

近地层湍流通量计算及几种塔层风廓线模式的研究*

苗曼倩 赵 鸣 王彦昌 朱 平**

(南京大学)

提 要

利用近地层风廓线的积分形式和平均场资料计算了表征湍流通量和热量通量特征量 u_* 和 T_* 。得到了几种稳定度条件下利用两层风、温实测资料计算 u_* 和 T_* 的方法,可以普遍应用。

本文还用铁塔风速资料对目前广泛采用的几种中性和非中性湍流交换系数分布模式代入运动方程得到风廓线计算公式并进行了研究,给出了误差范围。认为:不稳定时用 Yamamoto 的 K_m 模式导出的风廓线公式以及中性和稳定时用 Yokoyama 的 K_m 模式导出的风廓线公式与实测廓线比较符合,且计算比较简便。

一、引 言

近地层湍流动量、热量通量是表征大气与地面之间作用强弱的重要参量。并且它们与湍强之间有密切联系。故近年来也为大气污染和高层建筑风震等研究者所关注。在不具备高精度脉动量的测量条件时,如何由平均场的风、温梯度的观测来推算湍流通量值,无疑具有重要的实际价值,尤其对于非中性层结关于这方面的研究进展可参考文献[25]。为此本文利用常州市铁塔观测资料计算了各种稳定度条件下的 u_* 和 T_* ,对于稳定层结下以廓线计算 L (M-O 长度)值,本文采用迭代法,结果是令人满意的。

目前关于高烟囱污染扩散和高耸建筑的有关研究均涉及到塔层风的计算。一般常用乘幂律 $u_z = u_1(z_2/z_1)^m$ 。该模型来源于假设混合长呈 $l = Az^n$ 形式而导出。将层结等影响完全归并为乘幂 m 的差异。其物理机制不清楚。故不同作者可以得到不同的 m 值。本文对目前国内外比较公认的几种 K 模式 (用于理论计算的) 代入适合于塔层的运动方程,研究它们与实测廓线的偏差,以获得关于不同稳定度条件下塔层风廓线的比较可信而又方便的方法。

本文资料来源:常州市 1984 年 7 月铁塔梯度观测资料,仪器安装于电视塔上,因塔结构的限制,五层高度分别为 29m、56.1m、95m、113m、130.5m。每天观测 16 次,每次获

1986 年 4 月 8 日收到,1986 年 7 月 7 日收到修改稿。

* 中国科学院科学基金资助的课题。

** 现北京气象学院研究生。

得 20min 均值(详见文献[25]), 由于整个实验期间不稳定情况很少出现, 故在检验不稳定层结的风廓线计算模式时, 选用了部分北京 325m 气象塔的资料^[26]。为了计算的方便, 对资料选取有以下的考虑: 首先选择大气呈正压的状况, 流场基本平直。整个塔层内稳定度一致。其次要求上、下风向基本一致, 亦即风向差不超过 20° 或风向随高度变化不是单调的。由于常州是城市下垫面, 本文取零平面位移厚度 $d = 8\text{m}$ 。

二、近地层通量的计算

近地层是大气边界层最低层, 风速切变和地面加热(或冷却)作用都很明显, 因此摩擦速度 $u_* = (\tau_0/\rho)^{1/2}$ 及特征温度 $T_* = -H_0/\rho c_p u_*$ 是两个重要的参量。其中 c_p 是定压比热, ρ 是大气密度。在 u_* , T_* 已知的情况下地面湍流应力 τ_0 和地面湍流热通量 H_0 就可以不难得到了。同时, u_* , T_* 对于本文的塔层风速廓线的计算也是必不可少的。

近地层是指各种湍流垂直通量为常数的层次, 根据近地层的 M-O 相似理论, 无量纲风速梯度和温度梯度可以写成:

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \varphi_m \left(\frac{z}{L} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\kappa z}{T_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \varphi_h \left(\frac{z}{L} \right) \quad (2)$$

其中 L 是 M-O 长度, κ 是卡曼常数, 取为 0.4, u_* 和 T_* 是由如下方法具体求取的:

