第11卷 第1期
1991年3月
气象科学
SCIENTIA METEOROLOGICA SINICA
Vol.11 NO.1
Mar., 1991

稳定大气边界层结构演变的数值研究

周竞南
（南京气象学院）

提　要

本文应用二阶矩闭合模式研究了在不同的下垫面降温情况下稳定大气边界层结构的演变过程。结果表明：下垫面降温不同，稳定大气边界层内平均位温廓线的演变规律也不同，风廓线和脉动量廓线也相应地变化。影响温度廓线演变的因子除了湍流扩散作用以外，还有由于湍流交换作用在垂直方向的非均匀分布而产生的类似垂直平流作用的输送项。若下垫面经过一段时间的明显降温后降温停止或很少，则这种输送作用能改变位温廓线斜率在垂直方向上的分布规律。即由斜率在垂直方向的单调变化演变为非单调变化。

一、引　言

稳定大气边界层与对流大气边界层相比，湍流强度弱得多，下垫面温度的变化需要几到十几个小时才能影响整个稳定大气边界层，因此，相对于大气边界层演变的时间尺度（10^4—10^5秒）而言，稳定大气边界层对下垫面温度变化的响应很难在较短的时间内达到准平衡状态。相反这种响应在稳定大气边界层的整个演变过程中一直在进行着。wynggard[1]（1975）利用二阶矩模式研究稳定大气边界层结构的演变时指出：在下垫面降温率为常数时，经过2—8小时湍流高度几乎不变，湍流结构也基本趋于稳定。这仅是相对的平衡态。平均量仍处在演变过程之中。在Brost和Wynggard[2]（1978）的数值试验中可以明显看出：当降温率为1k/hr，10小时的温度廓线和5小时的温度廓线有明显区别（见该文图2）。若下垫面降温率随时间变小，则温度廓线的变化就更加明显（见Brost和Wynggard（1978）文中图(2)）。因此，下垫面温度变化对稳定大气边界层结构的演变规律起着重要作用。研究这种相互作用的机制，对于了解稳定大气边界层结构的演变过程具有重要意义。

本文应用二阶矩闭合的大气边界层模式对在不同下垫面降温情况下稳定大气边界层结构的演变作了数值研究。并对其结果进行了理论分析。

1989年11月13日收到，1990年5月29日收到修改稿。

二、模式的建立

在稳定大气边界层内，长波辐射对稳定大气边界层结构起着不容忽视的作用。但是，本文为了能突出下垫面降温与稳定大气边界层间的相互作用，仿照Wynggard（1975）和Brost与Wynggard（1978）的做法，不考虑辐射。在水平均一的气流中，平均风速 $\overline{u^i}=(\overline{u},\ \overline{v},\ 0)$和平均位温（$\overline{\theta}$）满足方程：

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t}=f(\overline{v}-v_g)-\frac{\partial}{\partial z}(\overline{u'w'}) \tag{1}$$

$$\frac{\partial \overline{v}}{\partial t}=f(u_g-\overline{u})-\frac{\partial}{\partial z}(\overline{v'w'}) \tag{2}$$

$$\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial z}(\overline{\theta'w'}) \tag{3}$$

其中f为柯氏参数。u_g、v_g分别是向东和向北的地转风分量。带撇量为脉动量。为了闭合（1）～（3），建立二阶矩控制方程。

$$\frac{\partial(\overline{u_i'u_j'})}{\partial t}+\overline{u_i'u_k'}\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}+\overline{u_j'u_k'}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k}+\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u_i'u_j'u_k'})=-\frac{1}{\rho_0}(\overline{u_i'\frac{\partial p'}{\partial x_j}+u_j'\frac{\partial p'}{\partial x_i}})+$$

$$+(\overline{u_i'\theta'}\cdot g_j+\overline{u_j'\theta'}\cdot g_i)/T-\frac{2}{3}\overline{\varepsilon}\cdot\delta_{ij}-2\omega\varepsilon_{jkl}n_k\overline{u_l'u_i'}-2\omega\varepsilon_{ilm}n_l\overline{u_m'u_j'} \tag{4}$$

$$\frac{\partial\overline{\theta'^2}}{\partial t}+2\overline{\theta'u_k'}\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial x_k}+\frac{\partial(\overline{\theta'^2u_k'})}{\partial x_k}=-2\overline{\varepsilon_\theta} \tag{5}$$

$$\frac{\partial(\overline{\theta'u_i'})}{\partial t}+\overline{u_i'u_k'}\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial x_k}+\overline{\theta'u_k'}\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial x_k}+\frac{\partial(\overline{\theta'u_i'u_k'})}{\partial x_k}=-\frac{1}{\rho_0}\overline{\theta'\frac{\partial p'}{\partial x_i}}+\frac{g}{T}\overline{\theta^2}+$$

$$+(-2\omega\varepsilon_{ikj}n_k\overline{u_j'\theta'}) \tag{6}$$

其中P′为脉动气压，T为平均温度。$\overline{\varepsilon}$为脉动动能耗散率，$\overline{\varepsilon_\theta}$为$\overline{\theta'^2}$的耗散率，ω地球自转角速度。$g_i$为重力矢，$n_i$为沿着地转轴的单位矢量，有重复的乘积项为求和。下标i，j，k及l，m可取1，2，3。方程（4）—（6）中的气压项，分子耗散率及三阶矩的扩散项仍为未知项。因此，欲求解这组方程组。首先要寻找处理这些项的办法。本文采用Mellor和Yamada[3]（1974）提出的参数化方案：

$$-\frac{1}{\rho_0}(\overline{u_i'\frac{\partial p'}{\partial x_j}+u_j'\frac{\partial p'}{\partial x_i}})=-\frac{q}{3l_1}(\overline{u_i'u_j'}-\frac{\delta_{ij}}{3}q^2)+c_1q^2(\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial x_j}+\frac{\partial\overline{u_j}}{\partial x_i})+$$

$$+c_2(\overline{u_i'\theta'}\cdot g_j+\overline{u_j'\theta'}\cdot g_i-\frac{2}{3}\delta_{ik}\overline{\theta'u_k'}\cdot g_k)/T \tag{7}$$

$$-\frac{1}{\rho_0}\overline{\theta'\frac{\partial p'}{\partial x_i}}=-\frac{q}{3l_2}\overline{\theta' u_i'}+c_3\overline{\theta'^2}\cdot g_i/T \tag{8}$$

$$\overline{\varepsilon}=\frac{q^3}{\Lambda_1} \tag{9}$$

$$\overline{\varepsilon_\theta}=\frac{q}{\Lambda_2}\cdot\overline{\theta'^2} \tag{9'}$$

