

论大气边界层的数值模拟方法

钟世远 李兴生

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文采用分层模式和连续模式模拟了一维、稳定的大气边界层中一些主要的气象变量随时间的变化规律,讨论了几种气象条件下及下垫面条件下计算结果之间的差异,并且还讨论了常值湍流热通量层存在的条件及其高度随时间的变化,从而给出了两种模式适用的范围。

一、引 言

自从 Estoque (1963)^[1] 提出了一个较为完整的大气边界层数值模式以来,随着边界层理论研究的不断深入及其应用范围的日益扩大,定量地了解大气边界层内各种气象要素的变化规律已成为越来越迫切的需要,这就导致了许许多数值模式的出现。这些数值模式虽然由于所考虑的物理过程不同,以及所采用的参数化方法不同而各不相同,但在处理方法上却不无相似之处。以 K 理论和高阶矩模式而论,可以归纳为两种不同的处理方法,一种是以相似理论为基础的分层模式 (Estoque (1963)^[1], Blackadar (1976)^[2], Yu (1976)^[3], Halberstam 和 Melencley (1979)^[4] 等),该方法将大气边界层划分为常值湍流通量层 (又称近地层) 以及 Ekman 层两层,在常值通量层内根据 Momin-Obukhov 采用的相似理论来描述湍流场的变化,直接给出了风、温、湿分布的解析表达式,从而简化了该层的数值计算,这样不仅节约了计算工作量,而且也避免了由于差分运算带来的误差。然而,在某些气象条件下及下垫面条件下,常值湍流通量层是否存在是值得怀疑的^[5],在这些条件下,这种分层模拟的方法是否可行也是一个值得研究的问题。另一种是垂直方向连续的模式 (Delage (1974)^[6], Yamada 和 Mellor (1975)^[7], Brost 和 Wyngaard (1978)^[8], Andre (1978)^[9] 等人),这种模式是在整个边界层范围内数值求解大气边界层的基本方程组,其优点在于不受气象及下垫面条件的限制。然而,由于各平均量在低层存在强烈的梯度,差分运算必然带来较大的误差,只有在网格很密的情况下才能得到精确的结果,但网格的加密又是以计算量的增加为代价的。尽管新的数值模式不断出现,理论上也更加完善,可上述两种模拟方法仍是迄今为止最为常见的。这两种不同的模拟方法对模拟结果会产生什么样的影响,就是本文所要探讨的问题。

1984年11月20日收到,1985年3月11日收到修改稿。

二、模式的建立

1. 基本方程

在平坦、均匀的下垫面条件下, 当天气形势比较平稳时, 大气运动基本上是水平均匀的, 各平均量仅仅依赖于时间 t 和高度 z , 如果略去分子输送项, 大气边界层控制方程组演变变为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f(v - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f(u - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial F_N}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial q}{\partial z} \quad (4)$$

式中 $F_N = F\uparrow - F\downarrow$ 为长波辐射净通量, 其它各量均代表它们通常的气象意义. 为简化起见, 方程(1)–(4)中已设各种湍流交换系数相等, Webb (1970)^[10] 和 Oke (1970)^[11] 的观测都表明这个假设在稳定层结条件下是合理的.

为了闭合上面的方程组, 引进湍流能量方程, 在上述各种假设下, 湍能方程取如下形式:

$$\frac{\partial b^2}{\partial t} = K \left(S^2 - \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial b^2}{\partial z} - \varepsilon \quad (5)$$

式中 $b^2 = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ 为湍流脉动动能, $S^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2$ 为风切变, ε 为湍能耗散率.