(1) **中性层结的 u_*** 中性层结 $\varphi_m \left(\frac{z}{L} \right) = 1$, 风速分布呈对数律 $u = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}$ (这里开始, z 都已扣除了零平面位移厚度)。只要有两层风速观测资料, z_0 值可以用下式求出

$$\frac{u_2}{u_1} = \ln \frac{z_2}{z_0} / \ln \frac{z_1}{z_0} \quad (3)$$

本文计算出常州市的 z_0 为 0.61m, 然后将 z_0 代入对数律公式中则可计算出 u_* 值。

(2) **非中性层结** 对于非中性则 $\varphi_m \left(\frac{z}{L} \right) \neq 1$, 因此从 (1) 式来求 u_* 必须给出 $\varphi_m \left(\frac{z}{L} \right)$ 的形式, Dyer^[1] 建议用

$$\varphi_m = \left(1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{-1/4} \quad (\text{不稳定}) \quad (4)$$

$$\varphi_m = 1 + 5 \frac{z}{L} \quad (\text{稳定}) \quad (5)$$

(4)式和(5)式中的 L 在近地层中视作常数, L 的计算可以用下列方法进行:

在不稳定条件下, Pandolfo^[2], Busiger^[3] 和 Arya^[24] 都曾下面公式求取 L 值

$$L = z/Ri \quad (6)$$

近地层中, 理查孙数定义为

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\partial \theta / \partial z}{(\partial u / \partial z)^2} \quad (7)$$

式中 θ 是位温, 具体计算采用对数差分代替微分。

$$Ri = \frac{g}{T_0} \left[\frac{\Delta T}{\sqrt{z_1 z_2} (\ln(z_2/z_1))} + \gamma_d \right] \times \left[\frac{\sqrt{z_1 z_2} \ln(z_2/z_1)}{\Delta u} \right]^2 \quad (8)$$

为了减少误差, 式中我们用地面温度 T_0 代替 $\bar{T}$ 的误差可以忽略。(8)式计算出代表 $z_1 z_2$ 的几何平均高度 $\sqrt{z_1 z_2}$ 上的 Ri 值。

在稳定条件下, 我们参考 Carl 等人^[4]的方法, 采用迭代法进行计算。根据定义

$$K_m = u_*^2 / \frac{\partial u}{\partial z} \quad (9)$$

$$K_H = -H_0 / \left(\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \quad (10)$$

利用(1)式以及 L 和 Ri 的定义可以得到

$$\frac{z}{L} = \frac{K_H}{K_m} Ri \varphi_m \left(\frac{z}{L} \right) \quad (11)$$

并且由(1)式还可以得到

$$\frac{\varphi_{m2}}{\varphi_{m1}} = \frac{(\Delta u)_2}{(\Delta u)_1} \frac{(\Delta \ln z)_1}{(\Delta \ln z)_2} \quad (12)$$

(12)式只适用于近地层。下标 1, 2 表示铁塔最下面的两层。首先给出初始值 $\varphi_{m1}^{(0)} = 1$ 代入(11)式可以算出 L 的第一级近似值 $L^{(1)}$ 。然后将 $L^{(1)}$ 代入(5)式中并取 $z = z_1$ 可以求得 φ_{m1} 的一级近似值 $\varphi_{m1}^{(1)}$ 。再代入(12)式便可求出 φ_{m2} 的二级近似值 $\varphi_{m2}^{(2)}$, 重复上述过程可求得 L 的高级近似值, 直至达到一定精度要求为止。实际计算表明这过程收敛很快, 一般最多迭代 5 次就可得到精确的 L 。

(11)式计算中涉及到 K_H/K_m 这个量, 这是一个有争议的量。如 Arya^[5], Dyer 和 Hicks^[6], Webb^[7], Businger^[8] 等都进行过研究。认为在不稳定范围 K_H/K_m 随 z/L 的减小而很快增加, 但在稳定层结下 K_H/K_m 随 z/L 的变化而很少改变, 最大变化范围在 0.68—1.35 之间, 通常都取 $K_H/K_m = 1$ 。故本文也取此值。