三阶矩的参数化：

$$\frac{\partial(\overline{u_i'u_j'u_k'})}{\partial x_k}=\frac{\partial}{\partial x_k}\left(q\lambda_1\left(\frac{\partial(\overline{u_i'u_j'})}{\partial x_k}+\frac{\partial(\overline{u_i'u_k'})}{\partial x_j}+\frac{\partial(\overline{u_j'u_k'})}{\partial x_i}\right)\right) \tag{10}$$

$$\frac{\partial(\overline{u_i'u_k'\theta'})}{\partial x_k}=\frac{\partial}{\partial x_k}\left(q\lambda_3\left(\frac{\partial(\overline{u_i'\theta'})}{\partial x_k}+\frac{\partial(\overline{u_k'\theta'})}{\partial x_i}\right)\right) \tag{11}$$

$$\frac{\partial(\overline{\theta'^2 u_k'})}{\partial x_k}=\frac{\partial}{\partial x_k}\left(q\lambda_2\left(\frac{\partial\overline{\theta'^2}}{\partial x_k}\right)\right) \tag{12}$$

其中 $q=\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2})^{\frac{1}{2}}$ $(l_1,\ l_2)=(A_1 l,\ A_2 l)$， $(\Lambda_1,\ \Lambda_2)=(B_1 l,\ B_2 l)$
$\lambda_1=\lambda_2=\lambda_3=0.23l$.$(A_1,\ A_2,\ B_1,\ B_2)=(0.78,\ 0.78,\ 15.0,\ 8.0)$取$c_1=c_2=c_3=0$，$l$为混合长度，当层结为中性或不稳定时，取

$$l=l_1=\frac{æ\cdot z}{1+æ\cdot z/l_0} \tag{13}$$

其中$l_0=0.1(\int_0^\infty\cdot q\cdot zdz)/(\int_0^\infty\cdot qdz)$，$æ=0.4$

当层结为稳定时：

$$\frac{1}{l}=\frac{1}{l_1}+\frac{1}{l_2} \tag{1'}$$

$$l_2=0.75\cdot g/\left(\frac{g}{T}\ \frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

方程（4）和（6）中的科氏力作用项与二阶矩的产生项相比小得多。故略去这两个方程中柯氏力作用项。这样由方程（1）～（13）组成了一组闭合方程组。

三、模式的初边值条件及差分方案

a. 边界条件

下边界条件

$z=z_0$ $\overline{u}=\overline{v}=0$， $\overline{\theta}=\theta_0(t)$

其中 $\theta_0(t)$根投数值研究的要求给定。二阶量的下边界条件由方程（4）—（6）给定。在

方程（4）－（6）中不考虑时间变化项和扩散项，便可得到一组关于二阶量的诊断方程组。在该方程组中一阶量的空间偏导数计算采用李兴生[4]等（1986）的方案。

上边界条件

$$z=H \qquad \frac{\partial u}{\partial t}=f(v-v_g)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}=f(u_g-u)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t}=0$$

二阶量的上边界条件可假设均为0

b. 初始条件

假设初始时刻大气层结为 0.003k/m，风场和二阶量由方程组（1）—（6）在假设大气层结不变情况下积分3小时以后的值作为初始场输入。

c. 差分方案

本模式在100米以下采用不等间距网格。其格距分布如表1，在100米以下为等间距网

表1：100米下的格距分布（m）

0.1	1.11	2.46	4.11	6.13	8.59	11.6	15.3	19.8	25.3
31.9	40.1	50.1	62.3	77.3	95.4	145	195		

格，其网格距为50m，共56层。积分高度2.2KM。计算一阶量和二阶量时采用跳点格式。即一阶量在奇数层上计算，二阶量在偶数层上计算，在方程（1）～（6）中，垂直方向的空间偏导数差分采用中央差，一阶量方程（1）—（3）采用显式方案。二阶量方程（4）—（6）中的气压项，分子耗散项以入二阶矩的扩散项用隐式差分。二阶方程中的一阶量也为隐式差分。计算结果表明：本模式采用这种方案有很好的稳定性。由于本模式对二阶矩方程中的气压项和扩散项采用了隐式差分。因此，这种计算方案有较强的耗散性。该方案在计算非定常问题时，只可能阻意非定常的变化。不可能产生非定常的计算扰动。计算步骤为先算一阶量，后算二阶量。因此，二阶量方程中的一阶量可以将先算得的直接代入。采用上述方案，方程（4）～（6）所得的差分方程组为一代数方程组，其系数为三对角线，本模式采用追赶法求解。

四、数值试验结果及理论分析

我们利用上文建立的二阶矩闭合模式研究在不同的下垫面降温情况下稳定大气边界层的演变规律。在计算过程中，地转风$u_g=6m/s$，$v_g=1m/s$，地面粗糙度$z_0=0.1m$，下垫面降温将取下列三种作试验。

（1）在00:00～4.5小时降温 2k/hr，04.5小时～9小时为0k/hr

（2）0～9小时内均为1k/hr

(3) 在0～3小时内2k/hr，3－6小时1k/hr，6～9小时 0k/hr在这三种情况下，经过9小时积分后，下垫面均下降9k。其试验结果如下：

(a) 温度和风廓线

图1为三种情况下的温度廓线演变图。比较图1a 2小时后的温度廓线和图1b 4小时后的温度廓线。虽然两者下垫面都降温4k，但是稳定大气边界层内受下垫面强迫降温的情况却不同。图1a145米处的温度由280.44k降到280.42k，而图1b却由280.44k降为280.40k。由此可见，下垫面降温越慢，稳定大气边界层内受下垫面强迫降温的高度越高。再比较图1(a，c)中下垫面停止降温以后的温度廓线（即6小时和8小时）和图1b 9小时降温后的温度廓线。虽然下垫面停止降温，但是其温度廓线仍在演变。而且由原来的温度廓线斜率在垂直方向的单调变化趋势演变为非单调变化趋势。由此可见，稳定大气边界层很难在短时间内响应下垫面温度变化，而是处在一个不断的演变过程之中。试图利用相似理论（sorbian[5]（1986））对稳定大气边界层内的温度廓线采用一种函数逼近是非常困难的。