根据 Kolmogorov 的相似理论, 湍流交换系数 K 湍流能量耗散率 ε 与湍流尺度 l 及脉动动能 b^2 之间存在如下关系:

$$K = c_0 l b \quad (6)$$

$$\varepsilon = c_1 b^3 / l \quad (6)'$$

式中, c_0, c_1 为常数 (本文取 0.46, 0.4), l 为混合长, 在此取 Djolov (1973)^[12] 给出的形式:

$$l = K(z + z_0) / \left(\varphi_m^+ \frac{k(z + z_0)}{\lambda} \right) \quad (7)$$

这里 k 是 Von-Karman 常数, 取为 0.4. φ_m 为近地层无量纲风速梯度, 下一节将给出它的形式. $\lambda = c_2 G / f$, G 为地转风模, c_2 为常数. 取值为 4×10^{-4} .

Wyngaard 和 Cote (1971)^[13] 通过观测发现, 在稳定层结条件下, 湍流能量方程中的扩散项与时变项与其它项比较可以略去, 于是, 从方程(5)我们得到:

$$K \left(S^2 - \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) = \varepsilon \quad (8)$$

将(6), (6)'代入(8)式, 解出 b , 再代回到(6)式, 得到:

$$K = l^2 \left(S^2 - \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^{1/2} = l^2 S \left(1 - \frac{g}{\theta S^2} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^{1/2} \quad (9)$$

式中比值 $\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} / S^2$ 代表湍流反抗浮力做功的动能耗散与平均动能转化为脉动动能的湍能增益之比,这正好是 Richardson 数 R_i 。因子 $(1 - R_i)^{1/2}$ 反映了层结对交换系数的影响。于是,我们得到了用风切变、混合长及理查孙数表示的湍流交换系数的表达式:

$$K = l^2 S (1 - R_i)^{1/2} \quad (10a)$$

当 $R_i \geq 1$ 时, k 的形式类似于 Karlsson (1972)^[24] 取

$$K = l^2 S / (1 + R_i)^2 \quad (10b)$$

方程(1)–(4)与方程(7)、(10)构成了一组闭合方程。

2. 相似理论与分层模式

分层模式将大气边界层分为两层,从地表至 10 米为近地层,以上至边界层顶 ($z = H$) 为 Ekman 层。

根据 Monin-Obukhov 的相似理论,近地层的无量纲风、温、湿梯度可表示为:

$$\begin{aligned} \frac{kz}{u_*} \frac{\partial V}{\partial z} &= \varphi_m(z/L) \\ \frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \varphi_H(z/L) \\ \frac{kz}{q_*} \frac{\partial q}{\partial z} &= \varphi_H(z/L) \end{aligned} \quad (11)$$

这里 $V = (u^2 + v^2)^{1/2}$, 为摩擦速度, u_* 为切应力, θ_* , q_* 分别为近地层的特征温度与湿度, $L = u_*^2 / \frac{g}{\theta} k \theta_*$ 为 Monin-Obukhov 长度, φ_m 和 φ_H 是普适函数,在稳定大气层结条件下,根据 Webb^[25] 的观测。

$$\varphi_m = \varphi_H = 1 + \beta z/L, \quad (12)$$

其中 $\beta = 5$

积分方程(11),便可得到近地层的风、温、湿廓线:

$$\frac{V}{u_*} = \frac{\theta - \theta_0}{\theta_*} = \frac{q - q_0}{q_*} = \frac{1}{k} \left(\ln \frac{z + z_0}{z_0} + \beta \frac{z + z_0}{L} \right). \quad (13)$$

原则上, u_* , θ_* , q_* 一旦确定,就可以得到近地层的风、温、湿分布,但在数值模式中这个问题是反过来进行的。

在(13)式中取 z 为近地层顶高度 h , 解出 u_* , θ_* , 并代入 L 的定义式,再定义总体理查孙数为:

$$R_b = \frac{g(\theta_h - \theta_0)}{\theta_0 V_h^2} \quad (14)$$

便可得到:

$$z_h/L = \frac{R_b}{1 - \beta R_b} \quad (15)$$

给定初始时刻近地层顶的各平均量, 利用(13)–(15)式, 即可得到近地层的湍流动量通量 $\tau = \rho u_*^2$ 、热量通量 $H_0 = -c_p \rho_0 u_* \theta_*$ 和水汽通量 $Q_0 = -\rho_0 u_* q_*$, 将这些量代入近地层顶变量的预报方程, 便能求得下一时刻近地层顶的各平均量, 以此类推。

