上升气流进入过渡层后, 其物理属性不一定与过渡层中气块的物理属性完全混合, 本文引入一系数 β 来表示这种不完全的夹卷, 根据能量和质量守恒原理, 可得方程 (11) 的边界条件

$$\theta_t|_{z=h} = \beta\overline{\theta}_h + (1-\beta)\theta_h(h) \quad (12)$$

这里 $\overline{\theta}_h$ 表示过渡层中位温的平均值. 由 (12) 可看出, 对于 β 应有 $0 \leq \beta \leq 1$.

(3) 动量方程

用类似推导大涡中气块的能量控制方程的方法，我们可得上升、下沉气流中气块水平风速向东分量 u_b, u_t 和向北分量 v_b, v_t 的控制方程和边界条件

$$W_p \frac{\partial u_b}{\partial z} = -k(u_b - \bar{u}) \quad (13)$$

$$-W_p \frac{\partial u_t}{\partial z} = -k(u_t - \bar{u}) \quad (14)$$

$$W_p \frac{\partial v_b}{\partial z} = -k(v_b - \bar{v}) \quad (15)$$

$$-W_p \frac{\partial v_t}{\partial z} = -k(v_t - \bar{v}) \quad (16)$$

$$u_b|_{z=z_s} = \bar{u}_s \quad (17)$$

$$u_t|_{z=h} = \beta \bar{u}_h + (1-\beta)u_b(h) \quad (18)$$

$$v_b|_{z=z_s} = \bar{v}_s \quad (19)$$

$$v_t|_{z=h} = \beta \bar{v}_h + (1-\beta)v_b(h) \quad (20)$$

这里 \bar{u}_h, \bar{v}_h 分别是平均风速向东分量和向北分量在过渡层中的平均值。

2. 平均场控制方程

在水平均匀的条件下，边界层中平均风速和位温的控制方程为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} + f(\bar{v} - v_g) \quad (21)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} - f(\bar{u} - u_g) \quad (22)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \quad (23)$$

其中(23)式中略去了辐射加热作用，这是因为对流边界层中辐射加热率较湍流加热率小很多。下面，我们就不同的层次，给出(21) — (23)式的具体形式。

在混合层 ($z_s \leq z \leq h$) 内，由假定一可知，面积为 ΔS 的水平面上的净热流量为向上的热流量 $\Delta S_u W_u \theta_b$ 与向下的热流量 $\Delta S_d W_d \theta_t$ 之差，

$$\begin{aligned} \Delta S \overline{w'\theta'} &= \Delta S_u W_u \theta_b - \Delta S_d W_d \theta_t \\ &= \Delta S_u W_p (\theta_b - \theta_t) \end{aligned} \quad (24)$$

由此可得水平单位面积上的热通量

$$\overline{w' \theta'} = \alpha_s W_p (\theta_b - \theta_i) \quad (25)$$

其中 $\alpha_s = \Delta S_u / \Delta S$, 文中令 $\alpha_s = 0.07$. 同理可得

$$\overline{u' w'} = \alpha_s W_p (u_b - u_i) \quad (26)$$

$$\overline{v' w'} = \alpha_s W_p (v_b - v_i) \quad (27)$$

由 (25) 和 (9), (11) 可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} [\alpha_s W_p (\theta_b - \theta_i)] \\ &= \alpha_s k (2\bar{\theta} - \theta_b - \theta_i) \end{aligned} \quad (28)$$

这样由 (23), (28) 我们最后可得混合层内 $\bar{\theta}$ 的控制方程

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\alpha_s k (2\bar{\theta} - \theta_b - \theta_i) \quad (29)$$

同理由 (21), (22), (26), (27), (13) — (16) 可得混合层内 \bar{u}, \bar{v} 的控制方程组

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\alpha_s k (2\bar{u} - u_b - u_i) + f(\bar{v} - v_g) \quad (30)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\alpha_s k (2\bar{v} - v_b - v_i) - f(\bar{u} - u_g) \quad (31)$$

