

论塔层风、温廓线*

赵 鸣

(南京大学大气科学系, 南京, 210008)

提 要

本文改进了 Zilitinkevich 的工作, 得到在塔层内动力学上合理的风廓线, 并近似推求了不稳定层结下边界层高度 h 的表达式, 使风、温廓线能用于不同层结. 由近地层理论从近地层风、温求出通量后, 即可推求塔层风、温分布. 325m 气象塔资料证明这一廓线达到一定的精度.

关键词: 塔层; 风、温廓线.

一、引 言

近地层以上, 二三百米以下的“塔层”内风和温度廓线的研究对污染、建筑、航空、小气候等有重要的应用意义, 但多年来进展不大. Panofsky^[1]总结了1973年以前的工作, 其后进展也缓慢. Хакимов^[2]提出了中性时对数加多项式的风廓线模式, 但也未经过实际资料的验证. 80年代我国也进行了一些研究^[3-5], 虽然考虑了层结的影响, 但其理论方法是基于风向不随高度变化的运动方程, 有其局限性, 至于塔层温度廓线的研究则更少. Zilitinkevich^[6,7]设边界层内风、温廓线为对数加二项式的形式, 并用有关理论求出其中常数, 得到中性及稳定层结时的廓线, 但未用实测资料说明其精确度, 也未指出如何求公式中未知内参数. 他只是将其与近地层的廓线相比较而求出相似性函数 $A(\mu)$, $B(\mu)$ 等, 故公式的实用价值如何并不清楚. 其公式中含边界层高度 h , 由于现今还缺乏由边界层参数求不稳定时 h 的诊断公式, 故他的工作没有包括不稳定层结在内.

对他的风廓线来说, 既然用于边界层(包括塔层), 理应满足边界层运动方程. 但由于廓线形式是假定的, 并非由运动方程推出, 故其是否满足运动方程还不得而知. 我们运用铁塔资料, 发现这一风廓线形式并不满足边界层运动方程, 因而理论上有所缺陷.

本文目的是改进 Zilitinkevich 风廓线公式, 使之尽量满足边界层运动方程; 并提出一个不稳定层结时 h 的诊断公式, 使廓线能推广到不稳定; 进而研究廓线公式实际应用的可能性, 先用易测的近地层两个高度上的风和温度求近地层通量, 这在现代已有较成熟的方法, 再求出公式中的参数及 h 值, 然后即可由廓线公式求塔层任一高度上的风和温度. 运用大气物理所铁塔资料进行验证, 得出其误差大小. 我们的工作证明了即使用改进的风廓线公式, 也只能用于塔层而不能用于整个边界层, 但塔层内廓线的应用达到一定的精度, 为塔层风、温廓线的计算提供一个可行的方案.

1991年11月19日收到, 1992年4月8日收到修改稿.

* 国家自然科学基金资助项目.

二、Zilitinkevich 风廓线的缺陷和不稳定时边界层高度的推求

Zilitinkevich^[6,7] 提出下述边界层风、温廓线:

$$u = \frac{u_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_0} + b \frac{z}{h} + b^* \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right], \quad (1)$$

$$v = - \frac{u_*}{k} \left[a \frac{z}{h} + a^* \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right], \quad (2)$$

$$\theta - \theta_0 = \frac{T_*}{k_T} \left[\ln \frac{z}{z_{0T}} + c \frac{z}{h} + c^* \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right], \quad (3)$$

式中 u_* 为摩擦速度, z_0 为粗糙度, T_* 为摩擦温度, x 轴取为沿近地层风向, θ_0 为 z_{0T} 处位温, 我们取 $z_{0T} = z_0$, k 为卡门常数. 为与一般近地层理论匹配, 我们取 $k_T = k = 0.4$. h 的诊断公式按边界层理论可写为

$$h = \Lambda(\mu) \frac{u_*}{f}, \quad (4)$$

式中 f 为地转参数, $\Lambda(\mu)$ 是稳定度参数 $\mu = ku_*/fL$ 的函数, L 为 $M-O$ 长度. 稳定时 Zilitinkevich 取

$$\Lambda(\mu) = \left(\frac{1}{\Lambda_0} + \frac{\mu^{1/2}}{kC_k} \right)^{-1}, \quad (5)$$

