

坡地斜压稳定大气边界层结构的数值研究

钟世远

(南京大学大气科学系)

周明煜 李兴生

(国家海洋局海洋环境预报中心)

提 要

本文用数值模式较为全面地探讨了斜坡地形斜压稳定大气边界层的结构,并与平坦地形的结果进行了比较,给出了两者之间很有意思的差别。

一、引 言

在夜间稳定层结条件下,辐射冷却的作用使斜坡地形上的空气密度大于平原地区同高度的空气密度,冷而重的空气顺坡面向下流动形成通常所谓的下坡风。大量观测事实表明,由于下坡风的存在使坡地与平坦地形的边界层结构有着很大的差异,研究这些差异对进一步了解坡地边界层结构特征以及利用它们来改善局地环境质量无疑是很有意义的。Wyngaard 和 Brost^[1] 以及 Rao 等^[2] 曾对斜坡地形的边界层结构及其与平坦地形边界层结构的差异进行过不同方面研究并取得了一些有益的结果。本文用一个包括了辐射冷却以及温度平流较为完整的边界层数值模式对这个问题进行了更为深入的探讨。

二、模式的建立

1. 控制方程组 设有一个均匀倾斜的无限大坡面,其坡度为 α ,取 z 轴垂直于坡面指向上, x 、 y 轴平行于坡面, x 轴与垂直于坡面等高线且沿坡面指向下的矢量之夹角为 β (从 x 轴开始顺时针度量),如图1所示,设地面粗糙度和温度沿坡面均匀分布,坡面上大气边界层的平均结构仅仅依赖于时间 t 和高度 z ,设 x 轴指向地转风的方向,则坡面大气边界层控制方程组演变为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f v + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} (\theta - \theta_0) |\alpha| \cos \beta \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f(u - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} (\theta - \theta_0) |\alpha| \sin \beta \quad (2)$$

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

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

其中 F_N 为长波辐射净通量, θ_0 为绝热状态下的位温, 本文取为模式初始状态时的位温分布, 式中其它符号均代表其通常的气象意义. 为简单起见, 式中设各种湍流交换系数相等, Webb^[3] 和 Oke^[4] 的观测事实证实这个假设在稳定层结条件下是合理的.

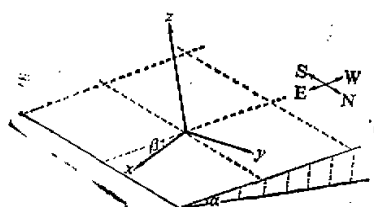


图1 坐标示意图

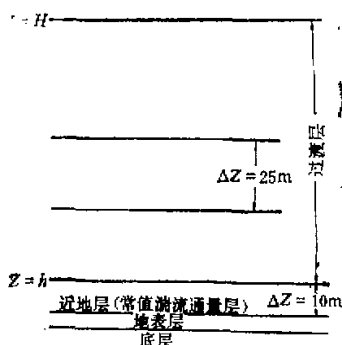


图2 模式的垂直结构

更一般的是, 如果等温面与坡面相交, 热力方程应为:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial F_N}{\partial z} \quad (5)$$

式中的水平温度梯度根据热成风关系可转变为

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial x}, \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = \frac{fT}{g} \left(\frac{\partial v}{\partial z}, -\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (6)$$

显然, 由于湍流交换系数 K 的引入, 上述方程组是非闭合的, 在此, 我们用湍流能量平衡方程来闭合方程组, 这种方法的边界层模式有时称为一阶半模式, Boding 等^[2] 在比较了各种边界层模式后发现, 一阶半模式比一阶模式精度高, 可以达到与二阶模式相当的精度, 然而又能避免二阶模式繁多的方程和繁冗的计算, 是处理边界层问题的一种有效的方法.