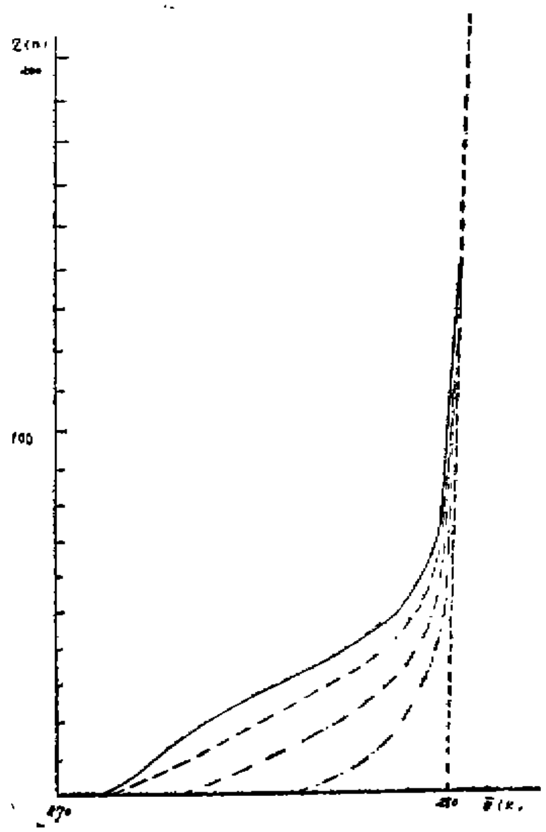


图 a　温度廓线

下垫面降温率0－4,5小时内为2k/hr，4.5－9小时内为0k/hr

………初始条件—·—·—02:00

—·—·—04:00—————06:00

——————08:00

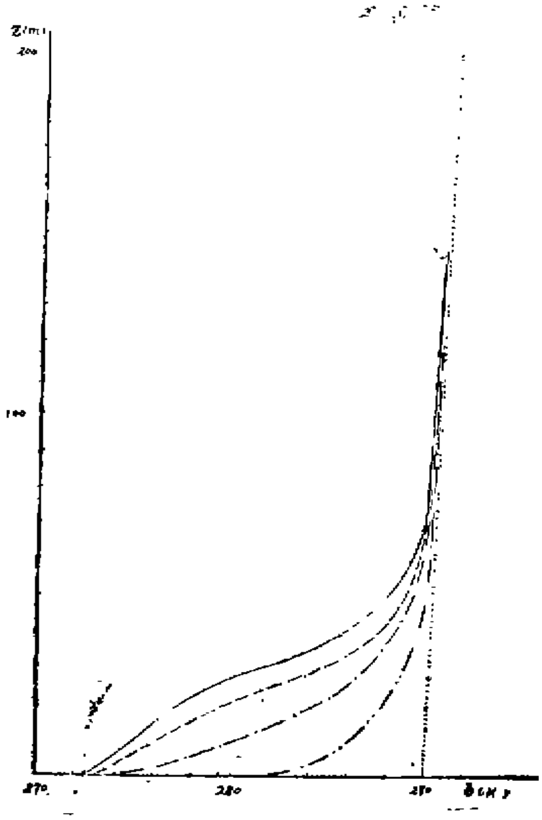


图 b　温度廓线

下垫面降温率0－9小时均为1k/hr

---初始条件—·—·—02:00

—·—·—04:00—————06:00

———08,00—·—09:00

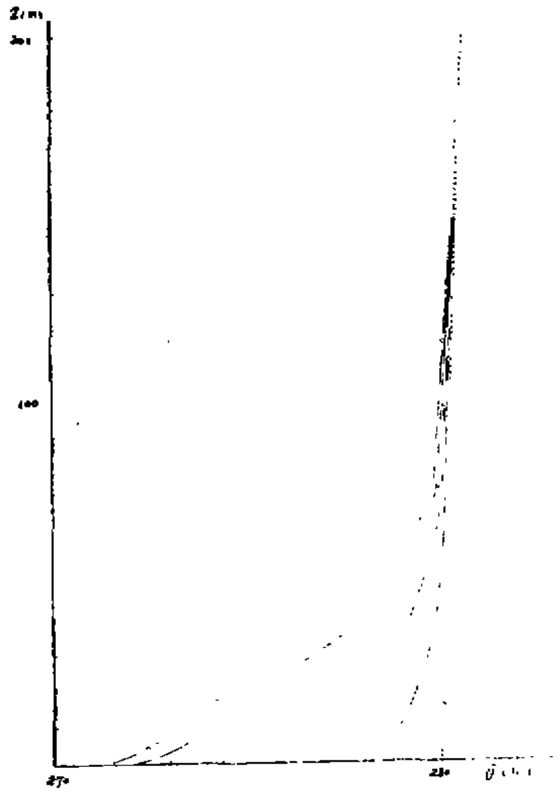


图1c　温度廓线

下垫面降温率为0—3小时内2k/hr，3—6小时内1k/hr，6—9小时内0h/kr其它同图一（a）

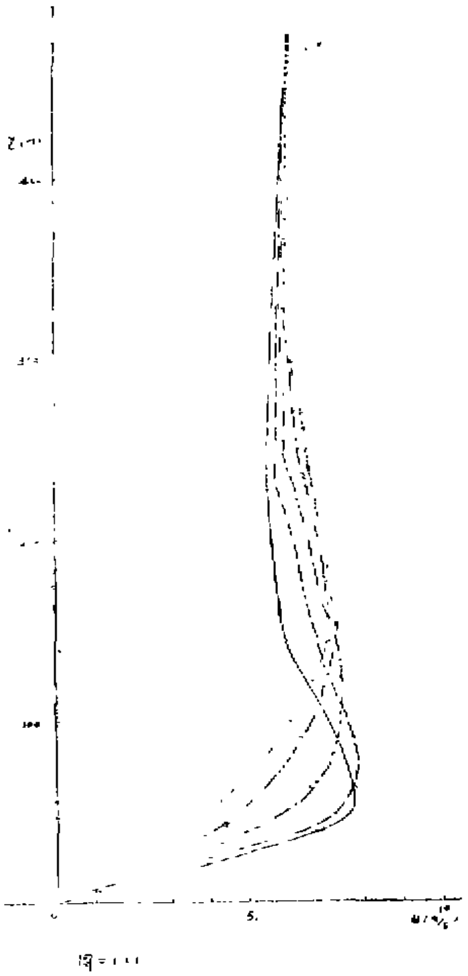


图2a　U分量廓线

其它同图一（a）

在不同的下垫面降温情况下，其风廓线的变化也不同。如图2，图2a中出现的超地转风最大，图2c次之，图2b最小，超地转风速的极大值所处的高度也不一致。图2b为77米处而图2a，图2c却为50米处。当下垫面停止降温以后（即图2a4.5小时以后，图2c中6小时以后），在超地转风速极大值高度以下的风廓线的曲率也有温度廓线曲率的类似变化趋势。只是很小，在图上几乎分辨不出来，只能从数据中看去。考虑文章篇幅，不再列举讨论。

（b）湍流量廓线

为了进一步探讨下垫面降温对稳定大气边界层风温廓线影响的物理机制，我们又分别对上述三种不同的降温情况下的湍流热通量（$\overline{\theta' w'}$），湍流脉动动能(q^2)以及湍流交换系数（k_h）的廓线进行了比较。