Λ_0 为中性时 $\Lambda(\mu)$ 的值, Λ_0 取 0.25 或 0.3, 本文取 0.25. C_k 为取值 1 左右的常数, 本文发现取 $C_k = 1$ 结果最好. 由阻力定律及边界层运动方程的积分关系式以及 h 处 $d\theta/dz = 0$, 他求出(1)–(3)式中各参数 $a, b, c, \dots$ 与 μ 的关系, 其中含 $\Lambda(\mu)$ 及边界层相似理论中的相似性函数 $A(\mu), B(\mu), C(\mu)$. 设内参数 u_* 及 L 已知, 则 μ 可求, 即可得 $\Lambda(\mu)$ 及各参数 $a, b, \dots$, 从而由(1)–(3)式得廓线. 我们先讨论风廓线的(1)、(2)式. 其中函数形式是假定的, 虽然各参数由运动方程积分后的表示式求出, 但并不能证明(1)、(2)式满足边界层运动方程:

$$\frac{d}{dz} K \frac{du}{dz} + f(v - v_g) = 0, \quad (6a)$$

$$\frac{d}{dz} K \frac{dv}{dz} - f(u - u_g) = 0, \quad (6b)$$

其中 K 为湍流交换系数, u_g, v_g 为地转风分量. 由(6)式可见, u, v 不是独立的, 它们由(6a), (6b)式所制约. 我们可以想象, 若(1)、(2)式在动力学上是合理的, 则在同一个 K 时, (1)、(2)式应满足(6a)和(6b), 换句话说, 把(1)(2)式代入(6a)和(6b)则由(6a)和(6b)解出的 K 应很接近, 否则, (1)(2)式并不满足运动方程(6a), (6b), 因而不尽合理.

(6)式可写成

$$\frac{dK}{dz} \frac{du}{dz} + K \frac{d^2u}{dz^2} + f(v - v_s) = 0, \quad (7a)$$

$$\frac{dK}{dz} \frac{dv}{dz} + K \frac{d^2v}{dz^2} - f(u - u_s) = 0, \quad (7b)$$

将其视为 K 的方程, 把(1)、(2)式代入, 得

$$\frac{dK}{dz} (\alpha z^3 + \beta z^2 + \gamma z) + K(\epsilon z^2 + \delta) + f(\eta z^4 + \zeta z^3 - v_s z^2) = 0, \quad (8a)$$

$$\frac{dK}{dz} (\rho z + \xi) + K\varphi - f(\lambda z^2 + \omega z + \psi \ln \frac{z}{z_0} - u_s) = 0, \quad (8b)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{2b'u_s}{k^2h}, \quad \beta = \frac{bu_s}{kh}, \quad \gamma = \frac{u_s}{k}, \quad \delta = -\gamma, \quad \epsilon = \alpha, \quad \zeta = -\frac{u_s}{k} \frac{a}{h}, \\ \eta &= -\frac{u_s}{k} \frac{a^*}{h^2}, \quad \xi = \zeta, \quad \rho = 2\eta, \quad \varphi = \rho, \quad \psi = \gamma, \quad \omega = \beta, \quad \lambda = \frac{\alpha}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

设(8a)中的 K 为 K_1 , (8b)中的 K 为 K_2 , 不难求出其解

$$K_1 = \frac{z}{\alpha z^2 + \beta z + \gamma} \left[-f \left(\frac{1}{3} \eta z^3 + \frac{1}{2} \zeta z^2 - v_s z \right) + C_1 \right], \quad (10)$$

$$K_2 = \frac{1}{\rho z + \xi} \left\{ f \left[\frac{\lambda}{3} z^3 + \frac{1}{2} \omega z^2 + \psi \ln \frac{z}{z_0} - z(\psi + u_s) \right] + C_2 \right\}, \quad (11)$$

C_1, C_2 为积分常数, 由边值确定. 设边值取 $z = 1m$ 处, 则

$$K = \frac{ku_s z}{\varphi_m \left(\frac{z}{L} \right)} = \frac{ku_s}{\varphi_m \left(\frac{1}{L} \right)}. \quad (12)$$

(12) 式是近地层中的 K 公式, 无量纲风切变 φ_m 设取常用的 Businger-Dyer 形式:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_m &= \left(1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{4}}, & (\text{当 } \frac{z}{L} < 0) \\ \varphi_m &= 1 + 5 \frac{z}{L}, & (\text{当 } \frac{z}{L} > 0) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

由此定得(10)、(11)式中的常数为

$$C_1 = \frac{ku_s}{\varphi_m \left(\frac{1}{L} \right)} (\alpha + \beta + \gamma) + f \left(\frac{1}{3} \eta + \frac{1}{2} \zeta - v_s \right), \quad (14)$$

$$C_2 = \frac{ku_s}{\varphi_m \left(\frac{1}{L} \right)} (\rho + \xi) - f \left[\frac{\lambda}{3} + \frac{\omega}{2} + \psi \ln \frac{1}{z_0} - (\psi + u_s) \right], \quad (15)$$

因而在已知 u_* , L , h , u_s , v_s 后, 即可得 K_1 , K_2 的高度分布, 而同时由(1)、(2)式确定了风廓线, 因而(1)、(2)式是与(10)、(11)式相对应的. 第四节将讨论用近地层风和温度求 u_* 和 L , 因而可得各参数及中性及稳定时的 h [见(4)、(5)式]. 下面将探讨由 Ekman 理论来推求不稳定时的 h 公式, 以使廓线应用于不稳定.