湍流能量方程取如下形式:

$$\frac{\partial b^2}{\partial t} = K \left(S^2 - \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial b^2}{\partial z} - \varepsilon \quad (7)$$

对倾斜角为 α 的坡地, 浮力项中的重力加速度 g 应为 $g \cos \alpha$, 当 α 很小时, $\cos \alpha \approx 1$, 故此处略去了因子 $\cos \alpha$, 式中 $b^2 = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ 为湍流脉动能,

$$S = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2}$$

为平均风的垂直切变, ε 为湍能耗散率, Lumley 和 Panofsky^[6] 给出:

$$\varepsilon = (C_0 b)^3 / l \quad (8)$$

此处 $C_0 = 0.4$, l 为湍流混合长, 取 Blackadar^[7] 的形式

$$l = \kappa(z + z_0) [\phi_m + \kappa(z + z_0)\lambda^{-1}]^{-1} \quad (9)$$

其中 κ 为卡曼常数, 取值为 0.4, ϕ_m 为近地层的无量纲风速梯度, 其函数形式在下面一节

中给出, λ 是 z 在 z 很大时的极限值, 取为^[3]

$$\lambda = 27 \times 10^{-5} u_* / f \quad (10)$$

运用 Kolmogorov 的相似理论, 可以把湍流交换系数和能量联系起来, 其关系为:

$$K = C_1 l b \quad (11)$$

这里 $C_1 = 0.46$.

2. 模式的垂直结构与近地层相似理论

模式的垂直结构如图 2 所示.

由于下垫面的直接影响, 斜坡地形之上贴近地面有一层常值湍流量层(近地层)存在, 并且, 对坡度不大的斜坡, 平坦地形近地层相似理论所得的结果在这里完全适用.

由近地层相似理论可知, 在稳定层结条件下, 近地层的风速、温度和湿度为:

$$\begin{aligned} V &= \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z + z_0}{z_0} - \phi_m \right) \\ \frac{\theta - \theta_0}{\theta_*} &= \frac{q - q_0}{q_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{z + z_0}{z_0} - \phi_H \right) \end{aligned} \quad (12a)$$

其中

$$\phi_m = \phi_H = -5z/L \quad (12b)$$

这里, u_* , θ_* 和 q_* 为近地层的特征风速, 位温和比湿, $L = \theta_0 u_*^2 / \kappa g \theta_*$ 为 Obukhov 稳定度长度.

在(12)中取 z 为近地层顶高度 h , 解出 u_* , θ_* 并代入 L 中, 同时定义近地层总体理查逊数为

$$R_b = gh(\theta_h - \theta_s) / \theta_s V_h^2 \quad (13)$$

便可以得到便于计算的形式

$$\frac{h}{L} = R_b (1 - 5R_b)^{-1} \ln \frac{h + z_0}{z_0} \quad (14)$$

(15)式中的 θ_s 表示地面位温.

初始条件一经给定, 利用方程 (12)–(14) 就能立即算出近地层的动量通量 $\tau_s = \rho_s u_*^2$, 热通量 $H_s = -\rho_s C_p u_* \theta_*$ 和水汽通量 $Q_s = -\rho_s u_* q_*$, 将它们代入近地层顶变量的预报方程, 便可以求出下一时刻近地层顶的变量, 从而为过渡层中差分方程组的数值解提供了下边界条件.

近地层顶变量的预报方程为:

$$\frac{\partial u_h}{\partial t} = f v_h + \left[\left(K \frac{\partial u}{\partial z} \right)_h + \frac{\Delta z}{2} - \frac{\tau_s}{\rho_s} \frac{u_h}{V_h} \right] / \frac{h + \Delta z}{2} \quad (15)$$

$$\frac{\partial v_h}{\partial t} = -f(u_h - u_s) + \left[\left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right)_h + \frac{\Delta z}{2} - \frac{\tau_s}{\rho_s} \frac{v_h}{V_h} \right] / \frac{h + \Delta z}{2} \quad (16)$$

$$\frac{\partial \theta_h}{\partial t} = \left[\left(K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_h + \frac{\Delta z}{2} - \frac{H_s}{\rho_s C_p} \right] / \frac{h + \Delta z}{2} - \frac{1}{\rho_s C_p} \left(\frac{\partial F_N}{\partial z} \right)_h \quad (17)$$

$$\frac{\partial q_h}{\partial t} = \left[\left(K \frac{\partial q}{\partial z} \right)_h + \frac{\Delta z}{2} - \frac{Q_s}{\rho_s} \right] / \frac{h + \Delta z}{2} \quad (18)$$

当等温线和坡面相交时, 热力方程变为:

$$\frac{\partial \theta_h}{\partial t} + u_h \frac{\partial \theta_h}{\partial x} + v_h \frac{\partial \theta_h}{\partial y} = \left[\left(K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_h + \frac{\Delta z}{2} - \frac{H_g}{\rho_g C_p} \right] / \frac{h + \Delta z}{2} - \frac{1}{\rho C_p} \left(\frac{\partial F_N}{\partial z} \right)_h \quad (19)$$

3. 初、边值条件与差分方法 初始时刻设大气处于中性层结状态,

$$\theta = 283\text{K}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0.$$

$q = 3 - 0.0015z \text{ g/kg}$, 其中 z 的单位为 m .