求得 L 之后, 就可以用风、温资料来算得 u_* 和 T_* 。公式如下:

$$u_* = \kappa u [\ln z/z_0 - \phi_m(z/L) + \phi_m(z_0/L)]^{-1} \quad (\text{不稳定}) \quad (13)$$

$$u_* = \kappa u [\ln z/z_0 + 5(z/L)]^{-1} \quad (\text{稳定}) \quad (14)$$

其中

$$\phi_m = \ln \left[\frac{1+x^2}{2} \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 \right] - 2 \lg^{-1} x + \frac{\pi}{2} \quad (15)$$

$$x = [1 - 16(z/L)]^{1/4} = \varphi_m^{-1} \quad (16)$$

关于 T_* 的计算可以由计算得到的 L 和 u_* 值得到, 因为 L 的定义为

$$L = u_*^2 / \left(\kappa \frac{g}{\theta} T_* \right) \quad (17)$$

可由(17)式直接计算出 T_* 值。

根据上述的方法, 可以得到任意层结下的 u_* 和 T_* 。我们将计算的结果和直接脉动测量(采用双向风标)而得到的相应值进行比较, 同步的资料极少(因仪器故障)在此仅举

两个个例(见表1)。

在观测期间,仅7月18,25,26,27日共4天基本上属晴天。用所计算的 T_* 值推算出的热通量 H_0 并逐时作了平均。由此得到 H_0 的日变化趋势与 De Bruin^[9] 的观测结果是一致的(见图1)。

表1 本文计算结果与用脉动仪器测量得到的结果比较

	7月24日23时	7月24日16时
脉动测量	$u_* = 0.386(\text{m/s})$ $T_* = 0.0435(^{\circ}\text{C})$	$u_* = 0.357(\text{m/s})$ $T_* = -0.0262(^{\circ}\text{C})$
本文计算	$u_* = 0.404(\text{m/s})$ $T_* = 0.0452(^{\circ}\text{C})$	$u_* = 0.312(\text{m/s})$ $T_* = -0.0223(^{\circ}\text{C})$

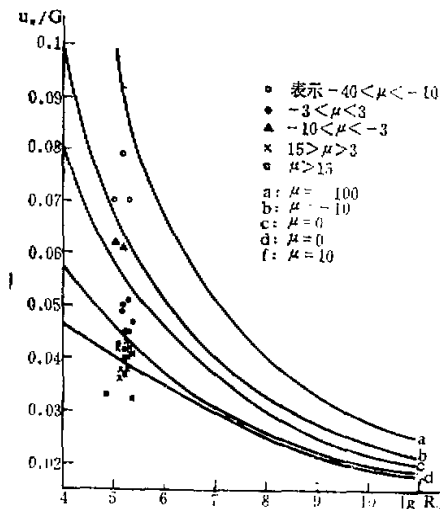


图1 H_0 的日变化,黑色圆点为 Cabauw 的值(见文献[9]),空心点为本文平均值

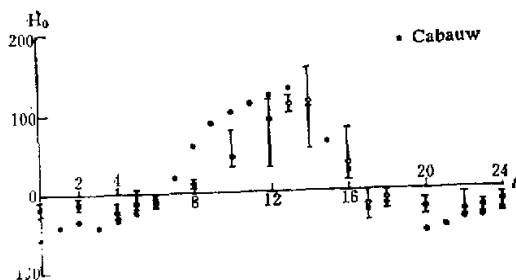


图2 $u_* / G \sim \log R_0$ 图

我们将求得的 u_* 除以 G (地转风,由同步探空资料确定的边界层顶的风速代替),结果表示在 $u_* / G \sim \log R_0$ 图中(见图2)。这里 $R_0 = G / z_0 f$, f 是地转参数。可见计算结果与 Zilitinkevitch^[10] 的曲线符合较好。

三、研究塔层风廓线的几种模型

随着生产发展和环境保护需要,高烟囱和高层建筑日益增多,其高度超出近地层范围而进入塔层。目前对于塔层尚无明确定义,至今研究还很不够,一般认为塔层可忽略柯氏力的影响,但又必须考虑湍流通量随高度变化。

本文从运动方程出发,应用K理论,将目前比较公认的七种混合长模式或K模式代入方程计算塔层(150m)内的风廓线与铁塔实测资料比较以便得出一个比较精确又简便的方法。

边界层运动方程在水平均匀、定常的正压大气情况下可简化为

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -fG \sin \alpha_0 \quad (18)$$

