

非均匀地面近地层风速廓线的实验研究

赵德山 彭贤安 洪钟祥

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文以 Monin-Obukhov (1954)^[1] 相似理论为基础, 分析研究了北京西郊八角村地区 80 米高的铁塔上观测的风速和温度资料。

指出在均匀粗糙地面条件下, 中性平均风速廓线在 77 米高度内很好地满足对数规律; 稳定层结下, 对数-线性规律在 $(0.03 \leq R_i \leq 0.69)$ 一个很宽的稳定范围内都是适用的, 但是必须十分注意其线性项常数 β 是随稳定度 R_i 而变的。本文给出了 β - R_i 之间的经验关系为 $\beta = 0.35 R_i^{-0.4}$ 。对于不稳定层结描写风速切变函数 ϕ_m , 我们得到: 弱不稳定范围使用 $\left| \frac{z}{L} \right|^{-1/4}$ 规

律较好, 中等不稳定范围使用 $\left| \frac{z}{L} \right|^{-1/3}$ 规律较好, 强不稳定范围似乎使用 $\left| \frac{z}{L} \right|^{-0.4}$ 规律较好。

在非均匀地面条件下, 地面粗糙度突变对各种层结下的平均风速廓线的影响都是十分显著的。这种影响通常以廓线上出现“拐点”反映出来。本文给出了计算“拐点”高度 h 的经验公

式为: $\frac{h}{z_0} = \left[0.6 + 0.01 \ln \frac{z_0}{z_0'} + \ln(1 - \alpha R_i)^{0.2} \right] \left(\frac{X}{z_0} \right)^{0.4}$, 对于弱稳定范围 $(0.03 \leq R_i \leq 0.12)$, $\alpha = 8$; 对于弱不稳定和中等不稳定范围 $(-1.0 < R_i < 0)$, $\alpha = 0.8$ 。其结果实质上是和 Ellitt [1958]^[2] 的理论相符合的。

一、引 言

Monin-Obukhov (1954) 的相似理论, 在定常、水平均匀假设下给出了平均风速廓线的普遍表达式

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[f\left(\frac{z}{L}\right) - f\left(\frac{z_0}{L}\right) \right]$$

其中 z_0 是地面粗糙度, u_* 是表面摩擦速度, κ 是卡门常数, L 是 Obukhov 长度, $f\left(\frac{z}{L}\right)$ 是以无量纲量 $\zeta = \frac{z}{L}$ 为独立变量的普适函数。

在近中性 ($|\zeta| \rightarrow 0$) 条件下, 平均风速廓线满足对数-线性规律 $f(\zeta) = \ln|\zeta| + \beta\zeta$, 其中 β 是线性项常数, 由实验确定。

1978年12月30日收到修改稿。

在极不稳定 ($\zeta \ll -1$) 条件下, 平均风速廓线满足 $-\frac{1}{3}$ 次方规律: $f(\zeta) = c_1 \zeta^{-\frac{1}{3}}$, 其中 c_1 是由实验确定的常数。

在极稳定 ($\zeta \gg 1$) 条件下, 平均风速廓线满足线性规律: $f(\zeta) = c_2 \zeta$, 其中 c_2 是由实验确定的常数。

近 20 年来大量实验研究不仅证实表面层相似理论是可信的, 而且大大扩展了它的适用范围。本文正是以该理论为基础, 试图研究城市郊区均匀粗糙地面条件下平均风速廓线的各种特征, 特别是非均匀地面条件表面粗糙度突变对平均风速廓线的影响。