初始风场由基本方程组在中性、定常条件下的解给出.

初始风场已知后, 利用 $K = l^2 S$ 和 (11) 式便可以得到能量的初始分布 $b = lS/C_l$.

边界条件为:

上边界 $z = H$ 处, $u = u_g$, $v = v_g = 0$, $q = q(t=0)$, $\theta = \theta(t=0) - 0.002t$, 其中 t 以分为单位, $b = 0$.

下边界 $z = 0$ 处, $u = v = 0$, $q = q(t=0)$, 湍流能量方程的下界取在近地层顶 $z = h$ 处, 由公式 $b = \frac{K}{C_l l}$ 给出, 其中 K 由近地层相似理论给出为 $K = \frac{\kappa u_* h}{\phi_m}$.

由于土壤温度的日变化不大而土壤与空气之间的热交换只在地表面进行, 因此在模拟时段内可设底层土壤温度保持恒定而地表层土壤与贴地层空气始终处于热平衡状态并具有相同的温度. 这样, 地面位温 θ_s 的变化便可以用地面能量收支参数化方程来提供^[6].

数值计算时采用差分法, 对应于基本方程(1)–(5)的差分方程组为:

$$A\xi_{m+1}^n + B\xi_m^n + C\xi_{m-1}^n = D^{n-1} \quad (20)$$

其中

$$\begin{aligned} A &= -\Delta t K_{m+1}^{n-1} / \Delta z^2 \\ B &= \Delta t (K_{m+1}^{n-1} + K_m^{n-1}) / \Delta z^2 + 1 \\ C &= -\Delta t K_m^{n-1} / \Delta z^2 \\ D^{n-1} &= \begin{cases} u_m^{n-1} + f v_m^{n-1} \Delta t - \frac{g}{\theta_0} (\theta_m^{n-1} - \theta_0) |\alpha| \cos \beta & \xi = u \\ v_m^{n-1} + f (u_m^{n-1} - v_m^{n-1}) \Delta t + \frac{g}{\theta_0} (\theta_m^{n-1} - \theta_0) |\alpha| \sin \beta & \xi = v \\ q_m^{n-1} & \xi = q \\ \theta_m^{n-1} - (F_{N_{m+1}}^{n-1} - F_{N_m}^{n-1}) \Delta t / \rho C_p \Delta z & \text{方程 (3)} \\ \xi = \theta \\ \theta_m^{n-1} + \frac{f T_m^{n-1}}{g} v_m^{n-1} \frac{u_{sm+1} - u_{sm}}{\Delta z} - (F_{N_{m+1}}^{n-1} - F_{N_m}^{n-1}) \Delta t / \rho C_p \Delta z & \text{方程 (5)} \end{cases} \end{aligned}$$

方程(6)的差分方程为:

$$\begin{aligned} [(b^2)^n - (b^2)^{n-1}] / \Delta t &= K \left[(u_{m+1}^{n-1} - u_m^{n-1})^2 + (v_{m+1}^{n-1} - v_m^{n-1})^2 - \frac{g}{\theta_m^{n-1}} \right. \\ &\times (\theta_m^{n-1} - \theta_s^{n-1}) \Delta z \left. \right] / \Delta z^2 + (K_{m+1}^{n-1} - K_m^{n-1}) [(b_{m+1}^2)^{n-1} - (b_m^2)^{n-1}] / \Delta z^2 \\ &+ K [(b_{m+1}^2)^{n-1} - 2(b_m^2)^{n-1} + (b_{m-1}^2)^{n-1}] / \Delta z^2 - (C_0 \theta_m^{n-1})^2 / l_m \end{aligned} \quad (21)$$