近地层顶各平均量的预报方程为:

$$\frac{\partial u_h}{\partial t} = f(v_h - v_{gh}) + \left[\left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z_{h+1}} - \frac{\tau}{\rho_0} \frac{u_h}{V_h} \right] / z_h \quad (16)$$

$$\frac{\partial v_h}{\partial t} = -f(u_h - u_{gh}) + \left[\left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z_{h+1}} - \frac{\tau}{\rho_0} \frac{v_h}{V_h} \right] / z_h \quad (17)$$

$$\frac{\partial \theta_h}{\partial t} = \left[\left(k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_{z_{h+1}} - H_0 / \rho_0 c_p \right] / z_h \quad (18)$$

$$\frac{\partial q_h}{\partial t} = \left[\left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right)_{z_{h+1}} - Q_0 / \rho_0 \right] / z_h \quad (19)$$

其中

$$V_h = (u_h^2 + v_h^2)^{1/2}$$

上面的一系列公式是在湍流通量不随高度变化的前提下导出的。在近地层, 定常、水平均匀的条件原则上是容易满足的, 从基本方程(1)–(4)可知, 在定常、水平均匀的条件下, 湍流动量和水汽通量不随高度变化, 而湍流热通量和长波辐射热通量之总和才不随高度而变, 即

$$H + F_N = \rho c_p \overline{w' \theta'} + F_N = H_0 + F_{N_0} \quad (20)$$

则

$$H(z) = H_0 \left(1 + \frac{F_{N_0} - F_N}{H_0} \right) \quad (21)$$

显然, 只有当 $\frac{F_{N_0} - F_N}{H_0} \ll 1$ 时, 才有 $H = H_0$, 然而这个条件在夜间稳定层结条件下往往是难以满足的。

让我们定义一个小正数 δ , 并且令满足 $(H(z) - H_0)/H_0 \leq \delta$ 的最大高度为常值湍流热通量层的高度, 显而易见, 当分层模式中所取的近地层高度 h 大于这个高度时, 该模式在低层将会导致较大的误差。

3. 垂直方向的连续模式

这种方法在整个大气边界层范围内求基本方程组(1)–(4)的数值解, 从而避免了由于常值湍流通量层假设在某些情况下的不合理性带来的误差。

在近地面层, 由于受到下垫面的强烈影响, 各物理量的梯度很大, 为了避免数值差分在这里产生较大的误差, 提高低层的分辨率, 我们采用非等间距垂直网格:

$$\text{当 } z_0 \leq z \leq 10 \text{ 米时: } z(J) = J - 1 + z_0 \quad (J = 1, 2, \dots, 11)$$

$$\text{当 } 10 \text{ 米} \leq z \leq 1910 \text{ 米时: } z(J) = z(11) + 25(J - 11) \quad (J = 12, 13, \dots, 82) \quad (22)$$

下面, 称分层模式为模式 I, 连续模式为模式 II。

4. 关于地面温度的计算

为比较两种模式在计算地面温度时产生的差异,我们用地面热平衡方程来预报地面温度。

设土壤表面与贴地面的一层空气始终处于热平衡状态,则地面温度 θ_0 的变化满足下列热平衡方程:

$$c_g \frac{\partial \theta_0}{\partial t} = -F_{N_0} - H_0 - H_g - LQ_0 \quad (23)$$

其中 c_g 是土壤表面单位面积的热容量,它与单位体积土壤热容量 c_s , 土壤热传导率 λ 及地球自转角速度 ω 之间的关系参照 Blackadar (1976)^[2] 的公式

$$c_g = 0.95 \left(\frac{\lambda c_s}{2\omega} \right)^{1/2} \quad (24)$$

方程(23)右边各项的物理意义如下:

- i) $F_{N_0} = F_0 \uparrow - E_0 F_0 \downarrow$ 代表地面放出与吸收的长波辐射差额。
- ii) $H_0 = k_0 c_g (T_0 - T_1)$ 代表地面与空气之间的感热交换, $k_0 = \omega + 3 \times 10^{-1} u_*$, T_1 是 10 米高度的空气温度。
- iii) $H_g = k_g c_g (T_0 - \bar{T}_g)$ 表示地表面与下层土壤间的分子热输送, 其中 $k_g = 1.18\omega$, $\bar{T}_g$ 是土壤内部的平均温度。
- iv) $LQ_0 = L \rho_0 \overline{w'q'_0} = -L \rho_0 u_* q_*$ 表征地面与空气之间的潜热交换, L 为凝结潜热。

三、长波辐射通量的计算

由于在低层大气中,水汽的吸收与发射是主要的,因此,在这里我们仅考虑水汽的热辐射。

利用“比发射率”或“灰体”近似的概念,以 $E^\dagger(w)$, $E^\ddagger(w)$ 分别表示单位截面气柱内含量为 w 的水汽向上和向下的灰体发射率, $B = \sigma T^4$ 表示单位时间单位面积的黑体发射的能量,则长波辐射传输方程可以写成:

$$\begin{aligned} F^\dagger(z) &= \int_0^{w_T - w} B(\bar{T}) \frac{dE^\dagger(w')}{dw'} dw' \\ &= \int_0^{w_H - w} B(\bar{T}) \frac{dE^\dagger(w')}{dw'} dw' + B(\tilde{T}) [E^\dagger(w_T - w) \\ &\quad - E^\ddagger(w_H - w)] \end{aligned} \quad (25)$$

式中 w_T 表示整层大气单位截面气柱的水汽含量。

类似于 Garratt 和 Brost (1981)^[23] 的处理方法,令:

$$F^\dagger(H) = B(\tilde{T}) E^\dagger(w_T - w_H) \quad (26)$$

代表边界层之上的水汽向下发射到达边界层顶的能量通量密度,则(25)式变为:

$$F^\dagger(z) = \int_0^{w_H - w} B(\bar{T}) \frac{dE^\dagger(w')}{dw'} dw'$$

$$+ F^{\dagger}(H) \frac{E^{\dagger}(w_T - w) - E^{\dagger}(w_H - w)}{E^{\dagger}(w_T - w_H)} \quad (27)$$

而

$$F^{\dagger}(z) = \int_0^z B(\bar{T}) \frac{dE^{\dagger}(w')}{dw'} dw' + [E_0 B(T_0) + (1 - E_0) F^{\dagger}(0)] \quad (28)$$

式中 E_0 为地面的比发射率。

经气压订正后的水汽吸收质量为:

$$w(z) = \int_0^z \rho q \frac{P}{P_0} dz' \quad (29)$$

我们采用 Rodgers (1967)^[16] 的比发射率参数化公式:

$$E(w) = \begin{cases} \sum_{i=0}^4 a_{ij} (\ln w)^i & w > 0.001 \text{ 克/厘米}^2 \\ \sum_{i=1}^4 b_{ij} (w)^i & w \leq 0.001 \text{ 克/厘米}^2 \end{cases} \quad (30)$$

其中 $j = 1, E = E^{\dagger}; j = 2, E = E^{\ddagger}$. 系数 a_{ij} 与 b_{ij} 值见表 1.

表 1 比发射率参数化系数表

i	a_{i1}	b_{i1}	a_{i2}	b_{i2}
0	0.59830		0.65580	
1	0.15068	9.329	0.12175	8.857
2	0.03404	-446.4	0.01498	-332.8
3	0.00655	824.0	0.00150	14607.0
4	0.00049	259700.0	0.00005	-261900.0

四、差分格式与初边值条件

一阶导数用前差, 二阶导数用中心差, 基本方程(1)~(4)的差分方程为:

$$A[J] \xi^{n+1}[J-1] + B[J] \xi^{n+1}[J] + c[J] \xi^{n+1}[J+1] = D[J] \quad (31)$$