二、观测场地和资料处理

观测场地位于北京西郊八角村地区, 周围具有均匀和非均匀地面条件, 详见图 1。

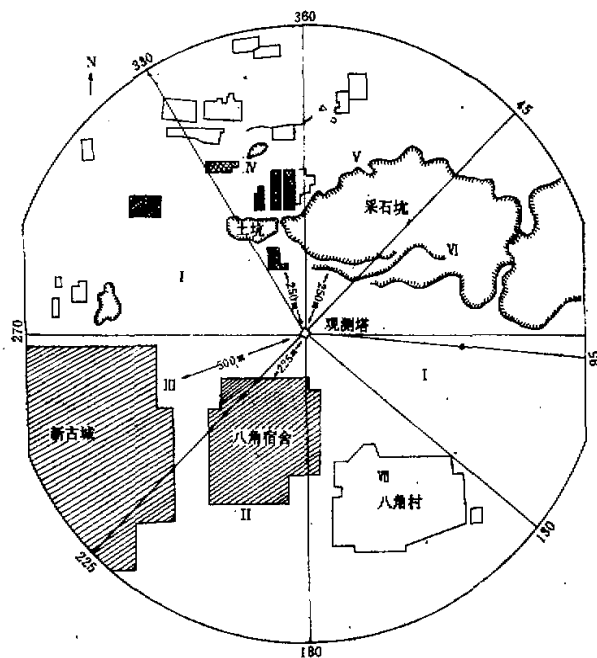


图 1 观测场地示意图

温度和风向风速是在同一个 80 米高的铁塔上于 1974 年—1976 年三次观测的。观测高度分别为 3.6, 8.2, 20, 29, 47 和 77 米。温度测量采用铂金丝感应元件, 由平衡电桥和自动平衡电子电位差计记录的。风向风速仪的启动风速为 0.5 米/秒。按照严格规定选取的资料以地面特征为依据分为 7 组(见图 1)。稳定度参数是在 3.6 和 20 米两层之间的几何高度上计算的, 公式为

$$R_i = \frac{g}{T_0} \sqrt{z_1 z_2} \ln \frac{z_2}{z_1} \frac{\theta_2 - \theta_1}{(u_2 - u_1)^2},$$

其中 $\theta_2, \theta_1; u_2, u_1$ 分别为高度 z_2 (20 米) 和 z_1 (3.6 米) 上的位温和风速, g 是重力加速度; T_0 为地面绝对温度.

三、均匀粗糙地面条件下平均风速廓线的特征

(a) 稳定层结下对数—线性规律的分析

我们使用代表均匀粗糙地面条件下的第 I 组资料, 着重研究了对数—线性规律适用的范围, 并计算了 u_* , L 和 β 值, 探讨了 $\beta \sim R_i$ 之间的关系.

采用的方法是 Webb (1970)^[3] 的图解法. 这个方法在计算 u_* , L 和 β 值时直接使用的只是平均风速廓线资料, 而风速的测量精度是比较高的; 此外在计算过程中消去了 z_0 , 使变量只包含有 L 和 β ; 并且计算时高度可任意选择使点子加密, 这些都有利于计算精度的提高.

该方法基本思路是, 在任意两高度 z_1 和 z_2 之间, 对稳定条件下平均风速廓线满足的对数—线性规律一般表达式积分, 然后两边都除以 $\ln \frac{z_2}{z_1}$ 得到的结果. 即

$$Y = \frac{u_*}{\kappa} \left(1 + \frac{\beta}{L} X \right) \quad (1)$$

$$\begin{cases} X = \frac{z_2 - u_1}{\ln z_2 / z_1} \\ Y = \frac{z_2 - z_1}{\ln z_2 / z_1} \end{cases}$$

以 X, Y 为坐标作图, 在两个坐标轴上的截距分别为 $X_0 = -\frac{L}{\beta}$, $Y_0 = \frac{u_*}{\kappa}$. 经过简单运算便可得到

$$L = \frac{z}{R_{iz} \left(1 - \frac{z}{X_0} \right)} \quad (2)$$

$$\beta = \frac{z}{R_{iz}(z - X_0)} \quad (3)$$

其中 R_{iz} 是在高度 z 上计算的 Richardson 数. 分析结果如图 2 和图 3 所示.