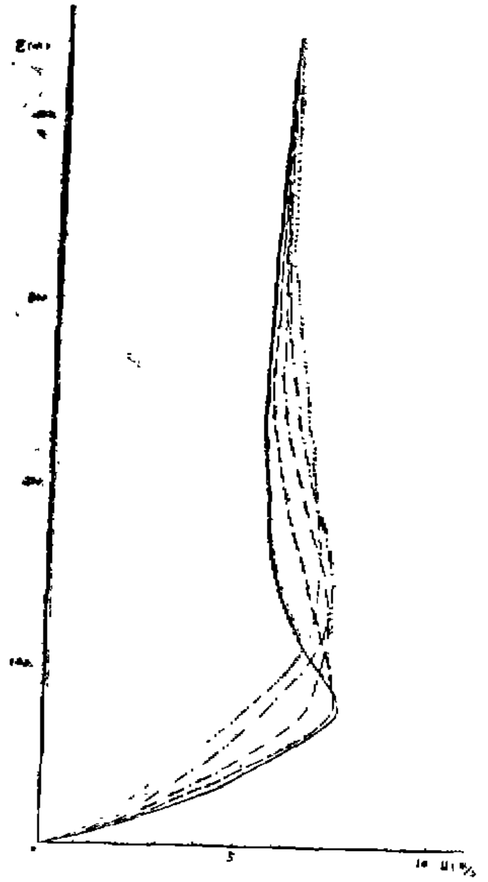


图2b　u分量廓线
其它同图一（b）

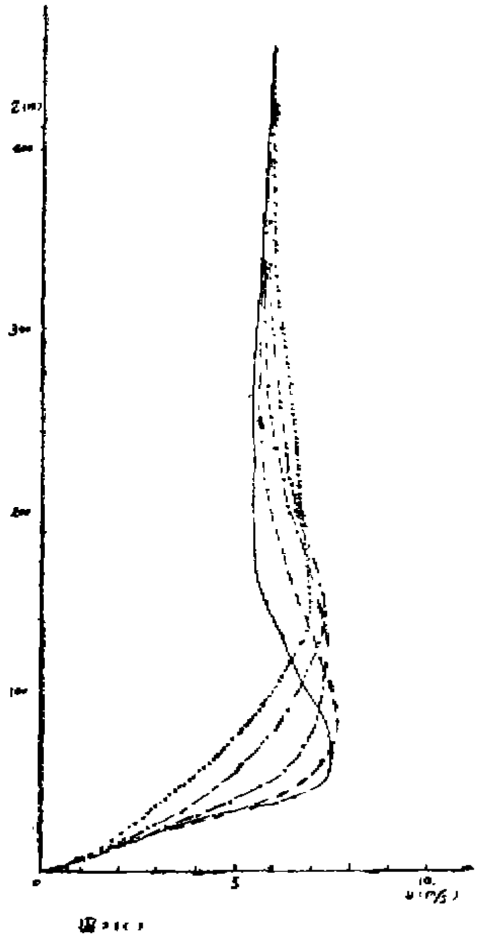


图2c　U分量廓线
其它同图一（c）

图 3 为$-\overline{\theta' w'}$廓线的演变过程图。当模式积分 4 小时时，这三张图中的$-\overline{\theta' w'}$廓线基本相似，只是图3a中的$-\overline{\theta' w'}$值要偏大一些，图3c次之，图3b最小。但是，当模式继续积分，第一种情况中的降温停止，图3a中的$-\overline{\theta' w'}$廓线的底部斜率逐渐变小。当第三种情况中的降温也停止时，图3c中的$-\overline{\theta' w'}$廓线也发生相似的变化。图3b中的$-\overline{\theta' w'}$廓线却变化很小。

图 4 为q^2廓线的演变过程图。q^2廓线的低部的变化与$-\overline{\theta' w'}$廓线的变化比较相似。q^2廓线上部的斜率较小，但q^2的值较大。而且在这三种不同的降温中这种趋势比较一致。这是由于在稳定大气边界层上部的风切变较大，湍能的产生率就增大，相应湍能也较大。

图 5 为湍流交换系数k_h廓线的演变过程图，比较这三种不同的降温情况，在k_h廓线的上部都存在相似的极大值。这是由于在该处风切变较大，湍流脉动动能增大，湍流交换强烈的缘故。在k_h廓线下部受下垫面的降温影响比较明显。模式积分 4 小时，上述三种情况都在降

温时，k_h廓线变化趋势比较一致，即：k_h廓线下部的极大值高度降低，极大值也变小。所不同的是图5a中的k值最小，图5c次之，图5b最小。模式继续积分，当第一种情况下的降温停止以后，图5a中k_h廓线下部的极大值增大，在该极值的上下部斜率的绝对值（$|\partial k/\partial z|$也增大。当第三种情况下的降温也停止以后，图5c中的k_h廓线也出现类似的变化。图5b中的k_h廓线没有发现有此变化。