4. 长波辐射通量的计算 本文只考虑了水汽的热辐射效应, 因为在低层大气中, 水汽是主要的辐射因子. 仿 Garratt 和 Brost^[9] 的处理方法, 利用“灰体”近似的概念, 以 $E(z', z)$ 表示单位截面高度为 $z \rightarrow z'$ 的水汽柱的发射率, 长波辐射传输方程可以写成:

$$F^{\uparrow}(z) = \int_z^0 \sigma T^4(z') \frac{\partial E(z, z')}{\partial z'} dz' + [E_0 \sigma T^4(0) + (1 - E_0) F^{\uparrow}(0)] \times [1 - E(z, 0)] \quad (22)$$

$$F^{\downarrow}(z) = \int_z^{\infty} \sigma T^4(z') \frac{\partial E(z', z)}{\partial z'} dz' \quad (23)$$

化积分方程为有限差方程并以水汽质量 w 取代高度 z , 得到:

$$F_m^{\uparrow} = \sum_{w=w_m}^0 \sigma T^4 [E(w + \Delta w - w_m) - E(w - w_m)] + [E_0 \sigma T^4 + (1 - E_0) F^{\uparrow}(0)] [1 - E(w_m)] \quad (24)$$

$$F_m^{\downarrow} = \sum_{w=w_m}^{w_{\infty}} \sigma T^4 [E(w + \Delta w - w_m) - E(w - w_m)] \quad (25)$$

展开后得:

$$F_m^{\downarrow} = \left(\sum_{w=w_m}^{w_H} + \sum_{w=w_H}^{w_{\infty}} \right) \{ \sigma T^4 [E(w + \Delta w - w_m) - E(w - w_m)] \} \quad (26)$$

边界层顶之上的水汽向下的长波辐射到达边界层顶的值为

$$F_H^{\downarrow} = \sum_{w=w_H}^{w_{\infty}} \sigma T^4 [E(w + \Delta w - w_H) - E(w - w_H)] \quad (27)$$

取 $w = w_H$ 和 $\Delta w = w_{\infty} - w_H$, 则(27)式变成

$$F_H^{\downarrow} = \sigma \bar{T}^4 E(w_{\infty} - w_H) \quad (28a)$$

这里 $\bar{T}$ 是边界层之上气层的平均温度.

以同样的近似用于方程(26)右边第二项, 并以

$$\sigma \bar{T}^4 = F_H^{\downarrow} / E(w_{\infty} - w_H) \quad (28b)$$

取代其中的 σT^4 , 于是我们得到:

$$F_m^{\downarrow} = \sum_{w=w_m}^{w_{\infty}} \sigma T^4 [E(w + \Delta w - w_m) - E(w - w_m)] + F_H^{\downarrow} \frac{E(w_T - w_m) - E(w_H - w_m)}{E(w_T - w_H)} \quad (29)$$

这里 w_T 和 w_H 分别表示地面到对流层顶以及地面到边界层顶的单位截面气柱的水汽含量. 在数值计算时, $F_H^{\downarrow}$ 和 w_T 是参照很多理论结果作为一定范围的可变参数来调节的.

经过气压订正后的水汽吸收质量为

$$w(z) = \frac{1}{P_0} \int_0^z \rho(z') q(z') P(z') dz' \quad (30)$$

比发射率 ϵ 采用 Rodgers^[20] 的参数化形式.

计算结果表明, 辐射造成的温度变化可以达到或超过湍流变温率.

三、计算结果与讨论

比较平坦地形边界层气流的运动方程可以发现,坡地边界层流动除了受到气压梯度力、柯氏力和湍流压力作用之外,还受到由于地形倾斜产生的排风力的影响。排风力不仅与坡度 α 有关,还同时与温度与绝热状态的偏差、坡面等高线梯度方向和地转风矢的夹角 β 有关。计算中取 $\alpha = 0.002\text{rad}$, β 分别为 $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ 和 270° , 地面粗糙度 z_0 为 1cm 。

首先,我们讨论等温线平行于坡面的结果,这时,地转风取为常数,其值为 10m/s 。

图3给出了稳定度长度 L , 摩擦速度 u_* 和地面风与地转风的夹角 γ 随时间的变化情况。由图可见,在最初的3小时内,对应于各个 β 值的 L 都迅速下降至一极小值,这说明稳定度迅速加强,层结由中性过渡到稳定,此后 $\beta = 0^\circ$ 和 270° 的 L 随时间增加, $\beta = 180^\circ$ 的 L 变化不大, $\beta = 90^\circ$ 的 L 值随时间减小,这意味着稳定度在 $\beta = 180^\circ$ 时随时间变化不大,在 $\beta = 90^\circ$ 时随时间继续加强,而在 $\beta = 0^\circ$ 和 270° 时随时间有所减弱,图中 u_* 随时间的变化趋势与 L 类似。 γ 值在 $\beta = 180^\circ$ 和 270° 时随时间增加, $\beta = 0^\circ$ 和 90° 时随时间很快变小。 γ 的这种演变趋势可以直接从 x , y 方向的排风力 $\frac{g}{\theta_0}(\theta - \theta_0)|\alpha| \cos \beta$,