按 Лайхтман^[9], 可求得由 $K = \text{常数}$ 的 Ekman 风廓线

$$K_n k^2 = \left(\frac{u_*}{G} \right)^2, \quad (16)$$

$K_n = K / (k^2 u_*^2 / f)$ 为无量纲常值 K , G 为地转风速, 于是有

$$K = \frac{u_*^4}{G^2 f}. \quad (17)$$

经典 Ekman 理论中风向达地转风的高度 h_d 在运用(1)式后可求出为

$$h_d = \frac{\pi}{\sqrt{f} \Lambda(2K)} = \frac{\sqrt{2} \pi u_*^2}{f G}. \quad (18)$$

对于不稳定边界层的高度 h_T , 即热力边界层高度, 根据 Орленко^[10] 对大量观测资料的分析, 大致有 $h_T/h_d = 1.2$ 的关系, 于是从(18)式得不稳定时

$$h = h_T = \frac{1.2 \sqrt{2} \pi u_*^2}{f G} = \frac{5.3 u_*^2}{f G}. \quad (19)$$

以(19)式求不稳定边界层的 h , 它不是一个严格的公式, 因它是基于 $K = \text{常数}$ 的 Ekman 理论. 但它计算出的 h 大小是合理的, 我们用大气物理所气象塔资料计算结果, (19)式得到的大多则达一千多米, 少则六七百米, 平均 1000m 左右, 这符合对不稳定边界层高度的估计. 将(19)式写成

$$h = \text{常数} \times \frac{u_*}{f} \frac{u_*}{G}, \quad (20)$$

对照(4)式, 则我们可得

$$\Lambda(\mu) = \text{常数} \times \frac{u_*}{G}. \quad (21)$$

按现代边界层理论, u_*/G 是 $Ro = G/fz_0$ 和 μ 的函数, 因而(4)式中的 $\Lambda(\mu)$ 即由 u_*/G 作为 μ 的函数来表达了. 由(19)式求 h 需知 G , 实际工作中可由天气图来求, 但不易精确. 当我们运用廓线公式将 u_* , L 视为已知时, 或由近地层风、温资料求出 u_* , L 时, G 可由阻力定律直接求出, 更方便也更好. 由阻力定律^[8]

$$\ln \frac{u_*}{fz_0} - B(\mu) = \sqrt{\frac{k^2}{\left(\frac{u_*}{G}\right)^2} - A^2(\mu)}$$

可得

$$G = \frac{u_*}{k} \sqrt{\left[\ln \frac{u_*}{f z_0} - B(\mu) \right]^2 + A^2} \quad (22)$$

同时, 由阻力定律的另一公式

$$\sin \alpha_0 = \frac{u_*}{kG} A(\mu), \quad (23)$$

可求地面风与地转风的夹角 α_0 , 于是 u_g, v_g 即可求得.

利用中国科学院大气物理研究所气象塔资料, 根据近地层理论由近地层风、温求出 u_*, L 后, 由上述各式求出 h, G, u_g, v_g , 并且得到 Zilitinkevich 廓线^[6,7] 中各参数 $a, b, \dots$ (对于 A, B, C 则用已知函数式, 见后), 于是由(9)–(15)式得 K_1, K_2 的高度分布. 我们试验了包括稳定和不稳定在内的120组资料, 绝大部分 K_1 和 K_2 相差都很大, 例如图1和图2分别是1991-02-28-20:07(稳定)和1991-02-27-09:46(不稳定)时20分钟平均资料求出的与廓线(1), (2)相应的 K_1 和 K_2 , 可见即使在塔层范围内两个 K 相差也很大, 而塔层以上甚至出现极不合理的大值或负值, 这说明(1), (2)式并不满足边界层运动方程, 因此动力学上(1), (2)式并不合理, 有改进之必要.

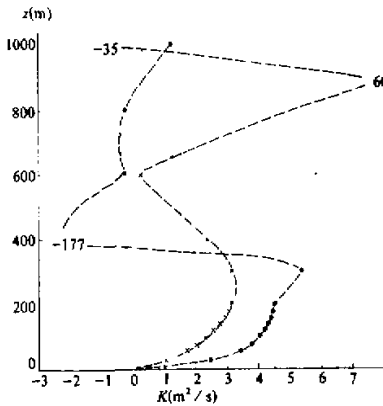


图1 1991-02-28-20:07 K_1, K_2 廓线
“—”为 K_1 , “x”为 K_2 .

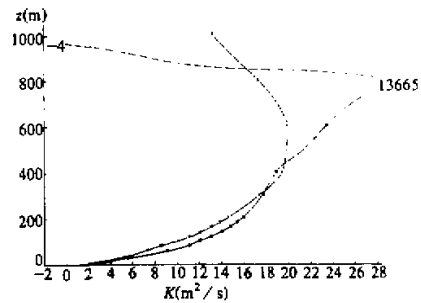


图2 1991-02-27-09:46 K_1, K_2 廓线
图例同图1.

