

稳定层结 140 米以下风廓线的研究

曾旭斌* 赵 鸣 苗曼倩

(南京大学大气科学系)

提 要

在稳定层结情况下,考虑到 140 米以下大气中局地摩擦速度 u_* 随高度的减小及混合长 l 随高度的非线性变化,将近地层由 Монин-Обухов 理论获得的通量—梯度关系推广到 140 米以下大气,得到了改进的风廓线公式。利用北京 325 米气象塔的资料进行检验,误差较小。若将近地层的廓线公式直接应用到 140 米以下大气,则误差明显比改进的风廓线公式的误差大。

一、引 言

关于稳定大气边界层风廓线的研究,在近地层范围内已得到比较成熟的结果,离地面 140 米左右的大气,已超出近地层而延伸到 Ekman 层,在该层内湍流通量是常数的假设不再适用,雷诺应力随高度减小,混合长随高度非线性变化。这一层内的风廓线理论在近中性时有较系统的理论^[1,2],在不稳定时 Panofsky^[3] 也给出了相应的公式,而在稳定层结时还没有令人满意的较完善的理论。Panofsky 认为在达到临界理查逊数出现的高度以下,稳定层结的风廓线基本上符合对数—线性关系。Yamamoto 等人^[4]用由经验公式表示的局地摩擦速度 u_* 代替地面的摩擦速度 u_{*0} ,从而将常值通量层的通量—梯度关系推广到整个稳定边界层,但在确定经验公式中的常数时数据分散。本文提出用由理论公式推出的局地摩擦速度及全边界层适用的混合长来取代近地层风廓线理论中的摩擦速度及混合长,从而将近地层的廓线理论推广到适用于 140 米以下大气,并用实测的铁塔资料加以验证。

二、模 式

本文研究风向上下基本一致时的风廓线理论。

设 X 轴沿地面风向,在定常、正压和水平均匀条件下,全边界层运动方程简化为

$$\frac{d}{dz} \left(K \frac{du}{dz} \right) = -fG \sin \alpha_0, \quad (1)$$

式中 K 是湍流交换系数, G 是地转风, α_0 是地转风与地面风交角的绝对值。

1985 年 4 月 17 日收到, 1985 年 10 月 7 日收到修改稿。

* 现为大气物理所研究生。

将局地摩擦速度

$$u_*(z) = \sqrt{K \frac{du}{dz}}$$

代入(1)式可得

$$u_*(z) = u_{*0} \sqrt{1 - (z - z_0)/Y}, \quad (2)$$

式中 u_{*0} 是地面摩擦速度,

$$Y = \frac{\kappa u_{*0}}{fA(\mu)},$$

κ 是卡曼常数,

$$A(\mu) = \frac{\kappa G \sin \alpha_0}{u_{*0}}$$

为全边界层相似理论中的相似性参数^[4], 而稳定度参数 μ 定义为

$$\mu = \frac{\kappa u_{*0}}{fL}. \quad (3)$$

在近地层中, 由 Монин-Обухов 相似理论得到

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_{*0}}{\kappa z} \phi\left(\frac{z}{L}\right) \quad (4)$$

在稳定层结, 无量纲风切变

$$\phi\left(\frac{z}{L}\right) = 1 + \beta \frac{z}{L},$$

代入(4)式积分, 即得常用的对数加线性公式

$$u(z) = \frac{u_{*0}}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} + \beta \frac{z}{L} - \beta \frac{z_0}{L} \right], \quad (5)$$

式中 β 是经验常数, 近地层中 β 一般取为 5.

现将(4)式改写为

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_{*0}}{l_0} \left(1 + \beta \frac{z}{L} \right), \quad (6)$$

式中 $l_0 = \kappa z$ 是近地层的混合长. 用全边界层适用的混合长 l 代替 l_0 , 用局地摩擦速度 $u_*(z)$ [见(2)式] 代替 u_{*0} , 如果认为作上述替换后, 风切变关系(6)式即能推广适用到近地层以上(此时 β 仍由实测数据决定, 由于 β 本是经验常数, 此时它不一定取近地层的值), 则得到近地层以上风切变关系为

$$\frac{\kappa}{u_{*0}} \frac{du}{dz} = \frac{1}{z} \left(1 + \frac{\kappa z}{\lambda_B} \right) \sqrt{1 - (z - z_0)/Y} \left(1 + \beta \frac{z}{L} \right), \quad (7)$$

此处已将(2)式代入(6)式, 并已取 Blackadar 提出的^[5]

$$l = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z / \lambda_B},$$

式中 $\lambda_B = 0.0063 u_{*0} / f$.