$-\frac{g}{\theta_0}(\theta - \theta_0)|\alpha| \sin \beta$ 与 β 的关系以及

它们对 x , y 方向的风速分量的作用得到解释。而 u_* 和 L 的变化趋势不难从图4给出的风速矢端迹得到解释。图4表明,在 $\beta = 0^\circ$ 与 270° 情形,低层合成风矢的方向与下坡气流基本一致,两者迭加的结果使低层风速增加,由(12a)式知 u_* 增加,根据 L 的定义式知 u_* 增加, L 必然增加;相反,在 β 为 90° 和

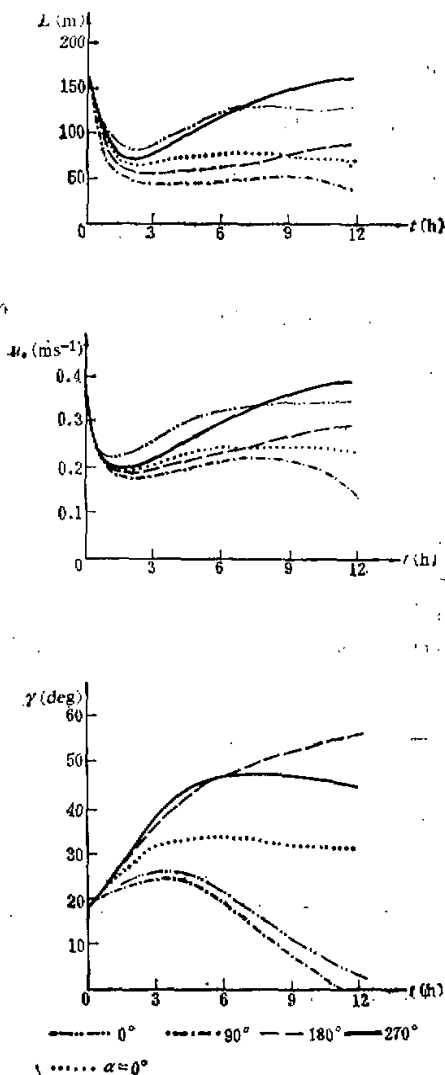


图3 u_* , L , γ 随时间的变化

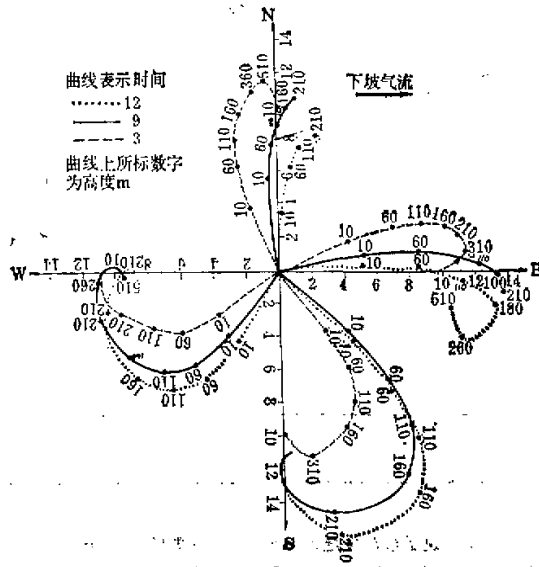


图4 风速矢端迹

180° 时, 低层含成风矢与下坡气流几乎反向, 两者相互抵消的结果使低层风速减小, 从而使 u_* 减小, L 减小。

图 5 给出了第 9 小时的湍流交换系数和水平风速廓线。由图可见, 湍流交换系数和水平风速廓线都因 β 的不同而有所不同, 并且, 交换系数的大小和低空急流超地转的强度与相应时刻的稳定度长度 L 有着—一对应的关系。表 1 详细给出了每隔 3 小时低空急流超地转强度及其出现的高度。由此不难看出不同 β 所对应的低空急流特征随时间的演变过程, 作为比较, 表中还列出了平坦地形 ($\alpha = 0$) 的结果。