三、对 Zilitinkevich 风廓线的改进

由以上分析可见, 要人为选择廓线函数形式以使 $K_1 = K_2$ 在全边界层内都实现是困难的. 我们将在塔层范围内尝试做到这一点. 在塔层内 u 和 v 均是单调随高度增加而增加的, 我们把廓线写成

$$v = -\frac{u_*}{k} \left[m \ln \frac{z}{z_0} + a \frac{z}{h} + a' \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right] \quad (24)$$

以取代(2)式, u 仍用(1)式. m 为远小于1的参数. 由于这一变动, (24)式中的 a 和

a^* 将不同于 Zilitinkevich 的表示式^[6,7]. 我们发现, (24) 式的 v 与 (1) 式的 u 一起能使塔层内 K_1 很接近 K_2 . 我们试验的 120 组廓线都说明此时 K_1 和 K_2 接近程度远优于与廓线 (1)、(2) 相应的 (10)、(11) 式, 但只限于塔层, 塔层以上仍得不到 K_1 、 K_2 的一致. 这说明了塔层内是基本上能满足运动方程的.

现在来求 a , a^* , 由 Rossby 数相似理论:

$$\frac{v(z_2)}{u_*} - \frac{v(z_1)}{u_*} = F_v\left(\frac{z_2}{h}, \mu\right) - F_v\left(\frac{z_1}{h}, \mu\right), \quad (25)$$

F_v 为普适函数, z_2, z_1 为任意两高度, 取 $z_2 = h$, 则对北半球, (25) 式成

$$-G \sin \alpha_0 - v(z) = -\frac{u_*}{k} \varphi_v\left(\frac{z}{h}, \mu\right), \quad (26)$$

φ_v 为另一函数, 于是

$$v(z) = -G \sin \alpha_0 + \frac{u_*}{k} \varphi_v. \quad (27)$$

显然 (27) 式满足条件

$$\varphi_v = 0, \text{ 当 } z = h. \quad (28)$$

用 (23) 式, 则 (27) 式成

$$v(z) = -\frac{u_*}{k} A(\mu) + \frac{u_*}{k} \varphi_v, \quad (29)$$

代入 (24) 式, 得

$$-\frac{u_*}{k} A(\mu) + \frac{u_*}{k} \varphi_v = -\frac{u_*}{k} \left[m \ln \frac{z}{z_0} + a \frac{z}{h} + a^* \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right],$$

用条件 (28) 即得

$$a + a^* = A(\mu) - m \ln \frac{h}{z_0}. \quad (30)$$

将方程 (6a) 在 $0 \rightarrow h$ 间对 z 积分, 考虑到 $z=0$ 时有 $K du/dz = u^2$, $z=h$ 时有 $K du/dz = 0$, 就有

$$\int_0^h v dz = h G \sin \alpha - \frac{u_*^2}{f}. \quad (31)$$

将 (24) 式代入 (31) 式, 并用 (4)、(23) 式得

$$\frac{a}{2} + \frac{a^*}{3} = A(\mu) - \frac{k}{\Lambda(\mu)} - m \ln \frac{h}{z_0} + m, \quad (32)$$

$\Lambda(\mu)$ 可见 (5)、(21) 式. 由 (32)、(30) 式可求出 a 和 a^* :

$$a^* = -3A(\mu) + 3m \ln \frac{h}{z_0} - 6m + 6 \frac{k}{\Lambda(\mu)}, \quad (33)$$

$$a = -a^* + A(\mu) - m \ln \frac{h}{z_0}. \quad (34)$$

因 u 及 θ 廓线仍用 (1)、(3) 式, 故 b , b^* , c , c^* 仍用文献 [6,7] 的结果, 即

ature profiles

$$\left. \begin{aligned} b &= 6 - 4 \ln \Lambda(\mu) - 4B(\mu), \quad b^* = -\frac{3}{2} - \frac{3}{4}b \\ c &= 1 - 2C(\mu) - 2 \ln \Lambda(\mu), \quad c^* = -\frac{1}{2}c - \frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

将廓线(1), (24)代入(7a), (7b)得 K_1, K_2 方程:

$$\frac{dK_1}{dz} (\alpha z^3 + \beta z^2 + \gamma z) + K(ez^2 + \delta) + f \left(\eta z^4 + \zeta z^3 - v_s z^2 + \sigma z^2 \ln \frac{z}{z_0} \right) = 0, \quad (36)$$

$$\frac{dK_2}{dz} (\rho z^3 + \xi z^2 + \tau z) + K(\varphi z^2 + \chi) - f \left(\lambda z^4 + \omega z^3 - u_s z^2 + \psi z^2 \ln \frac{z}{z_0} \right) = 0, \quad (37)$$