在近地层中, 方程 (21) — (23) 变为

$$\frac{\partial \bar{u}_s}{\partial t} = -[\overline{u' w'}(z_s) - \overline{u' w'}_0] / z_s + f(\bar{v}_s - v_g) \quad (32)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_s}{\partial t} = -[\overline{v' w'}(z_s) - \overline{v' w'}_0] / z_s - f(\bar{u}_s - u_g) \quad (33)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_s}{\partial t} = -[\overline{w' \theta'}(z_s) - \overline{w' \theta'}_0] / z_s \quad (34)$$

其中 $\overline{u' w'}(z_s)$, $\overline{v' w'}(z_s)$ 由 (26) — (27) 式求出, $\overline{u' w'}_0$, $\overline{v' w'}_0$, $\overline{w' \theta'}_0$ 则根据近地层的相似律关系求出, 而 $\overline{w' \theta'}(z_s)$ 则由下式求出

$$\overline{w' \theta'}(z_s) = - \left[\alpha (R_i) K_m \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right] \Big|_{z=z_s} \quad (35)$$

$$K_m = \left(\frac{0.35 z_s}{1 + 0.35 z_s / h} \right)^2 \left\{ 0.15 \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] [1 - \alpha (R_i) R_i] \right\}^{1/2} \quad (36)$$

其中 $\alpha(R_t)$ 是热涡扩散系数与动量涡扩散系数之比, 由 Businger^[12] 给定的公式, 在里查孙数 $R_t \leq 0$ 时, 近似有

$$\alpha(R_t) = 1.35(1 - 9R_t)^{1/2}(1 - 15R_t)^{-1/4} \quad (37)$$

在过渡层中, 由于对其中的湍流维持、发展机制了解甚少, 参考 Deardorff^[13,4] 用大涡模式模拟的结果, 本文假定各种湍流通量在过渡层中线性减小, 这样在过渡层中方程 (21) — (23) 变为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \overline{u'w'}(h)/\Delta h + f(\bar{v} - v_g) \quad (38)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \overline{v'w'}(h)/\Delta h - f(\bar{u} - u_g) \quad (39)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \overline{w'\theta'}(h)/\Delta h \quad (40)$$

其中 Δh 是过渡层的厚度, 本文取 $\Delta h = 0.15h$, $\overline{u'w'}(h)$, $\overline{v'w'}(h)$, $\overline{w'\theta'}(h)$ 则由式 (25) — (27) 求出.

在过渡层之上, 本文令湍流通量及其散度为零, \bar{u} , \bar{v} , $\bar{\theta}$ 仍由方程 (21) — (23) 预报.

3. 确定 h , β 和 k

(1) 确定 h 和 β

高阶矩模式^[12] 和大涡旋模式^[3,4] 数值模拟结果表明, 在混合层顶处湍流加热率很小, 本文中令 $z=h$ 处, $\partial \overline{w'\theta'}/\partial z=0$, 这样由 (28) 式可得

$$2\bar{\theta}(h) - \theta_b(h) - \theta_t(h) = 0 \quad (41)$$

把 (25) 式代入上式则有

$$\theta_b(h) = \bar{\theta}(h) + 0.5 \overline{w'\theta'}(h)/\alpha_s W_p \quad (42)$$

又由 (25) 和 (12) 式可得

$$\beta = \overline{w'\theta'}(h)/[(\theta_b - \bar{\theta}_s)\alpha_s W_p] \quad (43)$$

由 (42), (43) 式可见, 若 $\overline{w'\theta'}(h)$ 已知, 则由 (42) 式可解得 h , 而 β 则可直接由 (43) 式求出. 观测结果表明, 在自由对流边界层中, $-\overline{w'\theta'}(h)/\overline{w'\theta'_0}$ 一般在 0.1 — 0.2 之间, 本文中令

$$\overline{w'\theta'}(h) = -0.15 \overline{w'\theta'_0} \quad (44)$$

当在过渡层之上 $\partial \bar{\theta}/\partial z \rightarrow 0$ 时, 过渡层处于一种近于自由夹卷的状态, (44) 式不再成立, 这时我们令 $\beta=1$, 而 h 则由下式^[3] 预报

$$\partial h / \partial t = \overline{W} + 0.2 W_* \quad (45)$$

(2) 确定 k

本文中取

$$k = k_1 F(z/h) \quad (46)$$

$$F(z/h) = \begin{cases} 2.0, & z/h > \frac{2}{3} \\ 6.0(1 - z/h), & z/h \leq \frac{2}{3} \end{cases} \quad (47)$$