表 2 给出了逆温层高度随时间的变化, 由此可见, 在最初 3 小时内, 逆温层发展到同一高度, 此后都随时间递增, 其中 $\beta = 270^\circ$ 的逆温层增长速率最快, β 为 90° 时最慢。

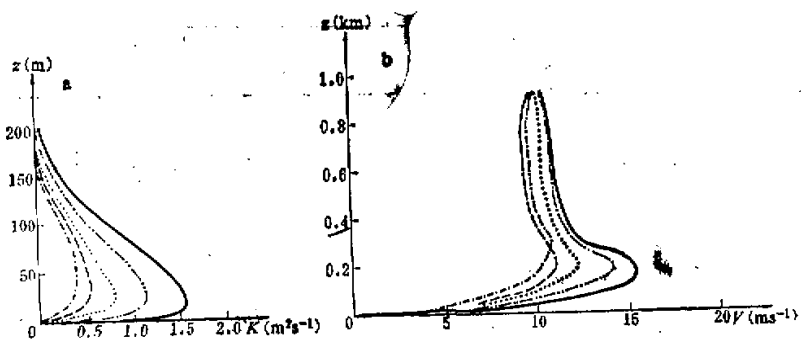
图5 湍流交换系数和水平风速廓线 ($t = 9$ 小时)

表 1 低空急流的超地转特征 $D_j = \frac{V - u_z}{u_z} \times 100$, H_j 为急流高度

α (rad)	β (度)	$t(h)$	3	6	9	12
		$D_j(\%)H_j(m)$				
0.002	0	D_j H_j	15.4 285	30.1 210	41.9 200	44.4 197
	90	D_j H_j	12.4 310	15.0 285	6.4 260	-12.4 235
	180	D_j H_j	11.7 310	14.1 275	11.7 220	31.4 200
	270	D_j H_j	14.1 300	30.5 201	54.2 190	68.7 190
0			13.5 305	21.2 250	22.5 217	17.8 200

表 2 逆温层高度随时间的变化,高度单位为 m

α (rad)	$t(h)$	3	6	9	12
	$\beta(度)$				
0.002	0	310	370	425	510
	90	310	350	395	460
	180	310	335	410	485
	270	310	385	435	535
0		310	360	420	500

表 3 系数 a, b 的值

$\alpha(rad)$	0.002				0
	$\beta(度)$				
		0	90	180	270
a		207.16	223.89	208.63	201.63
b		0.344	0.272	0.315	0.373

通过对逆温层高度随时间变化所作的非线性回归分析表明,它们之间满足如下的幂函数关系:

$$H_j = a(\beta)t^{b(\beta)} \quad (31)$$

系数 $a(\beta)$ 和 $b(\beta)$ 的值列于表 3 中.

下面我们来讨论等温面与坡面相交的情况,计算中取 $\frac{\partial w_z}{\partial z} = -6 \times 10^{-3} s^{-1}$, $\frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$, 根据方程(6)可得

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial y} = -\frac{fT}{g} \frac{\partial u_g}{\partial z} = 6.1 \times 10^{-8} T \end{cases} \quad (32)$$

这意味着等温线始终与 x 轴平行, 在上述假设下, 如 $v > 0$, 即为冷平流作用, $v < 0$ 则为暖平流作用. 若设

$$\frac{\partial u_g}{\partial z} > 0,$$

情况正好相反, 本文就不另作讨论了. 需要指出的是, 在运动方程中的 u_g 仍取为常数 10m/s , 以便突出温度平流对坡地边界层结构的影响.

从图 4 可知, 在 $\beta = 180^\circ$ 和 270° 情形, 各个时刻 y 方向的风速分量 v 在 500m 下均大于零, 因此各时刻均受到冷平流的作用, 而当 $\beta = 0^\circ$ 和 90° 时, 午夜后 v 已基本上转变为负值, 故温度平流也在午夜后由冷平流变为暖平流. 表 4 给出了温度极大值及其出现的高度, 作为比较, 表中还给出了无平流时的温度极大值. 可见, 由于较强的冷平流作用, β 为 180° 和 270° 情形的位温极大值比无平流时要小 1 度左右, 而 $\beta = 0^\circ$ 和 90° 时, 位温极大值在午夜前由于冷平流的作用而变小, 午夜后则由于暖平流的作用而变得大于无平流时的值. 另一方面, 无论是冷平流还是暖平流的作用, 都不改变逆温高度随时间增加这一规律, 对照表 2 可以发现, 逆温增长的速度比无温度平流时要慢一些.