此时 β 是待定常数, 改记为 β_1 , 积分(7)式可得

$$\begin{aligned}
 u_1(z) = & \frac{u_{*0}}{\kappa} \left\{ \frac{2Y}{3} \left(\frac{\kappa}{\lambda_B} + \frac{\beta_1}{L} \right) \left[1 - \left(1 - \frac{z - z_0}{Y} \right)^{3/2} \right] + 2 \left[\sqrt{1 - (z - z_0)/Y} - 1 \right] \right. \\
 & + \sqrt{1 + z_0/Y} \ln \frac{z}{z_0} + 2 \sqrt{1 + z_0/Y} \ln \frac{1 + \sqrt{1 + z_0/Y}}{\left(1 - \frac{z - z_0}{Y} \right)^{1/2} + (1 + z_0/Y)^{1/2}} \left. \right\} \\
 & + \frac{2\beta_1 u_{*0} Y}{\lambda_B L} \left\{ \frac{z_0 + Y}{3} \left[1 - \left(1 - \frac{z - z_0}{Y} \right)^{3/2} \right] - \frac{Y}{5} \left[1 - \left(1 - \frac{z - z_0}{Y} \right)^{5/2} \right] \right\}.
 \end{aligned} \quad (8)$$

运用该式要限制 $z - z_0 < Y$.

现在一般认为在较低高度用(5)式还是比较好的. 若将(8)式仅用于近地层顶或近地层中某高度 z_s 以上, 而在 z_s 以下仍用(5)式, 则得到稳定大气中风廓线完整的公式为

$$\left. \begin{aligned}
 u(z) &= \frac{u_{*0}}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} + \beta \frac{z}{L} - \beta \frac{z_0}{L} \right] & \text{当 } z \leq z_s \\
 u(z) &= u_1(z) - u_1(z_s) + \frac{u_{*0}}{\kappa} \left[\ln \frac{z_s}{z_0} + \beta \frac{z_s}{L} - \beta \frac{z_0}{L} \right] & \text{当 } z_0 + Y > z > z_s
 \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

式中 $u_1(z)$ 用(8)式, β 取为 5, β_1 为待定常数, 为了便于与实测铁塔资料比较, z_s 取为 32.7 米. 实际上, 由于本文条件(如风向上下一致性)在较高高度难以满足, (9)式中第二式只在小于 Y 的某高度以下适用, 下面将通过实际资料决定此高度.

三、资料及其分析

验证模式用的是大气物理所 325 米铁塔 10 分钟平均的风温廓线及附近地面气象站的常规气象观测资料. 气象塔在 15 个高度(下面 9 个高度分别为 9.7、15.0、32.7、47.7、63.2、80.3、102.7、120.2、140.2 米) 自动测量风速、风向和温差. 塔周围下垫面具有从城区到郊区的过渡类型分布特点, 详情见文献[6]. 塔周围不同方位粗糙度分布不均匀, 但为了研究方便, 认为每一条 10 分钟平均风向上的风速廓线所相应的粗糙度是一常数.

根据模式的假定, 选用资料的原则为

1. 大气正压. 2. 风速向上递增. 3. 位温随高度单调变化, 上下层结一致. 4. 考虑到下垫面并非平坦均匀, 且资料为 10 分钟平均, 要求稳定时风向上下严格一致很困难, 参照 Panofsky 等人^[4]用 7 米、56 米及 123 米处风向一致表示 123 米以下风向一致, 本文规定 103 米以下(共有 7 层)有 4 层或 4 层以上风向差在 15° 以内, 且风向随高度不是单调变化, 而是向两边变化, 则认为风向上下基本一致. 至于 103 米以上的风向, 这里未作限制, 由此造成的影响, 后面将进行讨论.

上述资料的选择原则决定本文只能针对部分实例. 从 1981 年 9 月—1984 年 3 月的部分实测资料中, 共选用 36 条廓线.