其中 k_1 是一比例系数, 此系数用类似 Blackadar^[8] 所提出的方法来确定, 即积分 (28) 式可得

$$k_1 = -[\overline{w'\theta'}(z_s) - \overline{w'\theta'}(h)]/\alpha_s \int_{z_s}^h F(z/h)(2\overline{\theta} - \theta_b - \theta_l) dz \quad (48)$$

三、计算方法和初、边值条件

1. 计算方法

文中的方程组 (9) — (20) 可用简单的数值积分方法求解. 对于预报方程组 (29) — (34) 及 (38) — (40) 可把它们写成一般的形式

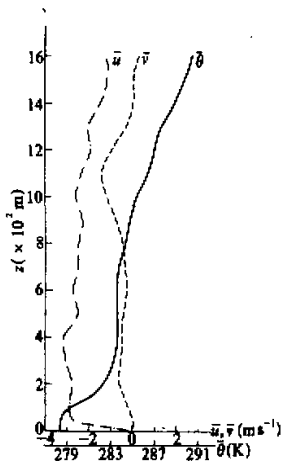


图 2 09 时观测到的风和位温廓线

—— 位温 ($\overline{\theta}$)
 - - - - 风速向东分量 (\overline{u})
 - · - · 风速向北分量 (\overline{v})

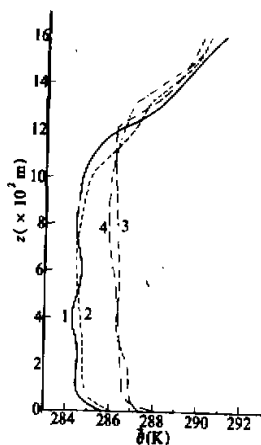


图 3 模拟和实测的位温廓线 ($\overline{\theta}$)

1. ——— 12 时实测值
 2. - - - 12 时模拟值
 3. - · - 15 时实测值
 4. · · · 15 时模拟值

$$\partial A_i / \partial t = \sum_{j=1}^3 F_{1j} A_j + F_{2i} \quad (49)$$

其中 $A_i (i=1-3)$ 表示要预报的平均场的风 (\bar{u}, \bar{v}) 和位温 $(\bar{\theta})$, 而 F_{1j}, F_{2i} 则是非预报量 $u_b, u_t, v_b, v_t, \theta_b, \theta_t, u_g, v_g$ 等的函数. 本文取 (49) 式的差分形式为

$$A_i^{(n+1)} - A_i^{(n)} = \Delta t \left[\sum_{j=1}^3 F_{1j}^{(n)} A_j^{(n+1)} + F_{2i}^{(n)} \right] \quad (50)$$

文中取时间步长 $\Delta t = 60$ s.

2. 初始条件和边界条件

本文中, 实测的边界层中的平均风 (\bar{u}, \bar{v}) 和位温 $(\bar{\theta})$ 由 Wangara 大气边界层试验资料^[13] 中的第 33 天 09 时至 18 时的数据给出, 模拟时所取的初始值为 09 时的观测值, 图 2 绘出了此时的平均风和位温廓线. \bar{u} 与 \bar{v} 的边界条件为

$$z = z_0 \text{ 时, } (\bar{u}, \bar{v}) = (0, 0) \quad (51)$$

这里 z_0 是地表粗糙度, 取 $z_0 = 1$ cm, 地面湍流热通量为

$$H_0 = C_p \rho_0 \overline{w' \theta'_0} = 192.0 \cos [(t-12)\pi/(t_2-t_1)] \quad \text{J/m}^2 \cdot \text{s} \quad (52)$$

这里 t_1, t_2 分别是日出和日落时间, H_0 约为总热通量的 75%.

四、结果分析

本文中, 地转风和热成风由实测资料用 Yamada 和 Mellor^[7] 所述的方法给出.