其中K即 K_m ,为简便自此开始略去下标 m , α_0 当地面风与地转风夹角, x 坐标平行地面风向。由K理论, $K \frac{\partial u}{\partial z} = u_*^2$,代入上式并积分可得

$$u_*^2 = u_{*0}^2 \left(1 - \frac{z - z_0}{y} \right) \quad (19)$$

这里 $y = u_{*0}^2 / fG \sin \alpha_0 = \kappa u_{*0} / fA$ 。 u_{*0} 为地面摩擦速度, y 是表征边界层高度的特征值。 $A = \kappa G \sin \alpha_0 / u_{*0}$,它取决于稳定度,许多学者(见文献[11]—[14])都对 A 作了研究,提出了各种不同的经验公式,Wippermann^[13]在实验和理论计算基础上给出:

$$A(\mu) = 1.83 + 277 \exp(\mu/20) \quad (20)$$

而式中的稳定度参数 $\mu = \kappa u_{*0} / fL$ 。当 $\mu = 0$ 时(中性) $A(0) = 4.6$ ^[11]。 μ 的近中性范围没有固定的取法。本文结合宏观的稳定度分类,取 $-5 < \mu < 5$ 为近中性, $\mu < -5$ 为不稳定, $\mu > 5$ 为稳定, u_{*0} 和 L 的计算如前所述。

方程(19)可改写为

$$K \frac{\partial u}{\partial z} = u_{*0}^2 \left(1 - \frac{z - z_0}{y} \right)$$

因此求解方程(19)式还需给出 K_m 形式。

(1) 中性层结 Blackadar^[16]提出混合长 l 的表达式

$$l = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z / \lambda_B} \quad \left(\text{其中 } \lambda_B = 27 \times 10^{-5} \frac{G}{f} \right) \quad (21)$$

Blackadar^[17]以(21)式和 $K_m = l^2 \frac{\partial u}{\partial z}$ 从(19)式解得:

$$\begin{aligned} u \left(\frac{\kappa}{u_{*0}} \right) &= \frac{2}{3} \frac{\kappa y}{\lambda_B} \left[1 - \left(1 - \frac{z - z_0}{y} \right)^{3/2} \right] \\ &\quad - 2 \left[1 - \left(1 - \frac{z - z_0}{y} \right)^{1/2} \right] + \left(1 + \frac{z_0}{y} \right)^{1/2} \ln \frac{z}{z_0} \\ &\quad + 2 \left(1 + \frac{z}{y} \right)^{1/2} \ln \left[\frac{1 + \left(1 + \frac{z_0}{y} \right)^{1/2}}{\left(1 - \frac{z - z_0}{y} \right)^{1/2} + \left(1 + \frac{z_0}{y} \right)^{1/2}} \right] \end{aligned} \quad (22)$$

(2) 不稳定层结 Yamamoto^[13] 提出

$$K_m = l^2 \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \sqrt{\frac{g}{\theta} \left| \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|} \right) \quad (23)$$

式中 l 是指中性层结下的混合长, 本文仍用(21)式。层结影响体现在右端第二项内, $\frac{\partial V}{\partial z}$ 实际指风速切变的模 $\left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right]^{1/2}$, 但因本文资料选取是考虑到上、下风向一致且 x 轴平行于风向。故 $\frac{dv}{dz} = 0$, 以下各公式均直接把 $\frac{\partial V}{\partial z}$ 写成 $\frac{du}{dz}$, 将(23)式代入(19)式, 得到关于 $\frac{du}{dz}$ 的二次代数方程, 可解得

$$\frac{du}{dz} = \frac{-l^2 \left(\frac{g}{\theta} \left| \frac{\partial \theta}{\partial z} \right| \right)^{1/2} \pm \left[l^4 \left| \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right| + 4l^2 u_{*0}^2 \left(1 - \frac{z-z_0}{y} \right) \right]^{1/2}}{2l^2} \quad (24)$$

显然式中第二项取负值时无意义。

Estogue^[13] 建议采用:

$$K_m = l^2 \frac{du}{dz} (1 - \alpha_c s) \quad (25)$$

式中

$$s = \frac{(gl)^{1/2}}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} / \frac{\partial u}{\partial z},$$

α_c 是常数, 本文取 $\alpha_c = 18$, 将(25)式代入(19)式后以上述同样方法可解得:

$$\frac{du}{dz} = \frac{l^2 \alpha_c (gl)^{1/2} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \left\{ \left[\frac{l^2 \alpha_c (gl)^{1/2}}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]^2 + 4l^2 u_{*0}^2 \left(1 - \frac{z-z_0}{y} \right)^{1/2} \right\}^{1/2}}{2l^2} \quad (26)$$