表 5 给出了 $D = \frac{V_{\max} - \tilde{V}_{\max}}{\tilde{V}_{\max}}$ 随

时间的变化, 其中 $V_{\max}$ 与 $\tilde{V}_{\max}$ 分别表示有、无温度平流时的水平风速极大值. 可见, β 为 90° 和 180° 时, 平流的作用使低空急流的强度比无平流时小, β 为 270° 的情况则相反, $\beta = 0^\circ$ 时午夜前急流强度比无平流时大, 午夜后则低于其值. 出

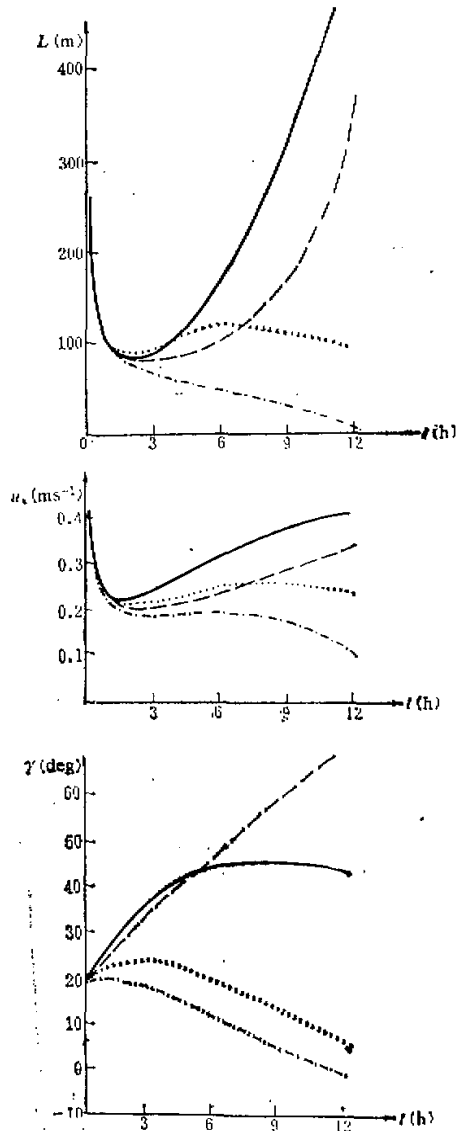


图 6. u_g , L , γ 随时间的变化

表 4 有温度平流作用时的位温极大值及其出现的高度

$r(h)$ β (度)	3			6			9			12		
	θ_{max}	H	$\tilde{\theta}_{max}$	θ_{max}	H	$\tilde{\theta}_{max}$	θ_{max}	H	$\tilde{\theta}_{max}$	θ_{max}	H	$\tilde{\theta}_{max}$
0	8.22	235	8.85	7.38	300	8.10	7.17	310	7.14	7.30	310	6.32
90	8.56	195	8.79	7.73	285	7.94	7.53	290	7.37	7.34	290	6.88
180	8.13	215	8.68	7.07	315	7.90	6.45	330	7.35	5.89	335	6.84
270	8.11	235	8.73	7.19	310	8.01	6.54	320	7.32	5.82	330	6.74

表中 θ_{max} 为位温极大值, $H(m)$ 为极大值出现的高度, $\tilde{\theta}_{max}$ 为等温线平行于坡面时的位温极大值。

表 5 $D \times 100\%$ 随时间的变化

$r(h)$ β (度)	3	6	9	12
0	0.34	1.07	-2.1	-9.0
90	-2.9	-9.4	-16.9	-23.1
180	-1.16	-4.2	-7.3	-0.09
270	7.5	13.1	15.3	20.8