图 3 和图 4 分别绘出了模拟和实测的位温和风廓线. 由图 3 可见, 模拟出的位温廓线与实测的符合得相当好. 由模拟廓线可见, 从地面到达 100 m 左右空间内的气层是一强不稳定层, 在混合层内, 位温随高度变化很小, 而在过渡层中位温随高度增加很快. 在混合层顶附近及其以上的高度范围内, 模拟的与实测的位温相差较大, 其最大值约为 1°C , 这可能是因为模式没有考虑平流作用而造成的. 从图 4 可见, 12 点时, 模拟出的风与实测的风比较接近, 只是向东分量在高度为 900 m—1300 m 的空间中有较大误差, 其值约为 1.5 m/s, 15 点时, 模拟结果与实测结果相差较大一些, 但其风速误差也在 1.5 m/s 之内, Yamada 和 Mellor^[7], André^[12] 等人用他们各自的模式模拟了此例, 也发现类似的现象, 前二位研究者认为引起这种误差的原因是模式中略去了平流作用, 我们认为除此之外, 热成风资料太少 (每隔 12 小时一次) 也可能是另一造成这种误差的重要因素, 因为在 800 m 高度之上, 在 12 和 15 时, 本文中模拟出的风速 $(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2}$ 都较实测的要小 1 m/s 左右.

图 5 和图 6 分别绘出了模拟所得的垂直热通量和动量通量廓线, 此二图中过渡层中的虚线不是根据计算结果, 而是根据过渡层中各种通量随高度线性减小这一假定而作的. 由图 5 可见, 在混合层中, 下部垂直热通量基本上是随高度线性减小的, 在混合层顶,

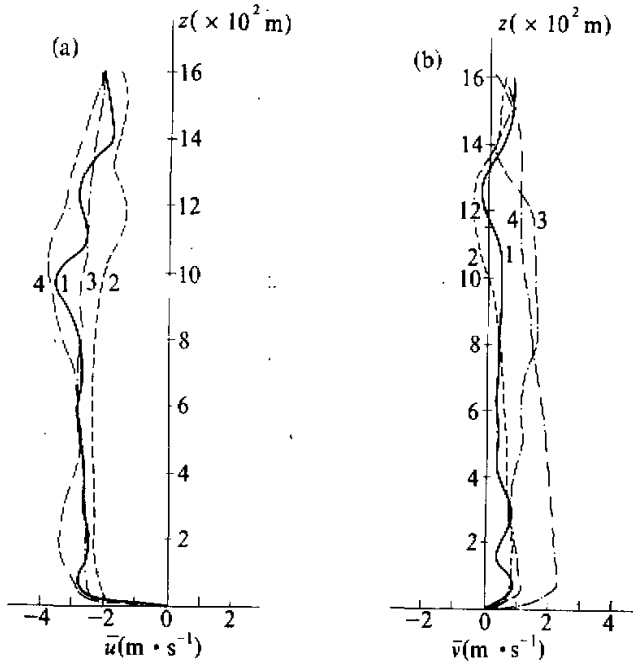


图4 模拟和实测的风廓线

(a) 风速向东分量(\bar{u}) (b) 风速向北分量(\bar{v})

其它说明同图3

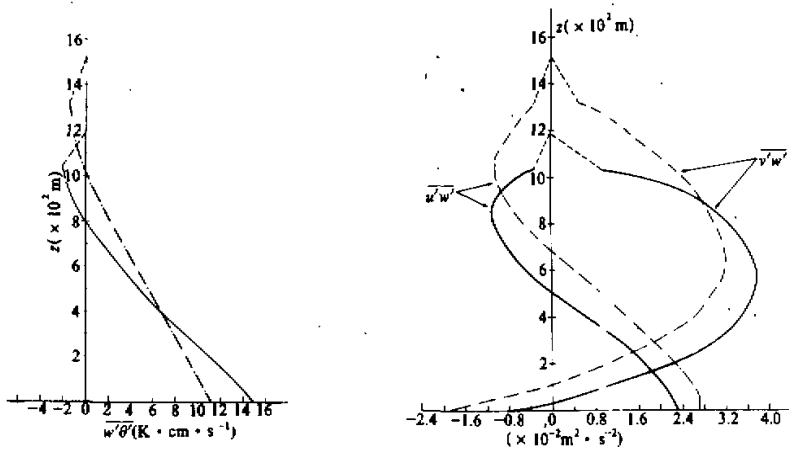
图5 模拟所得的垂直热通量廓线($\overline{w'\theta'}$)