其中 $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon, \zeta, \eta, \xi, \rho, \varphi, \omega, \lambda$ 均与(9)式同, 而

$$\sigma = -m \frac{u_*}{k}, \quad \tau = \sigma, \quad \chi = -\tau. \quad (38)$$

在条件为 $z = 1 \text{ m}$ 处 K 用(12)式时, (36), (37)式之解为

$$K_1 = \frac{z}{\alpha z^3 + \beta z + \gamma} \left\{ -f \left[\frac{1}{3} \eta z^3 + \frac{1}{2} \zeta z^2 - v_s z + \sigma \left(z \ln \frac{z}{z_0} - z \right) \right] + C_1 \right\}, \quad (39)$$

$$K_2 = \frac{z}{\rho z^3 + \xi z + \tau} \left\{ f \left[\frac{1}{3} \lambda z^3 + \frac{1}{2} \omega z^2 - u_s z + \psi \left(z \ln \frac{z}{z_0} - z \right) \right] + C_2 \right\}, \quad (40)$$

$$C_1 = \frac{ku_*}{\varphi_m \left(\frac{1}{L} \right)} (\alpha + \beta + \gamma) + f \left[\frac{1}{3} \eta + \frac{1}{2} \zeta - v_s + \sigma \left(\ln \frac{1}{z_0} - 1 \right) \right], \quad (41)$$

$$C_2 = \frac{ku_*}{\varphi_m \left(\frac{1}{L} \right)} (\rho + \xi + \tau) - f \left[\frac{1}{3} \lambda + \frac{1}{2} \omega - u_s + \psi \left(\ln \frac{1}{z_0} - 1 \right) \right]. \quad (42)$$

图 3, 4 是图 1, 2 个例中的廓线在用廓线公式(1), (24)后得到的 K_1, K_2 分布, 已取 $m = 0.1$. 可见在塔层中 K_1 和 K_2 已相当接近, 说明此廓线在塔层中已在相当程度上满足运动方程. 但塔层以上 K 仍然具有不实际的分布, 即塔层以上仍不满足运动方程. 既然廓线(1), (24)在塔层内有动力学意义, 我们将用以作为塔层风廓线. 计算表明, 当 $m = 0.1$ 结果最好, 这是 120 组廓线的结论.

在由近地层风、温资料求出 u_*, L 后, 即可得廓线公式中各参数, 我们用(1), (24)式求出 $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ 廓线, 用(3)式求位温廓线, (3)式中 θ_0 为 z_0 处的 θ , 我们用近地层 θ 廓线公式由近地层 θ 观测值外推求出.

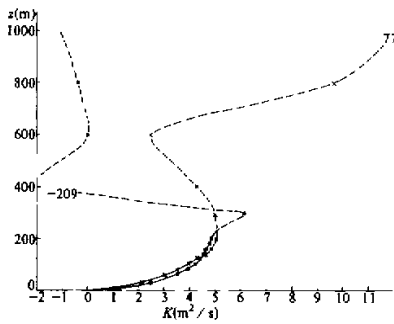


图3 图1个例用(39)——(42)式算出的 K_1 和 K_2 分布

图例同图1,实线表示 K_1 和 K_2 相近的部分

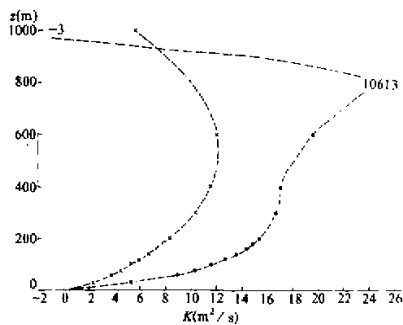


图4 图2个例用(39)——(42)式算出的 K_1 和 K_2 分布

说明同图3

四、资料处理

近地层廓线理论可以根据两个高度上的风、温资料求出内参数 u_* 和 L 。近地层廓线现在用得较多的有 Businger-Dyer 形式, 据此 Arya^[11] 提出的由近地层两高度风、温求内参数的方法得到广泛应用, 因 B-D 公式现在公认反映近地层廓线较好, 因而 Arya 方法是一种较精确的方法。以前的一些塔层工作^[3-5] 用了此法获得了较好的结果, 我们将沿用, 此处不赘述。由 u_* 和 L 可求 μ , 由此得 h 及各廓线参数, $A(\mu)$, $B(\mu)$, $C(\mu)$ 则用 Arya^[12] 的结果。 z_0 按文献 [5] 对大气物理所铁塔资料的分析取 $0.48m$ 。 G , u_g , v_g 求法前节已述。 K 公式中各有关量也由此而求出。在用 Arya 法时 Ri 必须小于 0.2 , 因此对于我们碰到的少数 $Ri > 0.2$ 的廓线, 不作计算(不在上述 120 组内)。所用的大气物理所铁塔资料时间是 1990 年 12 月 10 日上午至 11 日下午; 1991 年 3 月 5—6 日, 1991 年 2 月 26 日—3 月 1 日。对其中天气变化剧烈如风向、风速、温度急剧变化的时段予以剔除, 因其不满足相似理论所需的水平均匀及正压的条件。资料为 20 分钟平均。各层风速小于 $2m/s$ 的不用, 因此对测量误差大, 湍流也弱, 理论不易成立。塔层内层结上下不一致的也不用, 因迄今尚未有上下层结不同时的廓线理论。另外特别反常的资料如风向随高度反时针转向的, 可能是某些小尺度不均匀系统或大的斜压性造成, 我们也舍弃。所用资料在 $200m$ 以上有明显仪器故障, 我们只用到 $200m$ 为止。对 3 月 5—6 日取如下 9 个高度:

15, 47, 63, 80, 120, 140, 160, 180, 200m;

因该日 32m 处风速恒为零, 明显故障。其余日取如下 9 个高度:

32, 63, 80, 102, 120, 140, 160, 180, 200m。

太近地面的层次因建筑物等干扰也不用, 二层近地层风、温资料对 3 月 5—6 日取 15 和 47m, 其余取 32, 63m。

由(33)——(35)式可见, b , b^* , c , c^* 仅是 μ 的函数, 而 a , a^* 除 μ 外, 还与 h 有关, h 也是 μ 的函数 但还与 u_* 等有关, 故 a , a^* 的变化较复杂些。表 1 给出了不同 μ 的个例所求出的 a , a^* , b , b^* , c , c^* 值, 其随 μ 的变化是有一般意义的。由表可见, b , c 随 μ 增

而增, b^* , c^* 则反之. a 和 a^* 随 μ 变化在 $\mu > 0$ 时, a 随 μ 增而减, a^* 反之; 而 $\mu < 0$ 时, 一切相反.

表 1 不同 μ 时的塔层廓线参数

a	a^*	b	b^*	c	c^*	μ	时 间
-3.61	9.76	16.6	-14.0	19.3	-10.2	10.2	02-28-00:27
-2.65	7.96	14.0	-12.0	15.9	-8.5	6.2	12-10-08:56
-0.93	5.97	12.5	-10.9	14.2	-7.6	4.1	02-27-05:46
2.81	1.78	10.1	-9.1	11.5	-6.3	1.2	02-27-06:26
6.07	-1.62	8.6	-7.9	10.3	-5.6	0.2	02-28-20:07
5.99	-1.92	7.2	-6.9	8.6	-4.8	-1.9	02-27-10:06
5.14	-1.35	6.3	-6.2	7.2	-4.1	-3.9	02-27-10:46
3.16	-0.14	3.7	-4.3	3.1	-2.1	-10.0	02-27-10:26
1.97	0.48	1.5	-2.6	-0.3	-0.3	-15.3	02-27-15:07
-0.96	2.38	-1.7	-0.2	-6.1	2.5	-25	02-28-10:07

五、误差及其分析

120 组资料中不稳定层结 55 组, 稳定层结 65 组. 用下式分别表示风、温廓线各层的误差, i 表层次, j 表不同组资料. 下标 m 表观测, c 表计算.

$$EV_{ij} = |V_{mij} - V_{cij}| / V_{mij}, \quad ET_{ij} = |\theta_{mij} - \theta_{cij}|. \quad (43)$$

用下式表示第 j 组资料各层平均误差:

$$EV_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n EV_{ij}, \quad ET_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n ET_{ij}. \quad (44)$$

总平均误差是:

$$EV = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N EV_j, \quad ET = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N ET_j, \quad (45)$$

n 为总层数, N 为稳定及不稳定各自的资料数. 第 i 层平均误差是:

$$EV_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N EV_{ij}, \quad ET_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N ET_{ij}. \quad (46)$$

作为个例, 图 5 和图 6 是不稳定及稳定时廓线的计算及实测结果. 图中并画出了每层风速用最上层风速相除以后的相对风速廓线, 风廓线特点是同一高度上不稳定时相对风速比稳定时大, 这是不稳定时湍流交换强造成. 另一特点是风随高度增加速度随高度增加而减小, 除了对数项的原因外, (1) 式中一般 $b > 0$, $b^* < 0$, 而随 z 增加, b^* 项作用越来越大亦是原因.