现上述结果的原因是温度平流对下坡风有直接影响,以 $\beta = 0^\circ$ 为例来仔细考察方程(1)和(2)中的排风力 $-g \frac{\theta - \theta_0}{\theta_0} |\alpha| \cos \beta$ 和 $g \frac{\theta - \theta_0}{\theta_0} |\alpha| \sin \beta$ 两项,当 $\beta = 0$ 时,后者为零,前者变为 $g \frac{\theta_0 - \theta}{\theta_0} |\alpha|$ 。夜间由于长波辐射冷却作用, θ 总是小于 θ_0 的,午夜前,冷平流的作用使 θ 减小,从而使 $(\theta_0 - \theta)$ 增加,正排风力增加,故使得风速增大。而在午夜后,暖平流使 θ 增加, $\theta_0 - \theta$ 的减小使正的排风力减小,从而使得风速比无平流时小,同理,不难对表中其它 β 值的结果作出解释。

图 6 给出了与图 3 相对应的近地层特征量随时间的演变,对照图 3 可见, L 值在 β 为 0° 和 90° 时比无平流时稍有减小,而在其它两种 β 时比无平流的值有显著增加,这是因为温度平流直接影响空气温度。当存在暖平流时,空气温度增加,由方程 (12a) 知 θ_* 增加,因 L 与 θ_* 成反比,故 L 减小,反之亦然。摩擦速度 u_* 的变化与 L 类似,但比 L 的变化小,这意味着温度平流对 u_* 的影响不如对稳定度的影响大。最后来看看地面风与地转风的夹角 γ 的变化情况,对比图 3 可知, γ 值在 $\beta = 270^\circ$ 时比无平流时小, 180° 则反之,在 $\beta = 0^\circ$ 和 90° 时前半夜小于无平流时的值,后半夜则相反,这个结果可以从温度平流对下坡风的影响得到解释。

四、结 论

从上述结果分析可得到如下初步结论:

由于下坡风的存在,坡地稳定边界层与平坦地形的稳定边界层之间在其结构上有着很大的差异,而其差异又因地转风与下坡风夹角 β 的不同而异。

在近地层,当不计温度平流时,下坡风的作用使得层结稳定度在 β 为 0° 和 270° 时减

弱, 90° 和 180° 时增强, 考虑温度平流时, 冷平流削弱稳定层结, 暖平流则反之。

下坡风时低空急流有很大影响, β 为 270° 时低空急流超地转强度最大, 高度则最低, 90° 时的超地转强度最小, 高度则最高。温度平流不仅通过下坡风影响夜间低空急流, 而且也通过层结对其产生影响, 但前者的影响更直接亦更重要。

坡地逆温层高度随时间按幂指数规律 $H_i = at^b$ 增长, 其中的参数 a 和 b 是 β 的函数。温度平流的作用不改变逆温层高度随时间递增这一规律, 但却使增长速度有所减慢, 冷平流使逆温强度减弱, 暖平流使其增强。

参 考 文 献

- [1] Brost, R. A. and Wyngaard, J. C., 1978, A model study of the stably stratified planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 35, 1427—1440.
- [2] Rao, K. S. and Snodgrass, H. F., 1981, A nonstationary nocturnal drainage flow model, *Boundary Layer Meteorol.*, 20, 309—320.
- [3] Webb, E. K., 1970, Profile relationship: the log-Linear range and extension to the strong stability, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 96, 67—90.
- [4] Oke, T. A., 1970, Turbulent transport near the ground in stable conditions *J. Appl. Met.*, 9, 778—786.
- [5] Bodin, S., 1976, A unsteady one-dimensional atmospheric boundary Layer model, *Proceedings from the WMO Symposium on the Interpretation of Broadscale NWP Products, for Local Forecasting Purposes*, Warsaw, October 1976. WMO No. 450, 45—78.
- [6] Lumley, J. L. and Panofsky, H. A., 1964, *The Structure of Atmospheric Turbulence*, Intersciences Publishers, New York.
- [7] Blackadar, A. K., 1962, The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 7, 3095—3102.
- [8] Blackadar, A. K., 1976, Modeling the nocturnal boundary layer, *Preprints Third. Symp. on Atmospheric Turbulence Diffusion and Air Quality*, Raleigh, Amer. Met. Soc., 46—49.
- [9] Garratt, J. R. and Brost, R. A., 1981, Radiation cooling effects within and above the nocturnal boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 38, 2730—2746.
- [10] Rodgers, C. D., 1967, The use of emissivity in atmospheric radiation calculations, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 93, 43—54.