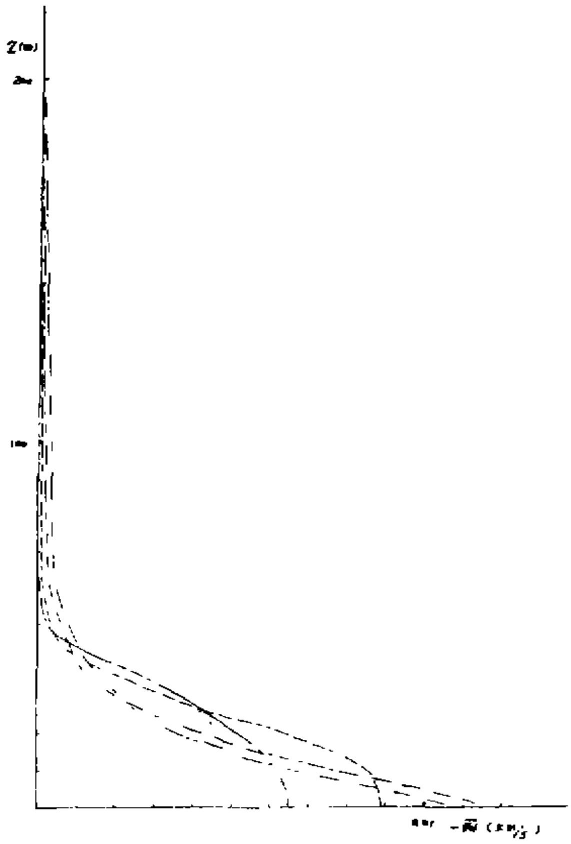


图3a　$-\overline{\theta' w'}$廓线其它同图1a

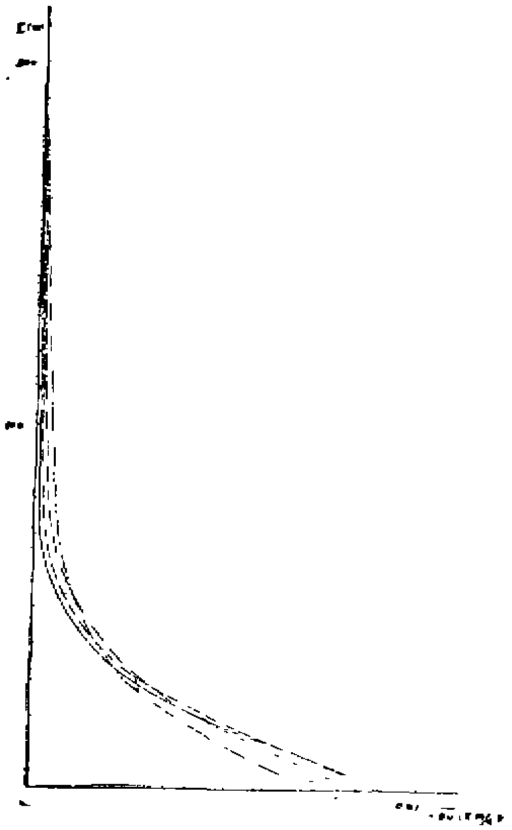


图3b　$-\overline{\theta' w'}$廓线其它同图1b

从上述分析可知，当下垫面停止降温以后，稳定大气边界层内的湍流量和平均量一样，仍在不断地演变着。分析稳定大气边界结构对下垫面降温的响应规律对于认为稳定大气边界层结构有重要意义。

（c）理论分析

在稳定大气边界层内，热力因子对湍流起着抑制作用，若$-\overline{\theta' w'}$增大，热力因子对湍流的抑制作用就增大。而$-\overline{\theta' w'}$的大小赖依于大气层结。因此，对于下垫面降温速度比较大的情况；层结就变得愈稳定，$-\overline{\theta' w'}$也愈大。相应的湍流脉动动能就愈小，湍流交换也更受抑制。对于温度廓线，由于湍流交换受抑制。因此，稳定大气边界层内的温度廓线受下垫面的降温影响就减小。对于风廓线，当方程（1）—（2）中的湍流交换项减小时，原由湍流交换作用维持的那部分地转偏差风，由于湍流交换作用的削弱，将经过惯性振荡转化为超地转风。这些推论都很好地解释了在第一、三种情况中出现停止降温之前的平均量和脉动

量的演变规律。

图3c $-\overline{\theta' w'}$廓线其它同图1c

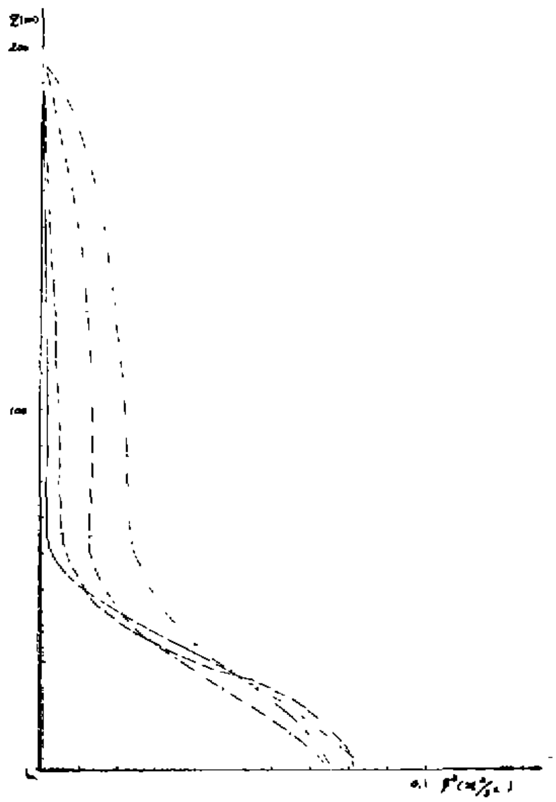


图4a q^2廓线其它同图1a

当停止降温或降温很不明显，风温廓线以及湍流量间何演变？在稳定大气边界层中，温度层结是控制其结构演变的主要因子之一，因此，我们从温度廓线分析着手。

在稳定大气边界层内，二阶矩控制方程中的时间变化项和湍流扩散项很小，若不考虑这两项，方程（4）—（6）最终可将湍流动量通量和湍流热量通量转化为k闭合的形式。因此，方程（3）可表示为：

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial z}\left(k_h\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)=\underbrace{\frac{\partial k_h}{\partial z}\frac{\partial\theta}{\partial z}}_{(\mathrm{I})}+\underbrace{k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}}_{(\mathrm{II})} \tag{14}$$

在方程（14）右边的第（Ⅰ）项类似于垂直平流项 $-w\frac{\partial\theta}{\partial z}$，若$\frac{\partial k_h}{\partial z}>0$，相当于 $w<0$，则该项具有向下输送的能力，若$\frac{\partial k_h}{\partial z}<0$，相当于$w>0$，该项起着向上输送的作用。在大气湍流边界层内，k廓线具有两边小中间大的形状分布，如图五k_h廓线的下部，因此，湍流交换作用的非均匀分布必将使得k的极大值上部和下部分别具有向上输送和向下输送的温时，k_h廓线变化趋势比较一致。即：k_h廓线下部的极大值高度降低，极大值也变小。所不同的是图5a中的k值最小。图5c次之，图5b最小，模式继续积分，当第一种情况下的降温停