(24)式和(26)式均可以用数值积分进行计算, 具体计算每两层间的间隔线被划分为 100 等分, $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ 用后差公式求得, 数值积分用辛普森公式, 积分精度是足够的。

(3) 稳定情况 Yamamoto 提出:

$$K_m = l^2 \left[\frac{du}{dz} - \left(\frac{L}{\sigma z} \right)^{1/6} \left(\frac{\sigma g}{\theta} \right) \left| \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|^{1/2} \right] \quad (27)$$

Blackadar^[20] 提出:

$$K_m = l^2 \frac{du}{dz} \frac{R_c - Ri}{R_c} \quad (28)$$

(27)式中 σ 为常数, 取 $\sigma = 5$, (28)式中 R_c 为临界 Ri , 数取为 0.21, 将(27)式和(28)式分别代入(19)式后可以分别解得:

$$\frac{du}{dz} = \frac{l^2 \left(\frac{L}{\sigma z} \right)^{1/6} \left(\frac{\sigma g}{\theta} \left| \frac{\partial \theta}{\partial z} \right| \right)^{1/2} + \left[l^4 \left(\frac{L}{\sigma z} \right)^{1/3} \frac{\sigma g}{\theta} \left| \frac{\partial \theta}{\partial z} \right| + 4l^2 u_{*0}^2 \left(1 - \frac{z-z_0}{y} \right) \right]^{1/2}}{2l^2} \quad (29)$$

和

$$\frac{du}{dz} = \left[\frac{u_{*0}^2}{l^2} \left(1 - \frac{z-z_0}{y} \right) + \frac{g}{R_i \theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]^{1/2} \quad (30)$$

计算 u 的方法同不稳定情况。

(4) **Yokoyama 的 K_m 模式的运用** Yokoyama^[21] 提出把 M-O 相似理论推广应用到近地层以上,同时考虑到湍流特征量确是随高度变化的特征。假定 u_* 和 T_* 的一级近似可以表示为

$$u_* = u_{*0} \left(1 - \frac{z}{h} \right)^n \quad (31)$$

$$T_* = T_{*0} \left(1 - \frac{z}{h} \right)^m \quad (32)$$

式中 u_{*0} 和 T_{*0} 是地面的摩擦速度和特征温度。 n 和 m 是经验常数。 h 是边界层高度一般定义为动量和热量通量为零的高度。混合长表示为

$$l = \kappa z / \left(1 + \beta \frac{z}{h} \right) \quad (33)$$

其中 β 也是经验参数。由此可推得

$$K_m = \kappa u_{*0} h \left(1 - \frac{z}{h} \right)^n \left(\frac{z}{h} \right) \left(1 + \beta \frac{z}{h} \right)^{-1} \quad (34)$$

(a) 近中性层结下许多观测表明 u_* 随 z 近似于线性减少,故 $n=1$,此时 $\beta=$ 常数。

(b) 稳定层结下, Yokoyama 从实际资料发现仍可取 $n=1$,但 β 并非常数而与稳定度有关。可以表为 $\beta = C \frac{h}{L}$ 。

(c) 不稳定层结时该 K 模式只适用于自由对流,我们试验缺乏这方面的资料。

考虑到上述情况,将(34)式取 $n=1$ 代入(24)式并积分得到近中性和稳定时公式

$$u = \frac{u_{*0}}{y\kappa} \left[(y+z_0) \ln \frac{z}{z_0} + \beta(z-z_0) + (1+\beta)(h-y-z_0) \ln \frac{h-z}{h-z_0} \right] \quad (35)$$

(5) **各种模式的计算结果** 为了表明各公式计算值与实测值偏离的程度,我们定义两者之间平均相对误差以及相对误差之标准差分别为:

$$AE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_i \quad (36)$$

和

$$DE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (E_i - AE)^2} \quad (37)$$

式中 $E = |(u_H - u_*)/u_H|$, i 代表某一条廓线, n 代表选取的样本数。

(a) **近中性层结** 用(22)式计算的风廓线与实测廓线的比较见表2,用(35)式计算值与实测值比较见表3,中性时 β 为常数, Yokoyama 对 β 的选值范围为 0—4,并将计算值与一些实测值比较,未得出明确的结论。我们取 $\beta=0, 1, 2$ 三种,目的是为了比