从图 2 可以清楚地看到, 在均匀粗糙地面条件下, 使用对数—线性规律拟合实际测量资料, 从 $R_i = 0.03$ 到 $R_i = 0.69$, 也就是说从稍稳定到强逆温都是比较好的, 这就表明对数—线性规律在均匀粗糙地面条件下适用的范围很宽, 远比均匀平坦地面条件下适用的范围大 (见 Webb, 1970).

图 3 指出, 当稳定度增大到 $R_i = 1.11$ 以后, 资料点子出现系统偏离, 对数—线性规律不再适用了. 这个结果与 Sethuraman 和 Brown (1977)^[4] 在具有 8 米高树林的均匀粗糙

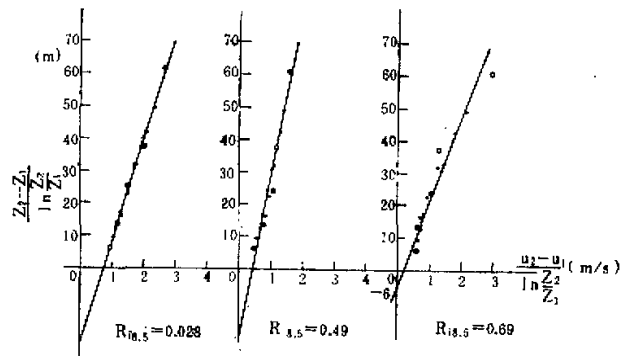


图2 对数——线性平均风速廓线

- 相邻两观测高度间的计算值
- 任意两观测高度间的计算值

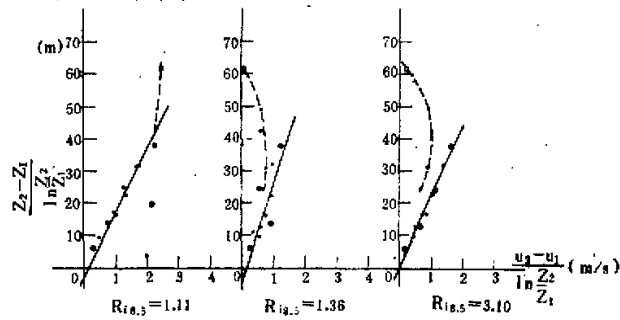


图3 对数——线性平均风速廓线

- 相邻两观测高度间的计算值
- 任意两观测高度间的计算值

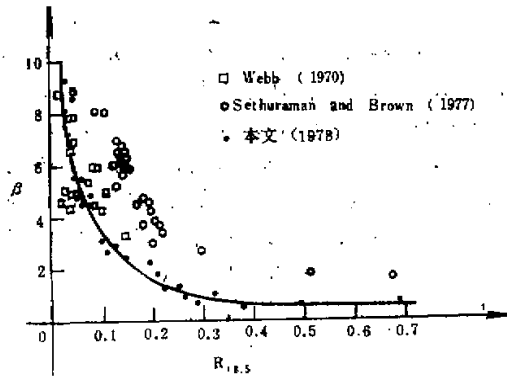


图4 线性项常数 β 随 $R_{10,5}$ 的变化, Webb 使用的 Richardson 数为 $R_{11,6}$,
Sethuraman 和 Brown 使用的 Richardson 数为 $R_{12,2}$

地面条件下得到的结果比较一致。显然,较大的地面粗糙度加强了机械湍流,是均匀粗糙地面条件下对数—线性规律适用范围如此之宽的主要原因。

如此计算得到的参数 u_* , L 和 β 均列入表 1, 并且给出了 $\beta \sim R_i$ 之间的关系图 4。

表 1 计算得到的对数——线性规律各参数

稳定度 R_{is}	$u_*(m/s)$, $\kappa = 0.40$	$L(m)$	β
0.028	0.30	226.28	9.33
0.029	0.37	251.39	8.11
0.034	0.32	188.16	7.24
0.040	0.32	165.36	5.51
0.042	0.26	129.04	8.60
0.048	0.24	136.76	4.72
0.057	0.29	110.02	4.58
0.060	0.26	96.11	5.34
0.076	0.21	72.96	4.56
0.078	0.21	67.74	4.84
0.097	0.24	61.42	3.07
0.107	0.29	56.48	2.69
0.121	0.24	45.82	2.86
0.144	0.22	37.64	2.91
0.190	0.16	25.21	2.29
0.205	0.21	26.44	1.76
0.222	0.24	28.54	1.14
0.253	0.26	23.55	1.18
0.262	0.24	24.86	0.89
0.284	0.30	9.57	0.62
0.321	0.21	17.63	1.04
0.384	0.24	17.35	0.56
0.492	0.16	12.12	0.61
0.694	0.11	6.59	0.84