为计算稳定度参数及廓线理论所用的参数, 先计算近地层的 R_i 数. 取 $z_A = 15.0$ 米, $z_B = 32.7$ 米处的风温资料计算出 $z = \sqrt{z_A z_B} = 22.1$ 米处的 R_i 数.

用下述关系求 $L^{[3]}$

$$\frac{z}{L} = \frac{R_i}{1 - 5R_i} \quad \text{当 } 0 < R_i < 0.2 \quad (10)$$

当 $R_i \geq 0.2$ 时认为湍流已逐步过渡到层流, 整组数据不要。

利用 z_A 、 z_B 处风速从(5)式可算出 z_0 、 u_{*0} , 再由(3)式求 μ 。

近代廓线相似理论中常用 μ 表示稳定度, 但对不同稳定度级别所相应的 μ 值范围, 不同作者取值不同^[9,10], 尚无统一结论。本文选用廓线的 μ 值范围为 10—25, 参照上述作者的结果, 表明选用的廓线包括了很大一部分稳定范围, 但不包括极稳定。与大气扩散中常用的 Pasquill 分类进行比较, 选用的廓线对应 D、E、F 三级, 以 E 级为主, 这与 μ 值分类基本一致。至于 $0 < \mu \leq 10$ 的廓线, 因属近中性范围, 将另文讨论。

四、计算廓线与实测廓线比较

对每条廓线的各个高度定义相对误差

$$E = \left| \frac{u_H - u_M}{u_M} \right|,$$

式中 u_H 指廓线公式计算的风速, u_M 指实测风速。

对所有廓线的同一高度计算平均相对误差和相对误差的标准差

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

这里 $n = 36$ 。

风廓线公式中的 $A(\mu)$ 有不同的经验公式。Arya^[11] 得到

$$A(\mu) = 5.14 + 0.142\mu + 0.00117\mu^2 - 3.3 \times 10^{-6}\mu^3 \quad \text{当 } \mu \geq -50 \quad (11)$$

Wippermann^[12] 得到

$$A(\mu) = 1.83 + 2.77 \exp\left(\frac{\mu}{20}\right). \quad (12)$$

Billard 等人^[13]得到

$$A(\mu) = 0.071\mu + 5.18 \quad \text{当 } \mu > 0. \quad (13)$$

取相同的 β_1 值, 取上述不同的 $A(\mu)$ 公式, 利用(9)式计算 AE 和 DE 。结果表明三种 $A(\mu)$ 公式得到的 AE 、 DE 相差很小, 即以(11)式作为本文使用的 $A(\mu)$ 公式。

取不同的 β_1 值, 利用(9)式计算 AE 和 DE , 发现 $\beta_1 = 1.5$ 时结果最好, 此时各层的 AE 和 DE 见表 1。

表 1 $\beta_1 = 1.5$ 时(9)式计算的各层的 AE 和 DE

层 次	1	2	3	4	5	6	7	8	9
AE (%)	13.3	3.1	3.2	6.5	8.2	10.5	10.5	10.0	11.1
DE (%)	11.5	6.6	7.0	7.2	5.9	7.4	7.7	7.2	7.6

由表可见, 100 米以下改进的廓线公式(9)在各层的平均相对误差在 10.5% 以内(第

一层除外),说明平均相对误差较小,而其标准差在 7.7% 以下,相对说来,相对误差分布不分散。可见,公式(9)可较好地 100 米以下大气中使用。至于第一层 AE 、 DE 较大,那是受周围下垫面和低层建筑物影响所致。

由表还发现第 8、9 层的 AE 、 DE 也不大。一方面,在较稳定层结,100 米以上有时快接近临界 R_i 数高度,湍流较弱,湍流理论不能很好地适用,要求上下风向差在 15° 以内也很困难,因而较稳定时,改进的风廓线公式(9)应用于 100 米以上理论上不太严格。而另一方面,(9)式中 β_1 是由观测资料拟合出的最佳值,可能正是 β_1 的选择使造成误差的各个因素部分地互相抵消了,从而使 100 米以上误差仍然不大。本文为严格起见,在 100 米以上仅将(9)式作为由 100 米以下向上外推的经验公式来使用,其适用性还有待进一步的探讨。尽管 Y 值一般大于 140,但在 140 米以上,本文的物理考虑更难成立,误差也较大,故本文仅将(9)式应用于 140 米以下。