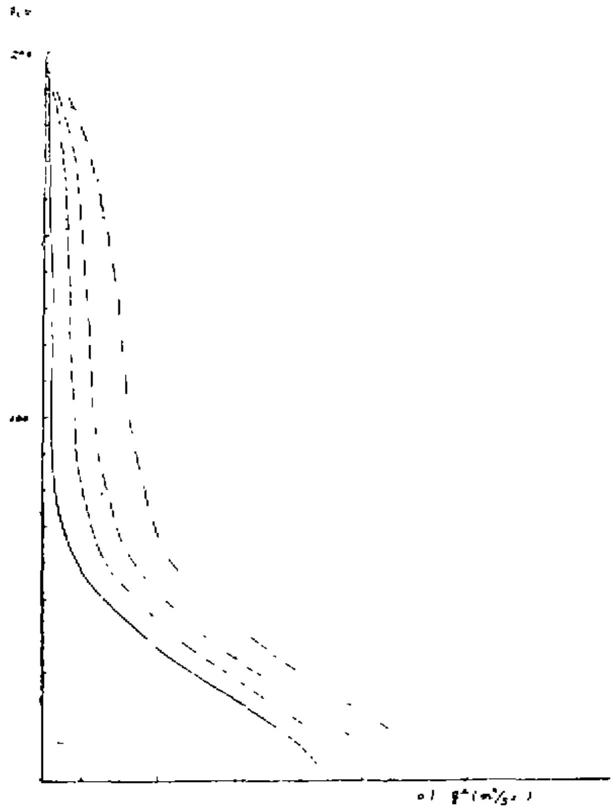


图4 b q²廓线其它同图 1 b

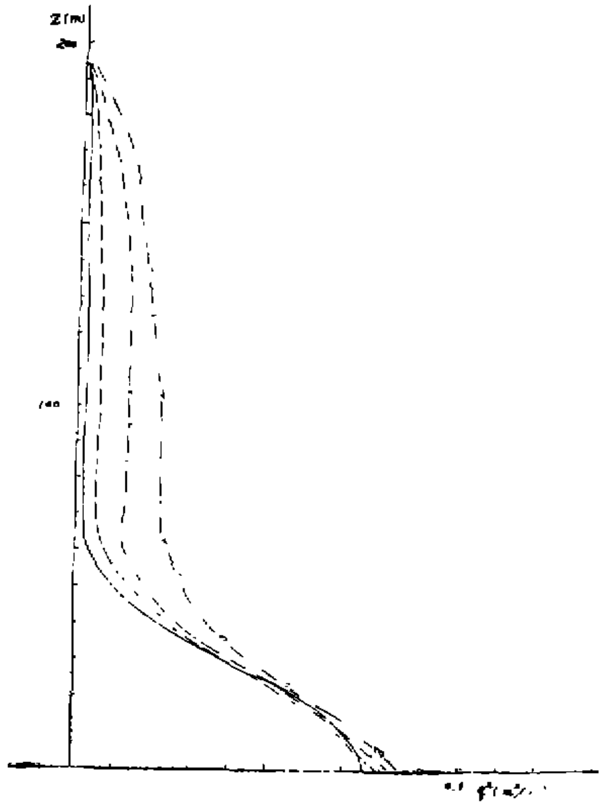


图4c q²廓线其它同图 1 c

趋势，其结果在k的极大值附近温度廓线斜率变小，即湍流混合作用较强。在其他位置温度廓线的斜率反而有增加的趋势。这种输送作用除与k廓线有关，还与温度廓线本身有关，温度廓线的斜率越大，这种输送作用越强。

方程(14)中的第Ⅱ项为众所周知的扩散项，设想一扩散方程：

$$\begin{cases} \dfrac{\partial x}{\partial t}=k_h\dfrac{\partial^2 x}{\partial z^2} \\ x|_{z=z_1}=x_1 \\ x|_{z=z_2}=x_2 \end{cases}$$

若初始时刻x在z方向的分布为非线性，则经过足够长时间以后，x的解在z坐标中为线性分布关系。且若x的分布偏离线性关系的程度越大，$k_h\frac{\partial^2 x}{\partial z^2}$的扩散作用也越强。这种扩散作用随着x的分布逐渐接近线性分布而消失。

为了能反映（14）式中的（Ⅰ）项和（Ⅱ）项在上述三种降温情况下对温度廓线演变所起的作用。我们计算了这两项在垂直方向的分布规律，如图 6，当上述三种降温情况中仍处

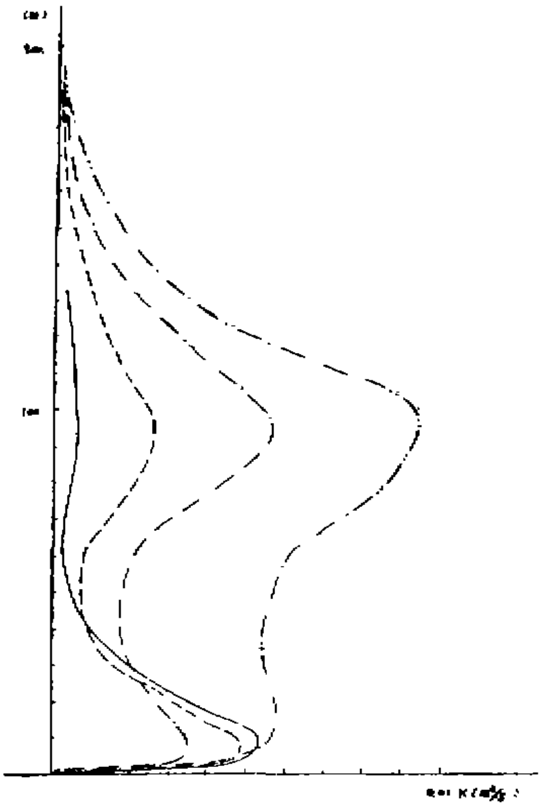


图5a k廓线其它同图1a

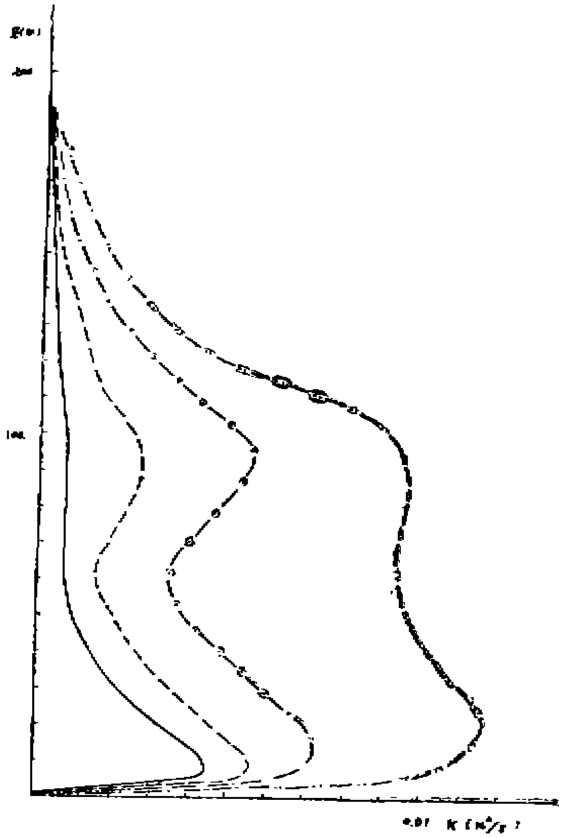


图5b k廓线其它同图1b

在降温之中时，扩散项 $k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z}$ 总是负的，输送项 $\frac{\partial k_h}{\partial z}\frac{\partial^2\theta}{\partial z}$ 在下部为正的，而上部为负的。两项之和仍为负的。这是因为，当下垫面降温较快时，下垫面的温度变化不可能在较短的时间内传递到整个边界层内，相反，在稳定大气边界层低部，温度廓线的斜率越来越大，偏离线性分布的程度也增大。因此，$k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 的扩散作用就显得越来越重要。当第一种情况中降温停止以后，$k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 的分布发生了变化。如图6a，在稳定大气边界层的中部 $k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 为正的，其余部分为负的。即 $\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 在垂直方向正负交替出现，温度廓线的斜率在垂直方向非单调变化。从图1a可知，造成这种非单调变的原因是稳定大气边界层中部降温过快，下部降温较慢。