图 4 清楚地表明,对数—线性规律在上述适用的范围内,其线性项常数 β 是随稳定度 R_i 的不同而变化的。特别值得注意的是,在弱稳定范围内 ($0.03 \leq R_i \leq 0.10$), β 值变化十分迅速而且幅度也最大 ($\beta = 9.3 \sim 3.1$, 其平均值为 6.0, 相对标准偏差为 61%); 在中等稳定范围内 ($0.10 < R_i \leq 0.25$), β 值变化迅速减小 ($\beta = 2.9 \sim 1.2$, 其平均值为 2.1, 相对标准偏差为 23%); 在强稳定范围内 ($0.25 < R_i \leq 0.69$), β 值变化最小,几乎趋于一个常数 ($\beta = 0.56 \sim 1.1$, 其平均值为 0.8, 相对标准偏差为 5%)。这就告诫我们,在弱稳定范围内使用 β 的平均值是不精确的,只有在大于临界 Richardson 数的强稳定条件下, β 才可以近似地认为是一个常数。我们给出了 $\beta \sim R_i$ 之间的经验公式

$$\beta = 0.35 R_i^{-0.9} \quad (4)$$

由此可见,严格说来相似理论提出的对数—线性规律只有对于每个确定的 R_i 值才是真切的。

图 4 中还给出了 Webb (1970) 和 Sethuraman-Brown (1977) 的结果。表明本文结果与 Webb 的结果比较一致(他没有强稳定的资料)与 Sethuraman-Brown 的结果比较其

规律性也是一致的。

(b) 不稳定层结下平均风速廓线的描述

描述不稳定条件下平均风速廓线的经验公式, 目前比较有名的有: Panofsky 等 (1960)^[5]提出的 Keyps 公式 $\phi_m^4 + \nu\left(\frac{z}{L}\right)\phi_m^3 = 1$; Businger 等(1971)^[6]提出的公式 $\phi_m = \left(1 - 16\frac{z}{L}\right)^{-\frac{1}{4}}$; Bruitt 等 (1973)^[7]提出的公式 $\phi_m = \left(1 - 16\frac{z}{L}\right)^{-\frac{1}{4}}$ 。

本文直接使用平均风速廓线计算了不稳定层结风速切变函数 ϕ_m (见 Paulson 1970^[8])。

根据风切变函数的一般表达式

$$\phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (5)$$

假设中性 $\phi_{m0} = 1$, 用 ϕ_{m0} 除以上式得到

$$\phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{u_{*0}}{u_*} \frac{(\Delta u)}{(\Delta u)_0} \quad (6)$$

式中下标 '0' 表示中性层结。使用 Paulson 方法积分 (5) 式得

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} - \psi\left(\frac{z}{L}\right) \right] \quad (7)$$

$$\begin{cases} \psi\left(\frac{z}{L}\right) = 2 \ln \frac{1+X}{z} + \ln \frac{1+X^2}{z} - 2 \lg^{-1} X + \frac{\pi}{2} \\ X = \left(1 - 16\frac{z}{L}\right)^{\frac{1}{4}} \end{cases}$$

则有

$$u_* = \frac{\kappa u}{\ln \frac{z}{z_0} - \psi\left(\frac{z}{L}\right)} \quad (8)$$

可以使用最低层的资料计算 u_* , 即

$$\phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{(\Delta u)}{(\Delta u)_0} \frac{u_{0,1}}{u_1} \left[1 - \frac{\psi\left(\frac{z_1}{L}\right)}{\ln \frac{z_1}{z_0}} \right] \quad (9)$$