稳定及不稳定情况下总平均误差见表 2. 温度误差 0.4°C 是可以接受的量, 风误差稳定时较小, 不稳定时大些, 但还有一定的实用价值. 因检验的资料还不够多, 稳定度范围不够广, 更多的资料检验可能会改变这一结果, 但作为一种抽样检验还是反映了某

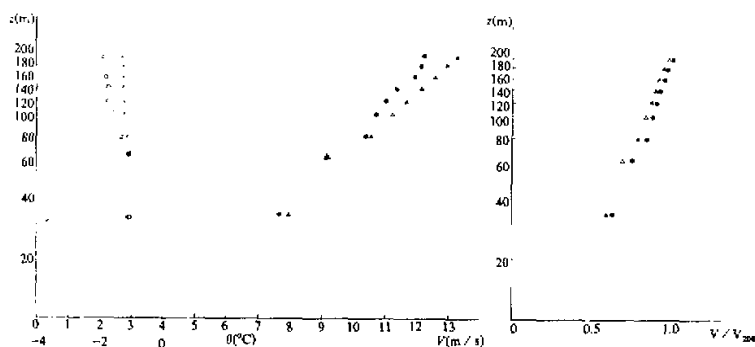


图 5 1990-12-10-12:36 廓线

* 为实测风, $\triangle$ 为计算风, $\circ$ 为实测位温, $\times$ 为计算位温。

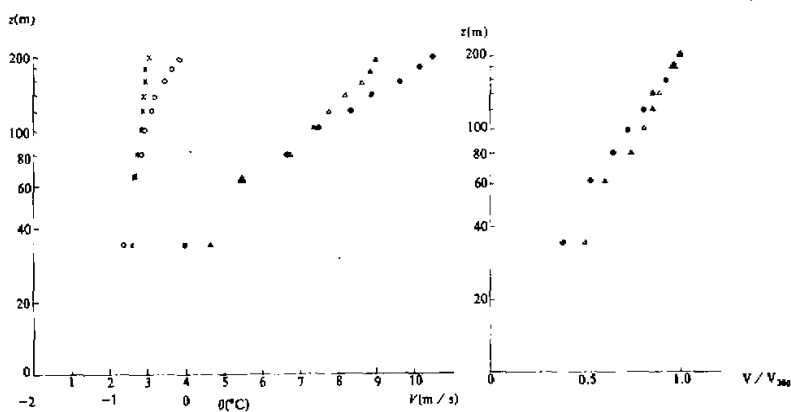


图 6 1991-02-28-05:27 廓线

图例同图 5。

表 2 总平均误差

EV (稳定)	ET (稳定, 单位: $^{\circ}\text{C}$)	EV (不稳定)	ET (不稳定, 单位: $^{\circ}\text{C}$)
0.095	0.305	0.152	0.400

些事实。

仔细分析, 发现 3 月 5—6 日不论稳定、不稳定误差均大, 不稳定时是因该日各层风均小于 3 或 4 m/s, 风小则测量精度受影响, 且计算误差公式也易使误差大; 稳定时则可能有其他原因(见下), 温度误差也是该日误差大, 若除去该日, 则表 2 中误差要降低。

再分析其他日, 不稳定时若 $|\mu|$ 大, 则一般误差大, 而 these 大 $|\mu|$ 情况大部分是小

风情况。不稳定时风平均误差大于 0.2 的全是各层风速都小于 4.2m/s 的。若资料中除去各层风速均小于 4.2m/s 的资料, 则 $EV=0.0807$, $ET=0.208^{\circ}\text{C}$, 比表 2 小得多。当然也有风大而误差大的例子, 需进一步找原因。稳定时 $\mu < 5$ 的误差普遍小, 几次大误差的均是 μ 较大的。因资料中稳定时风均不小, 因此不好做风速影响的分析, 3 月 5—6 日几次稳定的例子 $\mu < 5$, 风也不小, 但误差大, 可能原因是这几次例子发生于 3 月 6 日早晨, 而在 3 月 6 日 2—3 时有冷锋过境, 这几个例子恰在冷锋过后几小时内。对于上面没有专门分析的那些资料, 虽然天气变化不太剧烈, 但大气或多或少存在着的斜压性及非定常性也是造成误差原因之一。

再看误差的高度分布, 不计 3 月 5 至 6 日(因取的高度与其余的不同), 则稳定及不稳定时各层(不计近地层)的 EV_i 和 ET_i 如表 3, 稳定时用了 61 组资料, 不稳时 44 组。

表 3 误差的高度分布

高度 (m)	82	102	120	140	160	180	200
稳定时 EV_i	0.037	0.047	0.066	0.090	0.120	0.127	0.124
稳定时 $ET_i(^{\circ}\text{C})$	0.150	0.192	0.262	0.266	0.333	0.388	0.522
不稳定时 EV_i	0.106	0.143	0.145	0.155	0.155	0.164	0.176
不稳定时 $ET_i(^{\circ}\text{C})$	0.417	0.403	0.453	0.426	0.513	0.475	0.460

由表 3 可见, 不论稳定、不稳定, 风误差均是随高度增而增, 位温则稳定时误差单调随高度增而增, 不稳定时基本趋势亦如此, 只是略有起伏, 说明高度愈高误差愈大, 这在物理上完全是合理的。