将 $10 < \mu < 15$ 的廓线选出来进行计算,表明各层的 AE 和 DE 都比表 1 中对应的值低,说明计算误差随 μ 减小而减小。因为随着 μ 减小,湍流增强,湍流相似理论可更好地成立,本文所作的物理考虑更符合实际。

将近地层公式(5)直接用于 140 米以下,结果见表 2。

表 2 由(5)式计算的各层的 AE 和 DE

层 次	1	2	3	4	5	6	7	8	9
AE (%)	13.3	3.1	3.2	7.8	9.2	12.2	14.1	13.4	13.5
DE (%)	11.5	6.6	7.0	8.9	9.4	12.1	14.1	12.8	15.2

稳定层结 140 米以下,应考虑 u_* 随高度的变化及 l 随高度的非线性变化,将近地层的对数加线性关系直接运用到 140 米以下大气,从理论上讲不严格。表 2 也表明,由此计

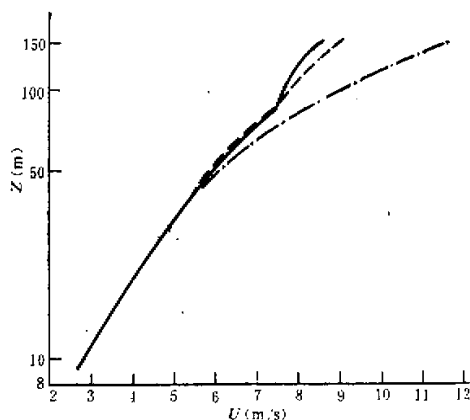


图 1 实测廓线和计算廓线的比较 ($\mu = 16.7$)

——代表实测廓线 - - - -代表公式(9) - · - · -代表公式(5)

算的 AE 在第 6 层(80 米)以上都较大,对应的 DE 也较大,即各条廓线在同一高度的相对误差值比较分散。可见,在稳定层结对数加线性关系能较好地适用的高度较低。

比较表 1 和表 2, (9)式计算的 AE 和 DE 都比(5)式明显地小,说明本文所作的物理考虑是合适且有效的。

选一条实测廓线与改进的风廓线公式(9)及对数加线性关系(5)计算的廓线进行比较,如图 1。从图中可以看出,结果完全符合前面的分析。

最后,对公式(9)中限制 $z - z_0 < Y$ 作一点说明。由(2)式知道,在 $z = z_0 + Y$ 高度, $u_*(z)$ 为零,即该高度湍流几乎已消失,再往上湍流相似理论显然已不再适用。由于 Y 值一般大于 140, 本文中 $z - z_0 < Y$ 一般总能满足,但也有少数廓线(较稳定时)的 Y 值小于 140, 此时计算 $z = Y$ 附近的 R_i 数,表明 $R_i \geq R_{ic}$, 即湍流逐步过渡到层流,与理论分析一致。例如,有 1 条廓线 $Y = 103$, $R_i(110 \text{ 米}) = 0.25$ 。可见,规定 $z - z_0 < Y$ 是合理的。

五、结 束 语

1. 本文从近地层的通量—梯度关系出发,通过考虑局地摩擦速度 u_* 随高度的变化及混合长 l 随高度的非线性变化,在稳定层结得到了改进的风廓线公式(9),而仅由近地层内两层风温资料即可求得稳定度参数 μ 和(9)式所需的参数 z_0 、 u_{*0} 和 L 。

2. 公式(9)在 $10 < \mu < 25$ 时用于 100 米以下大气误差较小,理论考虑也较全面,可较好地使用。随着 μ 值的减小,公式(9)计算的误差也减小。

3. 在 $10 < \mu < 25$ 时,将(9)式外推应用到 140 米以下大气,误差也不大,可作为外推的经验公式使用,但由于理论上不太严格,其适用性尚需进一步的检验。