式中下标 '1' 表示最低的观测高度。

计算结果如图 5 所示。图 5 中还引用了 Carl 和 Panofsky 等(1973)^[9]给出的三个场地的实验资料。

从图 5 可以看出, 在弱不稳定 $\left(-0.03 > \frac{z}{L} \geq -0.15\right)$ 范围内, 公式 $\phi_m = \left(1 - 16 \times \frac{z}{L}\right)^{-\frac{1}{4}}$ 与实测资料拟合得较好; 在中等不稳定 $\left(-0.15 > \frac{z}{L} \geq -1.0\right)$ 范围内, 公式 $\phi_m = \left(1 - 16\frac{z}{L}\right)^{-\frac{1}{4}}$ 与实测资料拟合得较好; 在强不稳定 $\left(-1.0 > \frac{z}{L}\right)$ 范围内, 似乎公式 $\phi_m = \left(1 - 16\frac{z}{L}\right)^{-0.4}$ 与实测资料拟合得较好。虽然 Carl 和 Panofsky (1973)没有提到后

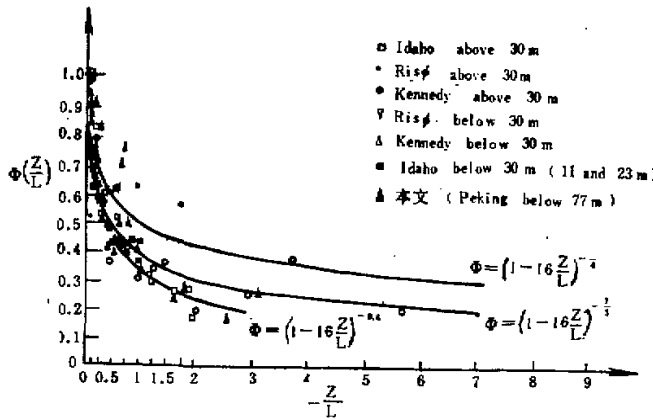


图 5 不稳定层结下 $-\frac{1}{4}$, $-\frac{1}{3}$, -0.4 次方规律的计算值与观测值之间的比较

面这种趋势,但它却反映在他们的结果中。本文的资料进一步证实这种“ -0.4 ”次方规律的趋势可能是真实的。

四、非均匀地面条件下风速廓线的特征

为了研究这个问题,我们分析了代表非均匀地面条件的第 II, III, IV, V 组资料(第 VI 组资料因塔臂伸向西南而被舍弃了;第 VII 组资料因太少而未采用)。结果分别表示在图 6, 7, 8 和 9 中。

图 6 清楚地表明,在中性条件下地面粗糙度突变对平均风速廓线的影响出现了一个

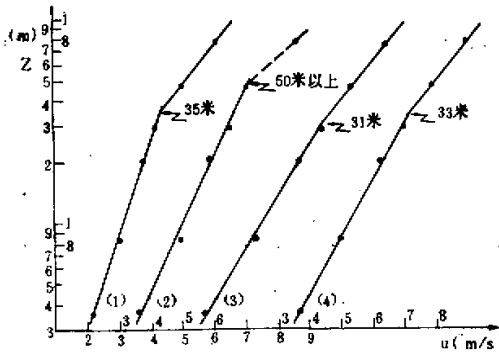


图 6 中性条件下的平均风速廓线

- (1) 第 II 组的资料 (2) 第 III 组的资料
(3) 第 IV 组的资料 (4) 第 V 组的资料

‘拐点’, 因而整个廓线是由两条斜率不同的对数廓线组成的。证明两种截然不同粗糙度的地面对其上空空气流动作用的结果, 在下风方向形成了一个区分两种不同特征气流的交界面。‘拐点’以上的平均风速廓线反映的是远离观测点地面条件下的气流特征, ‘拐点’以下的平均风速廓线反映的是观测点附近地面条件下的气流特征。