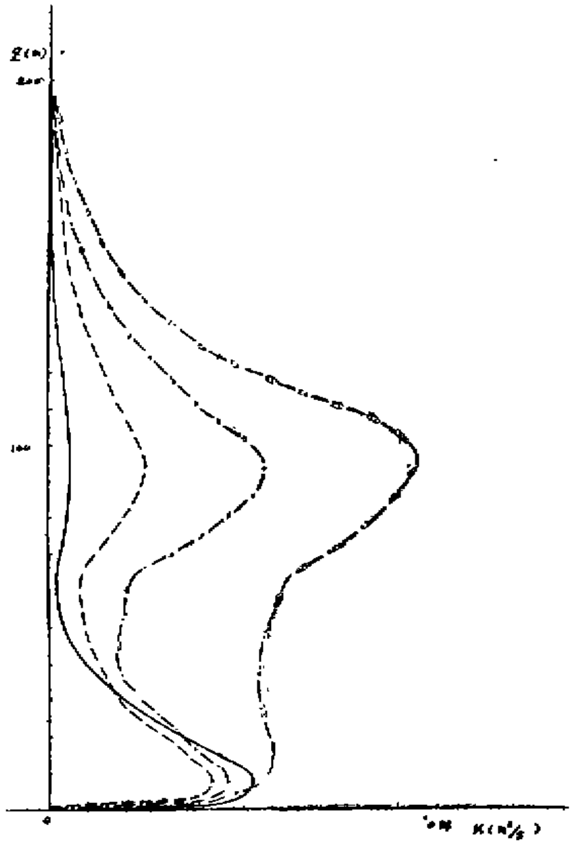
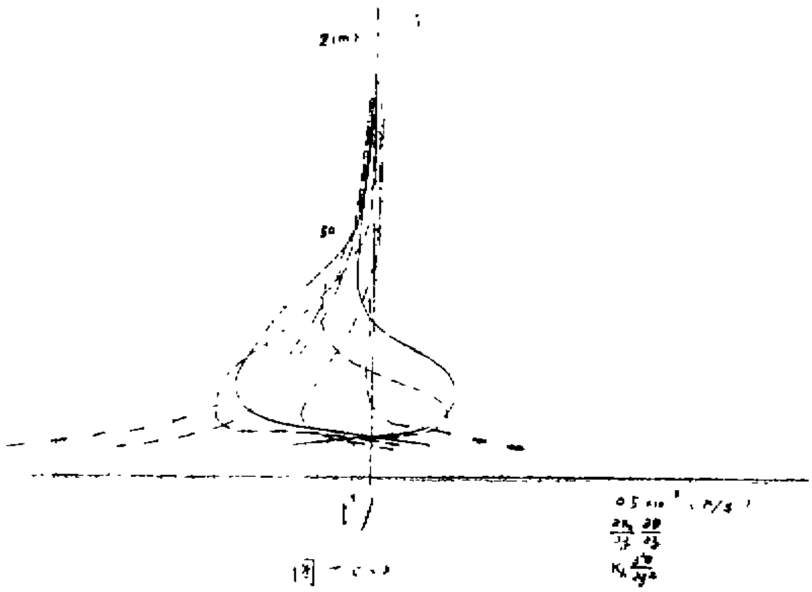


图5　k廓线其它同图1c



$k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 与 $\frac{\partial k_h}{\partial z}$ $\frac{\partial\theta}{\partial z}$ 的比较图，1．代表 $k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 2．代表 $\frac{\partial k_h}{\partial z}$ $\frac{\partial\theta}{\partial z}$ 其它说明同图1a

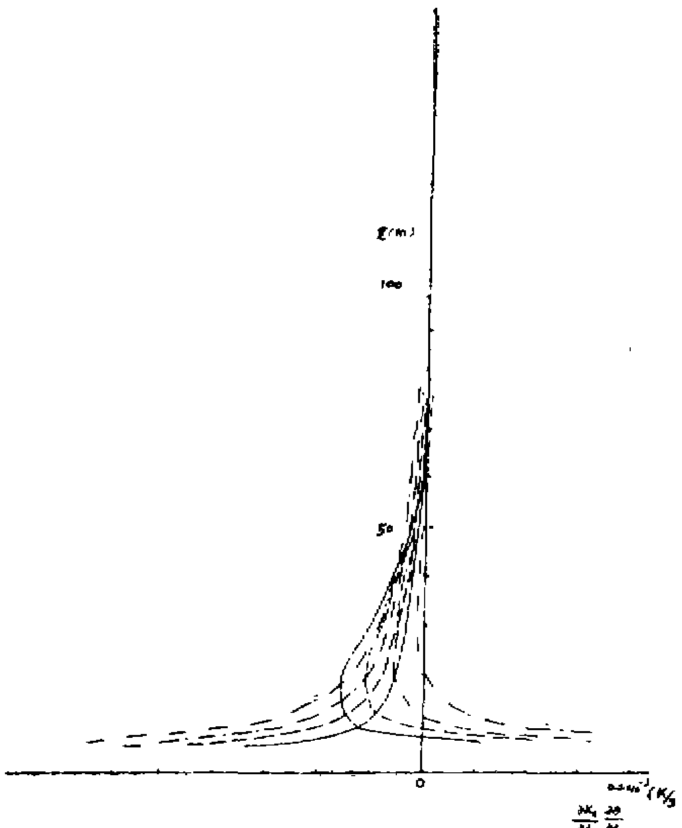
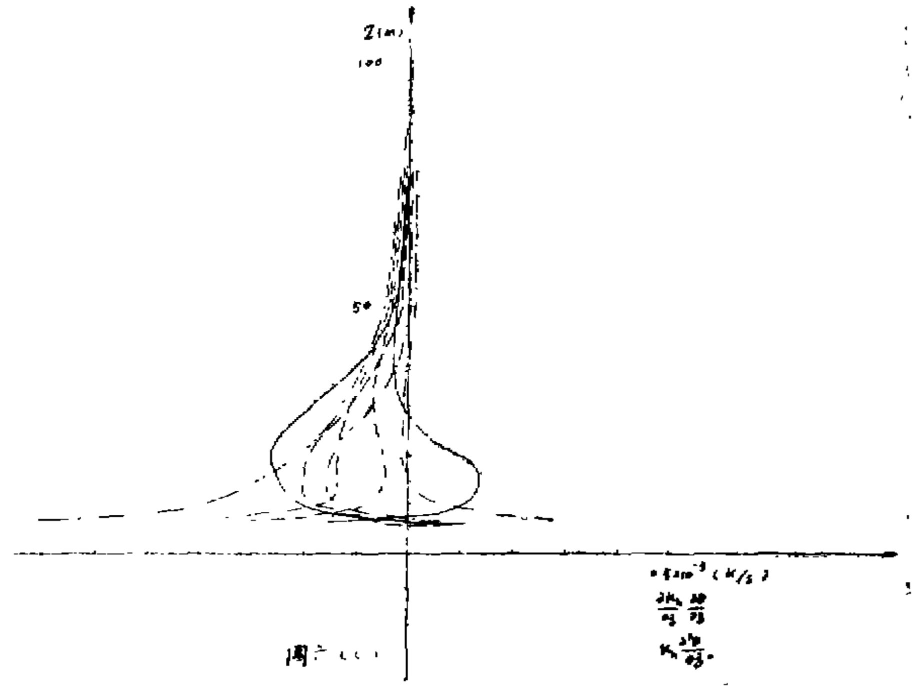