较。边界层高度用同步测风资料低空探空资料确定。由表 3 可见, $\beta = 2$ 时较合适, 比较表 2 和表 3 中 $\beta = 2$ 的结果, 可见两种方法都比较好, 相对而言, Blackadar 模式推导的 (22) 式更好些。但 Yokoyama 模式导出的 (35) 式较简单, 在 (35) 式的计算中发现对 h 的精度要求并不高。

表 2 (22) 式计算值和实测值比较*

层 次	1	2	3	4	5
AB (%)	3.43	6.47	7.87	8.31	11.0
DB (%)	2.08	2.92	4.99	6.01	6.59

* 中性共选用 18 根实测廓线。

表 3 (35) 式计算值和实测值比较*

层 次 β	AB (%)					DB (%)				
	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
2	3.09	6.57	7.15	9.33	12.4	1.85	4.49	5.25	6.69	8.36
1	2.55	6.02	7.61	10.25	15.3	2.12	5.65	5.90	7.44	10.5
0	2.87	6.91	10.1	13.7	18.5	2.70	6.97	7.34	9.23	13.5

* 中性共选用 16 根实测廓线。

(b) 稳定层结 本文共选用了 13 根实测廓线。分别对 (29)、(30) 和 (35) 式进行计算并都与实测廓线作了比较, 结果见表 4, 由表可见三种公式给出的计算值与实测值都符合得很好。(35) 式计算中用到 β 值是据前述公式得到, 系数 C 取作 5 (Yokoyama 本人取 $C \approx 6$, 认为太大了)。

表 4 (29)、(30) 和 (35) 式计算值与实测值比较

层 次 模式	AB (%)					DB (%)				
	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
Blackadar	7.79	5.07	14.0	11.8	13.3	5.61	2.84	7.03	8.73	12.9
Yamamoto	8.25	5.54	6.48	7.48	11.6	5.77	4.13	3.87	5.88	8.58
Yokoyama	1.28	5.89	8.05	11.5	11.9	0.74	2.85	5.49	5.64	7.04

(27) 式计算中取 $\sigma = 5$ 。

(c) 不稳定层结 由于常州实验期间天气条件不够理想, 不稳定层结铁塔风梯度资料很少。为了使检验工作达到一定精度, 我们用了北京 325m 气象铁塔测得的 15 根廓线资料与 (24) 式和 (26) 式的结果作比较, 见表 5, 可见计算值与实测值符合得很好。直到 229m 高度仍比较满意。

表 5 (24)式和(26)式计算值与实测值比较*

AB(%) 公式	层 次	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Estoque (a)		9.25	8.36	9.61	13.3	10.2	10.2	11.9	8.93	6.46	8.34	10.0	12.9	12.4
Yamamoto		9.16	9.68	10.0	12.5	10.4	9.76	11.3	9.38	6.46	7.08	7.93	9.30	9.24

DE(%) 公式	层 次	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Estoque (a)		7.29	6.83	8.46	10.6	6.94	7.07	6.77	5.35	3.68	5.18	8.90	9.87	10.2
Yamamoto		6.74	7.27	7.98	9.91	7.32	7.59	7.26	5.03	4.87	5.06	5.71	8.16	7.31

* 由于铁塔周围有些建筑物影响,故第一层的资料不能应用。

四、结论和讨论

在中性和稳定层结时,我们主张采用 Yokoyama 模式推得的(35)式来计算塔层风速,因为比较简便,不需要已知温度廓线。如果精度要求较高可考虑中性时用由 Blackadar 的 I 模式得到的(22)式。稳定时用 Yamamoto 模式得出的(29)式虽结果尚好,但需要温度廓线资料,不如(35)方便。

在上述稳定层结的风廓线计算中 L 均作为常数,实际上近地层以上 L 不再是常数,最近 Nieuwstadt^[22] 提出在稳定层结近地层以上应当采用局地 $M-O$ 长度

$$L = -\tau^{1/2} / \left(\kappa \frac{g}{T} \overline{w'\theta'} \right)$$

来代替 L 。近地层以上湍流切应力 τ 和脉动温度输送 $\overline{w'\theta'}$ 不再是常数,而应当以局地值代入。这样, L 就不再是常数,它与近地层 L 之间关系满足

$$\frac{L}{L_0} = \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{3/4} \quad (38)$$