图 7, 8 是为了直观, 使用 $(\ln z - \psi_r) \sim u$ 坐标作的图(纵坐标中 ψ_r 是修正函数, 计算中使用了关系式 $R_r = \frac{z}{L}$, 见上节。)证明在不稳定条件下, 地

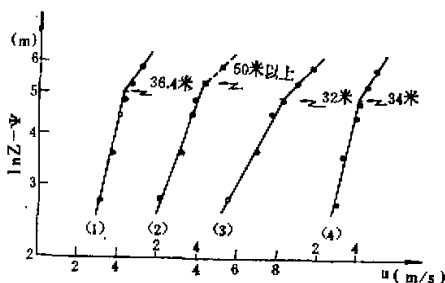


图7 弱不稳定层结下的平均风速廓线

(1) 是第 II 组资料 (3) 是第 IV 组资料
(2) 是第 III 组资料 (4) 是第 V 组资料

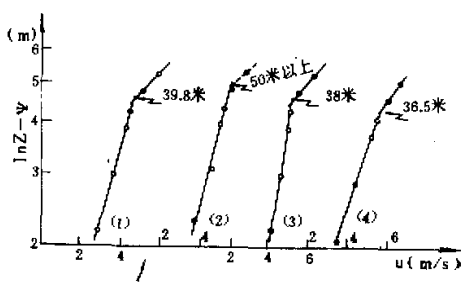


图8 中等不稳定层结下的平均风速廓线

(1) 是第 II 组资料 (3) 是第 IV 组资料
(2) 是第 III 组资料 (4) 是第 V 组资料

面粗糙度突变对平均风速廓线的影响也出现了‘拐点’。因而使廓线是由两条斜率不同的遵循“ $-\frac{1}{4}$ ”次方规律的廓线组成的。完全与中性时相类似。

图9 同样是为了直观而将单对数坐标转换成 $(\ln z + \beta \frac{z}{L}) \sim u$ 坐标作的图[转换坐标时使用了关系: $L = z(\frac{1}{R_i} - 4.7)$, ($0 < R_i \leq 0.16$) 和本文得到的 $\beta = 0.35 R_i^{-0.9}$, 因而

而得到的结果应该认为只适用不太强的稳定范围]。证明在稳定层结下, 地面粗糙度对平均风速廓线的影响同中性、不稳定层结下的情况完全类似。稳定性的影响仅仅表现在‘拐点’出现的高度上。

下面我们分析了各种不同稳定度层结下‘拐点’出现的高度。

在中性条件下, ‘拐点’的高度 h 最主要的决定于两种地面粗糙度突变线到观测点的水平距离 X 的大小, 近似地与 $X^{0.8}$ 次方成正比; 其次‘拐点’高度 h 还与两种地面粗糙度 z_0 (观测点附近的地面粗糙度) 和 z'_0 (远离观测点的地面粗糙度) 的大小有关, 近似地与 $z_0^{0.2} \ln \frac{z'_0}{z_0}$ 成正比。

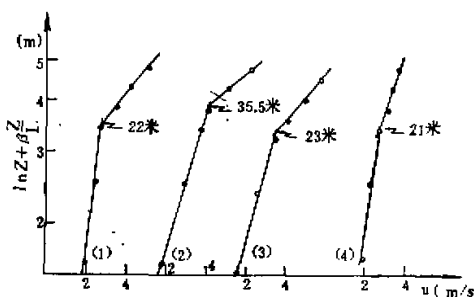


图9 弱稳定层结下的平均风速廓线

(1) 是第 II 组资料 (3) 是第 IV 组资料
(2) 是第 III 组资料 (4) 是第 V 组资料

在稳定和不安定层结下, 平均风速廓线上‘拐点’出现的高度 h 除了仍然服从中性条件下与 X, z_0, z'_0 之间的关系外, 还明显地与稳定度 R_i 的大小有关。不稳定层结‘拐点’高度随不稳定性加强而抬高, 到中等不稳定性与中性时相比‘拐点’抬高了 15% 左右; 而稳定层结‘拐点’高度随稳定性加强而显著降低, 到不太强的稳定时与中性时相比, ‘拐点’就降低了 25—30%, 表明稳定层结‘拐点’随稳定性加强而降低, 比在不安定层结下‘拐点’随不稳定性加强而抬高要快得多。本文给出了计算‘拐点’高度的经验公式