图1(b)

$k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 与 $\frac{\partial k_h}{\partial z}\ \frac{\partial\theta}{\partial z}$ 的比较图，1．代表 $k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 2．代表 $\frac{\partial k_h}{\partial z}\ \frac{\partial\theta}{\partial z}$ 其它说明同图1c

当下垫面对边界层的强迫降温作用停止以后，边界层内的温度变化主要靠湍流的混合和扩散作用。特别在湍流交换系数 k_h 的极大值附近湍流混合作用很强。在极大值的上部，这种湍流混合作用具有向上输送的作用（即 $\frac{\partial k_h}{\partial z}\ \frac{\partial\theta}{\partial z}<0$），因此，有利于降温。在极大值的下部，这种混合作用具有向下输送的作用（即 $\frac{\partial k_h}{\partial z}\ \frac{\partial\theta}{\partial z}>0$），因此抑制降温，两者综合作用必然引起温度廓线的曲率变化。当降温较快区内的温度廓线的曲率转化为正肘（$\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}>0$）扩散项 $k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 抑制这种降温。由此分析可知，温度廓线的曲率变化由 $\frac{\partial k_h}{\partial z}\ \frac{\partial\theta}{\partial z}$ 的作用引起的。仅当温度廓线曲率由负值转化为正值以后，扩散项 $k_h\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$ 才抑制温度廓线曲率的变化。



$k_h\dfrac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$和$\dfrac{\partial k_h}{\partial z}\dfrac{\partial\theta}{\partial z}$的比较图，1．代表$k_h\dfrac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$　2．代表$\dfrac{\partial k_h}{\partial z}\dfrac{\partial\theta}{\partial z}$其它说明同图1c

当稳定大气边界层中下部的温度廓线曲率由负值转化为正值时，这意味着在稳定大气边界层的中下部温度斜率变小，层结对湍流的抑制作用减小，因此，湍流脉动动能q^2增大，湍流热通量$\overline{-\theta' w}$增大，湍流交换也增大(k_h增大)，相应地，在稳定大气边界层底部的q^2及$\overline{-\theta' w'}$的斜率也变小。

五、结论

本文建立了一个二阶矩闭合的大气边界层模式，利用该模式对不同的下垫面降温率进行了数值试验，结果表明：

（1）当下垫面降温较快时，稳定大气边界层内受下垫面强迫降温的高度越低，出现的超地转风速越大，超地转风速的极大值所在的高度越低，相应的湍流脉动动能减小，湍流交换系数变小，热通量增大。

（2）当下垫面降温很少甚至停止降温以后，稳定大气边界层内的温度廓线斜率以及风速廓线的斜率由原来的垂直方向的单调变化趋势演变为非单调变化趋势，相应的湍流脉动动能和热通量（$\overline{-\theta' w'}$）的廓线斜率也出现了类似的趋势。我们从理论上分析了这种现象。认为：湍流交换在垂直方向的非均匀分布是造成廓线斜率的非单调变化的主要原因。在湍流混合较强的上部具有向上输送作用。在湍流混合较强的下部具有向下输送的作用。这些输送作用驱使平均量的廓线斜率非单调变化，相应的脉动量廓线斜率也发生了变化。

参 考 文 献

Reference

〔1〕 Wyaggard. J., C., Modeling the Planetary Boundary Layerextension to the stable case Boundary Layer meterology 1975 vol. 9 441—460
〔2〕 Brost, R., A., & J.C Wyaggard A Model Study of the Stablely Stratified Planetary Boundary Layer J. Atom. Sci. 1978 vol. 35 1427—1440
〔3〕 Mellor, G., L., & T., Yamada A hierachy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layer J. atom. Sci. 1974 vol. 31 1791—1806
〔4〕 李兴生和杨硕文 夜间大气边界层的高阶矩数值模拟 大气科学, 1986 vol. 10. 154—163.
〔5〕 Sobrjan, Z. On Similarity in the Atmospheric Boundary layer Boundary Layer Meteorology 1986 vol. 34 377—397

NUMERICAL STUDY ON THE EVOLUTION OF THE STABLE BOUNDARY LAYER

Zhou Jingnan

(*Nanjing Institute of Meteorology*)

Abstract

In this paper, the atomspheric boundary lyaer model with the second-order momen closure has been developed to study the evolution of the stable boundary layer with different surface detemperature sates, it is found that

(1) When surface detemperature rates is larger, in the stable boundary layer the height is lower where the temperature is forced to decrease by the earth surface, the supergeostrophic wind is larger, the height of the maxium supergeostrophic wind is lower, correspondly the turbulent fluctuation energy and the turbulent exchange coefficient become smaller, and the turbulent heat flux becomes larger.

(2) After the surface detemperaure rate is small or even zero, the slopes of the temperature profile ard velocity Profile in the stable buondary layer becomes non-monotonous change from original monotonous change, accordingly the slope of turbulent fluctuation energy profile and the hea tflux profile also appear the simila change. The phenomenon is analysed theoroticaly and it is suggested that the vertical non-uniform distribution of the turbulent exchange is a main factor which result in the nonmomotonous change of the slopes, There is upward transport similar to the vertical advection above the intense turbulent mixture and downward transport below. these transports made the slopes of the mean variation profiles change non-monotonously.