所以更精确做法是在用(35)式计算时, β 表示式中的 L 以及(27)式中的 L 均需作以上的修正。这还有待于进一步研究。

关于不稳定层结,我们认为 Yamamoto 模式得出的(24)式比 Estoque 模式得出的(26)式更好些,不仅精度略高些,且计算简单,涉及经验常数很少。

参 考 文 献

- [1] Dyer, A. J., 1974, *Boundary Layer Meteorol.*, 7, 363—372.
- [2] Pandolfo, J. P., 1966, *J. Atmos. Sci.*, 23, 495—502.

- [3] Businger, J. A., 1966, The RAND Corporation Santa Monica, Calif. 305—320.
- [4] Carl. D. M., et al., 1973, *J. Atmos. Sci.*, 30, 788—794.
- [5] Arya, S. P. S., 1972, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 98, 264—273.
- [6] Dyer, A. J., and Hickey, B. B., 1970, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 96, 715—721.
- [7] Webb, E. K., 1970, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 96, 67—90.
- [8] Businger, J. A., et al., 1971, *J. Atmos. Sci.*, 28, 181—189.
- [9] De Bruin, H. A. R., et al., 1982, *J. Appl. Meteor.*, 21, 1610—1621.
- [10] Zilitinkevitch, S. S., 1970, Dynamics of the Atmospheric Boundary Layer, *Gidrometeoizdat* (in Russian).
- [11] Deacon, E. L., 1973, *Boundary Layer Meteorol.*, 5, 321—340.
- [12] Clarke, R. H., 1970, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 96, 91—114.
- [13] Zilitinkevitch, S. S., et al., 1974, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1449—1450.
- [14] Fiedler et al., 1972, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 98, 213—220.
- [15] Wippermann, F., et al., 1972, *Contr. Atmos. Phys.*, 45, 305—311.
- [16] Blackadar, A. K., 1962, *J. Geophys. Res.*, 67, 3095—3102.
- [17] Blackadar, A. K., et al., 1968, Tech. Report, ECOM-01388-1. The Penn State Univ.
- [18] Yamamoto, G., et al., 1966, *J. Meteor. Soc. Japan*, 44, 301—307.
- [19] Estoque, M. A., et al., 1969, *Mon. Wea. Rev.*, 97, 850—859.
- [20] Blackadar, A. K., 1976, Third Symp. on Atmospheric Turbulent Diffusion and Air quality., Amer. Met. Soc., 443—447.
- [21] Yokoyama, G., et al., 1979, *J. Meteor. Soc. Japan*, 57, 267—283.
- [22] Nieuwstadt, F. T. M., 1984a, *J. Atmos. Sci.*, 41, 2202—2216.
- [23] Panofsky, A. A., and Dutton, J. A., 1984, *Atmospheric Turbulence*, John Wiley and Sons.
- [24] Arya, S. P. S., and Plate, E., 1982, *Engineering Meteorology*, Elsevier Scientific Publ. Co. 237—267.
- [25] 赵鸣, 苗曼倩, 1985, 常州市污染气象背景及城市边界层特征, 南京大学科学报告 65—37—2(2)—8, 66.
- [26] 李兴生等, 1981, 气象学报, 37, 70—81.

THE CALCULATION OF THE TURBULENT FLUXES IN SURFACE BOUNDARY LAYER AND THE STUDY OF SEVERAL MODELS OF WIND PROFILES IN THE TOWER LAYER

Miao Manqian Zhao Ming Wang Yanchang Zhu Ping

(Nanjing University)

Abstract

The important parameters, U_* and T_* characterizing the turbulent momentum flux and sensible heat flux, are calculated from mean wind and temperature data in the surface boundary layer. The U_* and T_* in the various stable states are obtained. The method is able to be universally applied.

This paper studies several vertical distributions of wind in the tower layer in the neutral and non-neutral cases by some extensively used K_m -models at present. The results are compared with the observed data in the tower and the ranges of error are given. We suggest that the formulas which are derived from Yamamoto's K_m -model for the unstable condition and from Yokoyama's k_m -model for the stable and neutral conditions are in fair agreement with measurements and are simple and convenient for the computing.