如果不用本文公式, 而用中性时塔层风廓线公式^[1]

$$V = \frac{u_*}{k} \left(\ln \frac{z}{z_0} + 144 fz \right),$$

则稳定时 65 组资料风误差达 0.112, 不稳定时(55 组资料)达 0.339, 对照表 2, 本文结果较优, 特别在不稳定时。

六、结 论

本文改进了 Zilitinkevich 塔层风廓线公式, 并推广到不稳定层结, 使塔层内的风廓线能与运动方程相匹配。然后运用近地层理论中应用两高度风、温观测求内参数的方法求出廓线公式中各参数, 再用廓线公式计算塔层各高度风、温, 并与实测资料相比, 说明公式达到一定的精度, 提供一种由近地层风、温推求塔层风、温的可行方法。验证说明, 在风速小及不稳定或稳定度大时, 误差较大。误差原因可能是实际情况不满足相似理论要求的正压、水平均匀、定常等条件, 所用的 A , B , C 相似函数不一定精确等, 此外, 廓线中内参数是由 Arya 方法推得, 此法的误差也将影响到塔层计算中的误差。一些 $|u|$ 并不大而误差大的原因尚待进一步探讨。本文所用资料总数不够多, 强不稳及强稳定的均较少, 所以代表性还不够高, 有待进一步用更多的资料验证并用于实际, 但对于稳定或不稳定不是很强的情况, 本文结果反映了一定的事实。

对文中常数 C_k , 我们曾对 1990 年 12 月 10 日资料用 $C_k = 1, 0.85, 0.6$ 做过, 发现以 $C_k = 1$ 最好, 故我们即选用此值。

本文是国家自然科学基金资助项目, 也是中国科学院大气物理研究所大气边界层物理与大气化学国家重点实验室研究项目之一, 作者对洪钟祥研究员的大力支持和大气物理研究所气象塔工作同志在提供资料上的协作表示感谢。苗曼倩同志初步整理了原始资料, 亦一并致谢。

参 考 文 献

- [1] Panofsky, H. A., 1973, Tower Micrometeorology, in: *Work hops on Micrometeorology* (ed. by D. A. Haugen), Amer. Meteor. Soc., 151—176.
- [2] Хакимов, И. Р., 1976, Опрофилы ветра и толщина нейтрально стратифицированного пса, *Изв. ФАО*, 12, 1020—1023.
- [3] 曾旭斌、赵 鸣、苗曼倩, 1987, 稳定层结 140 米以下风廓线研究, *大气科学*, 11, 153—159.
- [4] 苗曼倩、赵 鸣、王彦昌、朱 平, 1987, 近地层湍流通量计算及几种塔层风廓线模式研究, *大气科学*, 11, 420—429.
- [5] 卞新樟、赵 鸣、王彦昌, 1989, 塔层风廓线与湍流通量关系的理论与实验研究(一), *大学科学*, 13, 214—221.
- [6] Zilitinkevich, S. S., 1989, Velocity profiles, the resistance law and the dissipation rate of mean flow kinetic energy in a neutrally stratified PBL, *Boundary Layer Meteorol.*, 46, 367—387.
- [7] Зилинтиневич, С. С., 1990 Профиль температуры и Закон теплопередачи в пса при нейтральной и устойчивой стратификации, *Изв. ФАО*, 26, 313—315.
- [8] Tennekes, H., 1973, Similarity laws and scale relations in PBL, in: *Workshop on Micrometeorology* (ed. by D. A. Haugen), Amer. Meteor. Soc., 196.
- [9] Лайхтман, Д. Л., 1970, Физика пограничного слоя атмосферы, 104, Гидрометеоиздат.
- [10] Орленко, Л. Р., 1979, Строение планетарного пограничного слоя атмосферы, 121, Гидрометеоиздат.
- [11] Arya, S. P. S., 1982, Atmospheric boundary layer over homogeneous terrain, in: *Engineering Meteorology* (ed. by E. Plate), Elsevier Scientific Publ. Co., 237—267.
- [12] Arya, S. P. S., 1975, Geostrophic drag and heat transfer relation for the atmospheric boundary layer, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 101, 147—161.

On the Profiles of Wind and Temperature in the Tower Layer

Zhao Ming

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210008)

Abstract

In this paper, Zilitinkevich's work on the wind and temperature profiles of the PBL is improved and the reasonable wind and temperature profiles in the tower layer are obtained dynamically. The expression of the height of the PBL under unstable condition is also derived approximately. The wind and temperature profiles can thus be applied to different stratifications. We can calculate the wind and temperature distributions as long as the fluxes in the surface layer are calculated from the surface wind and temperature based on the surface layer theory. The data from the 325m tower in Beijing show that these profiles have attained a fairly high accuracy.

Key words: Tower layer; Wind and temper