其中,

$$\begin{aligned} A[J] &= -2k[J] \Delta t / \Delta z [J] \{ \Delta z [J] + \Delta z [J+1] \} \\ B[J] &= \frac{\Delta z [J] k [J+1] + \{ 2 \Delta z [J+1] - \Delta z [J] \} k [J]}{\Delta z^2 [J+1] \Delta z [J]} \Delta t + 1 \\ c[J] &= -\frac{\{ \Delta z [J] + \Delta z [J+1] \} k [J+1] + \{ \Delta z [J+1] - \Delta z [J] \} k [J]}{\{ \Delta z [J] + \Delta z [J+1] \} \Delta z [J+1]^2} \\ D[J] &= \begin{cases} u^n [J] + f \{ v^n [J] - v_s^n [J] \} \Delta t & \xi = u \\ v^n [J] + f \{ u_s^n [J] - u^n [J] \} \Delta t & \xi = v \\ \theta^n [J] - \{ F_N [J+1] - F_N [J] \} \Delta t / \rho c_p \Delta z [J+1] & \xi = \theta \\ q^n [J] & \xi = q \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Delta z [J] = z [J] - z [J-1]$$

方程(31)的系数矩阵是三对角矩阵, 我们采用追赶法来求解以加快计算速度。

方程的边界条件为:

$$z = H \text{ 处: } u = u_s(t, H), v = v_s(t, H), \theta = \theta(0, H), q = q(0, H).$$

$$z = 0 \text{ 处: } u = v = 0, \theta = \theta_0(z), q = q_0(z)$$

我们选用 Wangara 实验 (Clarke 等 1967^[27]) 第 33 天 18 点到次日凌晨 6 点的观测资料进行了模拟, 初始条件由 18 点的实测资料给出。另外, 我们还采用某些气象条件及下垫面条件下中性定常方程组的解作为初始条件进行了计算。初始分布的气象参数分类见表 2。

表 2 初始分布的气象参数

$\theta(z)$ (°C)	10				实测资料
z_0 (米)	0.01		0.1	0.001	0.01
G (米/秒)	10	5	10		实测资料时空内插
q_0 (克/千克)	20 3	20 3-	20 3	20 3	3.4
类 别	B1 B2	B3 B4	C1 C2	C3 C4	A

五、结果与讨论

定义湍流热通量的相对变化率为:

$$\Delta H = \frac{H(z) - H(0)}{H(0)} \quad (32)$$

从方程(20)可知, 在定常、水平均匀的假定下,

$$H(z) = H(0) + F_N(0) - F_N(z) \quad (33)$$

则 ΔH 也可以表示为:

$$\Delta H = \frac{F_N(0) - F_N(z)}{H(0)} \quad (34)$$

取 $\delta = 10\%$, 定义满足 $\Delta H \leq \delta$ 的最大高度为常值湍流热通量层以 h_t 表示, 显然, h_t 与辐射通量差有着密切的关系。

Garratt 和 Brost (1981)^[28] 指出从地面到 $0.1 h_0$ (h_0 为夜间边界层高度) 的这一层中, 总的冷却率由辐射冷却和湍流加热共同决定。按照这一结论, 在低层, 如果温度变化趋于定常或准定常状态, 则意味着辐射冷却与湍流热通量耦合的相互作用基本上处于平衡状态。显然, 辐射冷却越强烈, 湍流热通量耦合也越强烈, 即湍流热通量随高度的变化也越大, 根据(32)及(34)可知, 常值湍流热通量层的高度也越低。

积分方程(2)可以得到:

$$\rho c_p \int_0^z \frac{\partial \theta}{\partial t} dz' = [H(0) - H(z)] - [F_N(z) - F_N(0)] \quad (35)$$

从模拟结果来看, 在转换期 6 小时后, 温度随时间的变化很小 (小于 $1^\circ\text{C}/\text{小时}$), 在积分上限 z 比较小时 (本文上限 z 取为 10 米), (35) 式左边时变项与右边项比较可以略去, 右边两项即处于平衡状态, 这时 ΔH 可以由公式(34)计算。图(1)给出了用 (34) 式计算得到