图6 模拟所得的动量通量廓线

—— 12点
 - - - 15点

—— 12点
 - - - 15点

垂直热通量取一负的最小值。对比图5与图3中的模拟廓线,我们可发现在12时和15时分别在 $650\text{ m} < z < 800\text{ m}$ 和 $800\text{ m} < z < 1000\text{ m}$ 范围内,垂直热通量是反梯度输送的。

由图 6 可见, 动量通量也显示了对流边界层的特征, 雷诺应力在 600 m 高度附近取最大值, 而不是在地面。另外, 图 5 和图 6 中垂直热量通量和动量通量随高度分布的形式与 André 等人^[2]用三阶矩模式模拟的结果也是一致的。

五、结 束 语

本文构造了一个直接考虑大涡和小涡作用的对流边界层模式, 模式中假定在小涡旋的作用下, 大涡旋与平均场交换动量及热量, 大涡旋中气块的上升、下沉运动, 使得平均场中各层次能直接相互影响, 从而, 任一时刻在混合层中任一位置, 湍流动量和热量通量与整个对流边界层的状态有关。文中, 我们专门引入了一组方程来描述大涡旋中气块的风和位温的变化。本文还用 Wangara 大气边界层试验资料^[13]中第 33 天 09 时至 18 时的观测数据检验了模式的性能。实例模拟表明, 模拟出的温度分布与实测的吻合得相当好, 模拟出的风与实测的也比较接近, 其风速误差在 1.5 m/s 之内。就模式功能而言, 可以证明, 当大涡旋中气块上升、下沉速度 $W_p \rightarrow +\infty$ 时, 本文中近地层与混合层中的平均风和位温的控制方程与 Zhang 和 Anthes^[9]所构造的自由对流夹卷模式中的控制方程相同。

参 考 文 献

- [1] Wyngaard, J. C. and O. R. Cote, 1974, The evolution of a convective planetary boundary layer, a higher-order-closure model study, *Bound-Layer Meteor.*, 7, 289—308.
- [2] André, J. C. et al., 1978, Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 35, 1861—1883.
- [3] Deardorff, J. W., 1974, Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer, *Bound-Layer Meteor.*, 7, 81—106.
- [4] Deardorff, J. W., 1974, Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer, *Bound-Layer Meteor.*, 7, 199—226.
- [5] Estoque, M., 1963, A numerical model of the atmospheric boundary layer, *J. Geophys. Res.*, 68, 1103—1113.
- [6] Sasamori, T., 1970, A numerical study of atmospheric and soil boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, 27, 1122—1137.
- [7] Yamada, T. and Mellor, G., 1975, A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data, *J. Atmos. Sci.*, 32, 2309—2329.
- [8] Blackadar, A. K., 1978, Modeling pollutant transfer during daytime convection, *Fourth Symp. on Atmospheric Turbulence Diffusion, and Air Quality*, Reno. Amer. Meteor. Soc., 443—447.
- [9] Zhang, D. L. and R. A., Anthes, 1982, A high-resolution model of the planetary boundary layer-sensitivity tests and comparisons with SESAME-79 Data, *J. Appl. Meteor.*, 21, 1594—1609.
- [10] Deardorff, J. W., 1970, Preliminary results from numerical integrations of the unstable planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 27, 1209—1211.
- [11] 肖经纬、周明煜, 1983, 大气边界层中浮力作用引起的混合层发展过程, *中国科学(B)*, 11, 1150—1059.
- [12] Businger, J. A., 微气象学, D. A. 豪根主编, 李兴生等译, 科学出版社, 1984, p. 397.
- [13] Clarke, R. H. et al., The Wangara Experiment: Boundary Layer Data, CSIRO, Melbourne, 1971.