$$\frac{h}{z_0} = \left[0.6 + 0.01 \ln \frac{z'_0}{z_0} + \ln(1 - \alpha R_i)^{0.2} \right] \left(\frac{X}{z_0} \right)^{0.5} \quad (10)$$

当中性时, $\ln(1 - \alpha R_i)^{0.2} \approx 0$; 弱不稳定和中等不稳定时 $\alpha = 0.8$; 而对于不太强的稳定层结 $\alpha = 8$.

最后我们利用公式(10)计算了本文、Panofsky 和 Petersen (1972)^[10] 以及 Echols 和 Wagner (1972)^[11] 给出的资料并与观测结果进行了比较, 表明是比较符合的(见表2)。在中性条件下实质上本文的结果与 Elliott 的理论是一致的; 在不稳定层结下 Panofsky 等也得到了与本文类似的结果。总的说, 我们的结果还是经验性的, 尤其是稳定层结下的结果更需要今后精确的实验作进一步的验证。

表2 不同稳定度的‘拐点’高度的观测值与计算值的比较

资料来源	组号	方位(度)	观测点附近地面粗糙度 z_0 (米)	远离观测点的地面粗糙度 z'_0 (米)	两种地面粗糙度突变线到观测点的水平距离 X (米)	观测的拐点高度 h				本文的公式计算值 h				Elliott 的公式计算值 h (中性)
						弱不稳定	中等不稳定	中性	弱稳定	弱不稳定	中等不稳定	中性	弱稳定	
本文	II	180°—225°	0.35	5.0	225	36.4	39.8	35	22	39.5	43.5	38.7	26.1	51.2
	III	225°—270°	0.22	5.0	500	50	50	50	35.5	68.6	73.7	67.3	49.8	89.9
	IV	330°—360°	0.11	0.42	250	32	36	31	23	33.4	36.6	32.7	21.8	42.1
	V	0°—45°	0.28	1.20	250	34	36.5	33	21	40.5	45.5	39.5	28.9	51.0
Panofsky, Petersen (1972)	1	125°—145°	0.05	[0.000001]	300			35				25.9		22.4
	2	165°—195°	0.10	0.003	100			23				14.2		16.2
	3	195°—215°	0.02	0.0001	200			39				17.3		18.7
	4	215°—245°	0.12	[0.000001]	300			39				30.3		25.0
	5	245°—275°	0.30	[0.000001]	300			39				35.7		28.0
	6	275°—305°	0.22	[0.000001]	300			40				33.8		27.0
	7	305°—335°	0.28	[0.000001]	280			39				33.4		26.3
	8	335°—005°	0.05	[0.000001]	280			33				24.5		21.2
Echols, Wagner (1972)	1		(0.20)	(0.00001)	90			8				13.3		12.0
	2		(0.12)	(0.000013)	90			7				12.2		11.4
	3		(0.12)	(0.00004)	90			7				12.5		12.2
	4		(0.11)	(0.000007)	90			7.7				11.8		10.8
	5		(0.12)	(0.0001)	90			6.5				12.7		12.9
	6		(0.13)	(0.0001)	90			5.7				12.9		13.0
	7		(0.11)	(0.0001)	90			5.8				12.5		12.7
	8		(0.11)	(0.00007)	90			6				12.4		12.5

- 注: (1) [], 中括号中的值, 原作者只说难以测量的小值, 为了计算我们假设为 0.0001 厘米。
 (2) * 表示该值不可靠(因为只有一个点子, 不能确切确定拐点值, 见图)
 (3) (), 小括号中的值: (z_0 和 z'_0 资料) 是我们从原作者的廓线上读下来的。