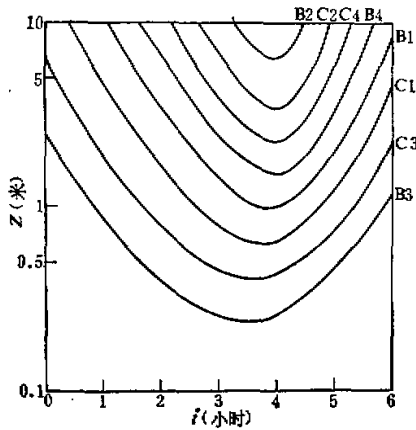


图1 常值湍流热通量层高度随时间的演变

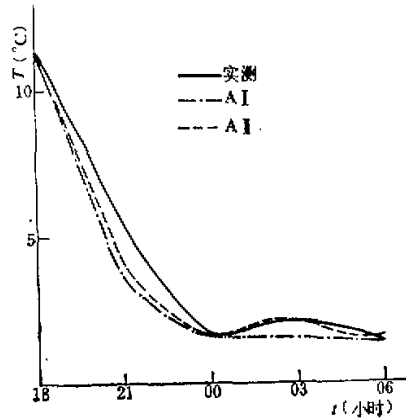


图2 模拟的与实测的地面温度变化

的各种情形下常值湍流热通量层高度随时间的演变,这里只给出了 $h_t \leq 10$ 米的情况,因为大多数采用分层模式的作者常常规定近地层的高度为 10 米,这也是所有分层模式所取的最低的常值通量层高度,事实上,这个最低高度的假设在某些条件下也是难以成立的。本文就是要探讨这个假设成立的条件即分层模式可使用的条件和范围。从图(1)可见, B2 情形的 h_t 在整个夜间基本上都大于 10 米, B3, C3 两种情形的 h_t 几乎连一米都达不到,其它几种情况都介于这两者之间。对照表 2 可知,在 B2 情形,由于湿度很小,使得辐射冷却的作用不大;另一方面,由于风速很大,促进了上、下层之间的湍流混合,使热通量趋于均匀分布。因此,在此种大风、低湿的情况下,常值湍流热通量层较高,反之,在小风、高湿或小粗糙度、高湿的情形 B3, C3, 强烈的辐射冷却要求很强的湍流加热,以补偿由于辐射冷却而造成的温度下降;同时,微风或小粗糙度削弱了低层的湍流交换,从而导致很大的热通量梯度,这时,近地面常值湍流热通量层很薄,甚至难以存在。从图(1)还发现 C1, C3 两种情况的 h_t 之差不如 B1, B3 两种情况的差别大,这说明粗糙度对常值湍流热通量层高度的影响不如地转风的影响大。显然影响最直接的因子是温度,即使地转风、粗糙度都较大,但如果温度很高, h_t 也可能很低,因此 模式 I 在应用于潮湿的稳定边界层时要特别小心。

图(1)中未给出情形 A 的 h_t , 因为计算结果表明此时的 h_t 在整个夜间均大于 10 米,这主要是由于这一夜湿度很小,辐射冷却作用不强,同时地转风较大有利于湍流混合。图(2)给出了用两种模式预报的地面温度与实测资料的比较,可见两种模式均能较好地预报出地面温度的变化,但模式 II 比模式 I 与实测资料更吻合。图(3a、3b)给出了两种模式模拟的风、温廓线以及实测的风、温廓线,由图可见,两种模式得到的廓线相当接近,与实测资料符合得也比较好,这说明在情形 A 的条件下两种模式均能较好地模拟出气象要素的时空分布。模拟的低空急流强度、高度与逆温高度的偏低可能是由于模式未计入平流作用和地转风给得不够精确造成的。