4. 在 $10 < \mu < 25$ 时,将近地层的对数加线性关系向上外推到 140 米以下大气,则计算的误差明显比(9)式计算的误差大。

致谢: 作者对大气物理所李兴生同志给予本工作的大力协作和支持,并提出宝贵意见;对季风英同志的热情帮助表示谢意。

参 考 文 献

- [1] Panofsky, H. A., 微气象学, 第四章, 塔的微气象学, 科学出版社, 157—182, 1984.
- [2] Blackadar, A. K. and Tennekes H., 1968, Tech. Report ECOM-01388-1, Second annual report Penn. State Univ., 1—18.
- [3] Yamamoto, S., Yokoyama, O. and Gamo, M., 1979, *Journal of the Meteor. Soc. of Japan*, 57, 423—431.
- [4] Зилитинкевич, С. С., 1970, *Динамика пограничного слоя атмосферы гидрометеороиздат*.
- [5] Blackadar, A. K., High Resolution Models of the Planetary Boundary Layer to appear in *Advances in Environmental Science and Engineering*, Vol. 1, Gordon and Breach, 1979.
- [6] 北京 325 米气象塔的测量系统—中国科学院大气物理所集刊第 11 号, 1983.
- [7] Panofsky, H. A., and Petersen, E. L., 1972, *Quart. J. R. Met. Soc.* 98, 845—854.
- [8] Arya, S. P. S., 1982, *Plate Engineering Meteorology*, Elsevier Scientific Publ. Co. 237—267.
- [9] Arya, S. P. S., 1981, *J. Appl. Meteor.* 20, 1192—1202.
- [10] Yu, T. M., 1978, *J. Appl. Meteor.* 17, 28—33.
- [11] Arya, S. P. S., 1975, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 101, 147—161.
- [12] Wippermann, F., 1972, *Beiz. Phys. Atmos.*, 45, 305—311.
- [13] Billard, C., André, J. C. and Vachet, R. D., 1981, *Boundary Layer Meteor.* 21 495—507.

A STUDY OF WIND PROFILES BELOW 140 M UNDER STABLE CONDITIONS

Zeng Xubin Zhao Ming Miao Manqian

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University)

Abstract

Under stable conditions, the flux-gradient relation from Monin-Obukhov similarity theory in the surface layer, is extended to the layer below 140 m by considering the decrease of local friction velocity with height and the nonlinear variation of mixing length with height. The improved formula of wind profile is obtained. The verification of the formula by use of the data from the 325 m meteorological tower in Beijing shows that it can be applied with a small error. If the wind profile formula of the surface layer is directly applied to the layer below 140 m, its error is obviously larger than that of the improved formula.

《中期天气预报》评介

由科学出版社出版的《中期天气预报》(仇永炎等)一书是我国出版的第一部系统的有关中期天气预报方面的专著。此书出版,具有填补空白的重大意义。

该书主要是介绍中期天气预报的物理基础知识,因此侧重于阐述大气环流中期变化的物理过程,并不侧重于预报方案的建立。

全书共计十一章,包括四个部分内容。

前两章阐述一些基础知识,为后面探讨中期大气环流物理过程作准备。第一章介绍关于分解纬圈谱、划分周期和时空谱分析的方法。第二章介绍动量方程和各种能量模变化率方程,包括波数域的形式在内,作者是作为中期物理过程的诊断方程处理的。

第三—七章为全书的重点,介绍了平流圈和对流圈大气环流的重大中期变化,分别阐述超长波的动力性质,平流圈的爆发性增温,对流圈大气的能量谐振,指数循环的动力过程,以及大气趋于稳定、平稳的阻塞形势等。这五章中,对于各种现象的观测分析、物理机制、数值试验结果和理论解释作了全面的阐述。对近二十年来一些有关重大理论如超长波上传理论、 $E-P$ 理论及 $E-P$ 剖面、增暖动力机制、谐振动力学、最大简化方程、平衡态理论等,都有扼要的阐述。

第八、九两章着重讨论同两种重大天气现象——暴雨、寒潮紧密联系的中期环流变化和物理过程。

最后两章介绍了统计预报方法和国内外中期数值预报的进展。

综观全书,内容涉及面较广,取材丰富,体系完整,组织恰当,反映了近一、二十年来这方面科研的新成果、进展和重大问题,有观点、有特色,是近年来出版的最优秀的气象学书籍之一。对从事短期、中期天气预报业务工作及教学、科研工作者都值得一读。

黄士松