致谢: 本文使用的资料是许多科学工作者经过三次野外观测取得的。研究过程中又得到周明煜、张锡福和李兴生等同志的热情帮助, 在此一并表示诚挚的感谢。

参 考 文 献

- [1] Monin, A. S. and Obukhov, A. M., Basic Laws of Turbulent Mixing in the Atmosphere Near the Ground, Tr. Akad. Nauk SSSR, Geofiz. Inst. 151, 163—187, 1954.
- [2] Elliott, W. P., The Ground of The Atmospheric Internal Boundary Layer, Trans. Amer. Geophys. Union, 39, 1048—1054, 1958.
- [3] Webb, E. K., Profile Relationship: The Log-Linear Range and Extension of Strong Stability, Quart. J. R. Met. Soc. 96, 67—90, 1970.
- [4] Sethuraman, S. and Brown, R. M., Validity of the Log-Linear Relationship over a Rough Terrain During Stable Conditions, Boundary-Layer, Met. 4, 213—240, 1977.
- [5] Panofsky, H. A., Blackadar, A. K., and McVehil, G. E., The Diabatic Wind Profile, Quart. J. R. Met. Soc., 86, 390—398, 1960.
- [6] Businger, J. A., Wyngard, J. C., Izumi, Y., and Bradley, E. F., Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer, J. Atmos. Sci., 28, 181—189, 1971.
- [7] Pruitt, W. O., Morgan, D. L. and Lawrence, F. J., Momentum and Mass Transfers in the Surface Boundary Layer, Quart. J. R. Met. Soc., 99, 370—386, 1973.
- [8] Paulson, C. A., The Mathematical Representation of Wind speed and Temperature Profiles in the unstable Atmospheric Surface Layer, J. Appl. Met. 9, 857—861, 1970.
- [9] Carl, D. N., Tarbell, T. C., and Panofsky, H. A., Profile of Wind and Temperature From Towers Over Homogeneous Terrain, J. Atmos. Sci., 30, 788—794, 1973.
- [10] Panofsky, H. A., and Petersen, E. L., Wind Profiles and Change of Terrain Roughness at Rise, Quart. J. R. Met. Soc., 98, 845—854, 1972.
- [11] Echols, W. T., and Wagner, N. K., Surface Roughness and Internal Boundary Layer near a Coastline, J. Appl., 11, 658—662, 1972.

AN EXPERIMENTAL STUDY OF WIND PROFILE OVER INHOMOGENEOUS GROUND IN THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER

Zhao De-shan, Peng Xian-an, Hong Zhong-xiang

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, based on the similarity theory developed by Monin-Obukhov (1954) the data collected on a 80 m tower at Bajiao Chen, Peking are analyzed. It is found that the neutral mean wind profile fits the Logarithmic Law within 77 m height over homogeneous ground. Under stable conditions the Log-Linear relationship is valid (for $0.03 \leq Ri \leq 0.69$), while the constant in the linear term varies with R_i . The relationship is given by $\beta = 0.35 R_i^{-0.2}$. Under unstable conditions, nondimensional function ϕ_m is approached by $|Z/L|^{-1/4}$ for slightly unstable, by $|Z/L|^{-1/2}$ for middle unstable and by $|Z/L|^{-0.4}$ for strong unstable.

Over inhomogeneous ground, the influence of sudden change in surface roughness on mean wind profile is very significant. This is clearly reflected by "Kinks" in the measured wind profiles. The empirical formula for estimating height of the "kinks" is given by $\frac{h}{Z_0} = \left[0.6 + 0.01 \ln \frac{Z_0'}{Z_0} + \ln (1 - \alpha R_i)^{0.2} \right] \left(\frac{X}{Z_0} \right)^{0.8}$ where $\alpha = 8$ for $0.03 \leq R_i \leq 0.12$; $\alpha = 0.8$ for $-1.0 \leq R_i < 0$. This well agrees with Elliotts theory (1958).