图(4)一(6)给出了 B3, C3 两种情形的计算结果。图(4)、图(5)是风速极大值高度

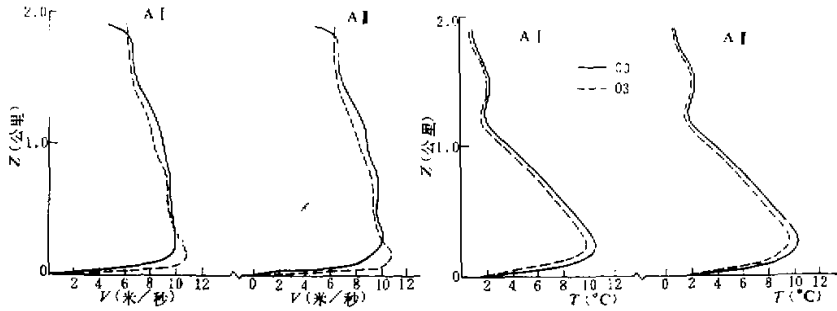


图 3a 两种模式模拟的风温廓线和实测的风温廓线之间的比较

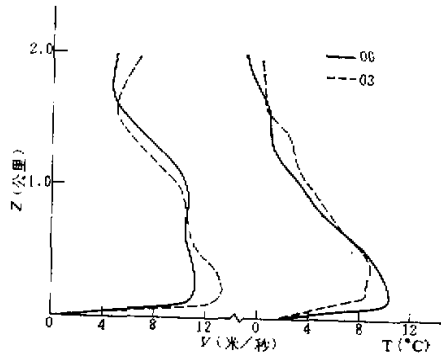


图 3b 两种模式模拟的风温廓线和实测的风温廓线之间的比较

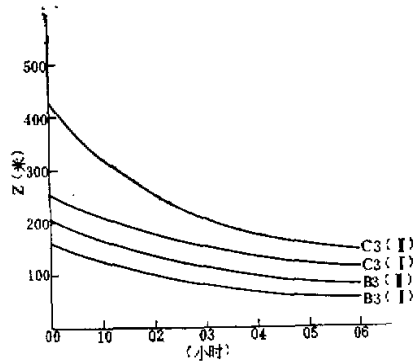


图 4 B_3 , C_3 条件下, 风极大值随时间的变化

与逆温层顶高度随时间的演变。由图可见, 模式 I 得到的这两种高度都比模式 II 计算的值低。图(6)是两种模式模拟的逆温强度的比较。图中表明, 模式 I 计算的逆温强度高于模式 II 计算的值。上面这些结果可以解释为模式 I 在低层采用的是相似理论得到的温度廓线, 未计入辐射冷却的作用, 这种影响向上传播的结果使得逆温强度增大、高度下

降^[18], 由于逆温高度的降低, 使湍流层高度也降低, 从而导致低空急流高度下降. 计算结果还表明, 两种模式计算的低空急流强度非常接近, 最大偏差不超过 0.5 米/秒.

除上述分析外, 在其它几种情形下, 两种模式模拟得到的平均场的廓线几乎重合, 可见, 在这些情形下, 引进常值湍流通量层来简化近地层的计算, 对平均场的模拟结果不会产生什么影响.

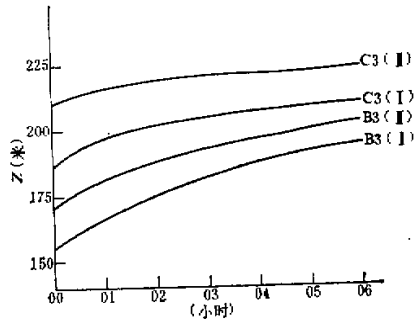


图5 B, C, 条件下, 逆温顶随时间的变化

六、结 论

通过上面的分析讨论, 可以得到如下的结论:

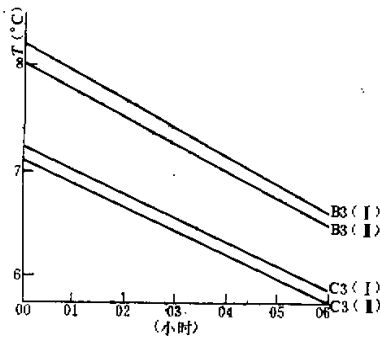


图6 B, C, 条件下, 逆温强度随时间的变化

在夜间大气边界层中, 由于低层存在较强烈的长波辐射冷却, 要维持准定常的温度变化必须有较强的湍流加热来平衡辐射冷却造成的温度下降, 换句话说, 必须存在较大的湍流热通量梯度. 因此, 通常认为的在边界层最低的几十米内存在一层常值湍流热通量层的假定在夜间稳定层结条件下是有局限性的, 它限制了以这个假设为出发点的分层模拟方法的适用范围. 在地转风较小或粗糙度较低的潮湿的夜间稳定边界层内, 常值湍流热通量层很低甚至几乎不存在, 因而在这些条件下, 最好用连续模式来预报气象要素的时空变

化,除此以外,两种方法的模拟结果之间差异甚微,这时,分层模式以其明了、简单和节约计算工作量的优点而比连续模式更具有实用价值。

参 考 文 献

- [1] Estoque, M. A., 1963, *J. Geophys. Res.*, **38**, 1103—1113.
- [2] Blackadar, A. K., 1976, Modeling the nocturnal boundary layer, Preprints, third symp. on atmospheric turbulence diffusion and air quality, Raleigh, Amer. Meteor. Soc., 46—49.
- [3] Yu, T. W., 1976, Numerical studies of the atmospheric boundary layer with a turbulent energy closure scheme, Preprints third symp. on atmospheric turbulence diffusion and air quality, Raleigh, Amer. Meteor. Soc., 53—59.
- [4] Halberstam, L. and Meleneley, R., 1979, *B. L. M.*, **16**, 431—452.
- [5] 李兴生、卞新稼、钟世远, 近地层中湍流热通量和辐射通量相互作用的数值研究(待发表).
- [6] Delage, Y., 1974, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **100**, 351—364.
- [7] Yamada, T. and Mellor, G., 1975, *J. A. S.*, **32**, 2309—2329.
- [8] Brost, R. A. and Wyngaard, J. C., 1978, *J. A. S.*, **35**, 1427—1440.
- [9] Andre, A. C. et al. 1978, *J. A. S.*, **35**, 1861—1883.
- [10] Webb, E. K., 1970, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **96**, 67—90.
- [11] Oke, T. R., 1970, *J. Appl. Met.*, **9**, 778—786.
- [12] Djolov, G. D., 1973, Modeling of interdependent diurnal variation of meteorological elements in the boundary layer. Ph. D. Thesis University of Waterloo, Waterloo, Ontario.
- [13] Wyngaard, J. C. and Cote, O. R., 1971, *J. A. S.*, **28**, 190—201.
- [14] Karlsson, E., 1972, A numerical model for the boundary layer of the atmospheric at neutral and stable stratification, DM-7, Inst. of Meteorology, University of Stockholm (In Swedish).
- [15] Garratt, J. R. and Brost, R. A., 1981, *J. A. S.*, **38**, 2730—2746.
- [16] Rodgers, C. D., 1967, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **93**, 43—54.
- [17] Clarke, R. H. et al., 1971, The Wangara Experiment: Boundary Layer Data, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, Australia.
- [18] 铁学照、周明煜, 1984, *大气科学*, 第8卷, 260—271。

ON THE METHODS OF NUMERICAL SIMULATION OF THE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

Zhong Shiyuan Li Xingsheng

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, two sorts of one-dimensional models are used for simulating variations of some meteorological variables with time in the atmospheric boundary layer (ABL) under the stable conditions. One of the models divides the ABL into two parts and the other treats it as a whole continuously in the vertical direction. The differences between the calculated results under the various meteorological and the surface conditions are discussed. The conditions under which the constant turbulent heat flux layer (CTHFL) exists and variations of the height of the CTHFL with time are also given. As a result, the valid extension for the two sorts of models is obtained.