

考虑动量和浮力通量耗散的 烟气抬升解析模式

杜曙明

(南京气象学院, 南京 210044)

李宗恺 金龙山

(南京大学大气科学系, 南京 210008)

提 要

环流湍流对烟流抬升有重要的作用。本文考虑了环境湍流引起的烟流的动量和浮力通量耗散, 导出了烟流抬升的控制方程, 给出了烟流的轨迹方程和中性条件下热浮力烟流的终极抬升高度。在烟囱附近, 轨迹方程接近 $2/3$ 次律; 当下风距离增大时, 与 $2/3$ 次律有明显偏离并逐渐变平。与外场试验资料的比较表明, 本模式能较好地模拟浮力烟流的轨迹和终极高度。

关键词: 烟流抬升, 环流湍流, 浮力烟流。

一、引 言

烟流抬升的预报是空气污染气象学中的一个重要课题。早在 40—50 年代, 一些学者就研究了浮力烟流的抬升问题。从 70 年代开始, 烟流抬升的理论得到很大关注并取得巨大的进展^[1,2]。

在中性条件下, Briggs 的溃散(break-up)模式是一个成功的模式, 他假定当烟流自身湍能和环境湍能的耗散率相等时, 烟流将发生溃散, 环境湍流将终止烟流的抬升过程^[1]。值得指出的是, Briggs 把烟流定义成从源释放出的物质加上卷入的环境空气的总体。这个定义暗示没有物质由于夹卷而离开烟流, 并且一旦环境空气卷入烟流, 它将保留在烟流中。

Briggs 在发展他的模式时忽略了环境湍流在主要抬升阶段的作用, 这使得烟流轴线的轨迹一直保持上升并在任何下风距离都不会变平了, 为了得到有限的抬升高度必须给出关于终极抬升的假设^[1]。Turner 认识到环境湍流对浮升单元整体上升路径的作用, 并把它作为常数流出量并入模式^[3]。他的模式不需要终止假设即可得到有限的终极抬升高度。但必须注意到 Turner 对烟流的定义不同于 Briggs, 他将烟流定义为“活性烟流”(active plume), 这种烟流并不代表从源排放出来的所有污染物, 而只是未被卷出的部分, 从烟流半径的缩小就清楚地说明这一点。Netterville^[4]发展了 Turner 的模式, 他假设由于夹卷流出和流入的烟流量平衡, 这种技术性的假定克服了半径缩小的现象, 但从

他的物质方程 (75) 可以看出, 仍允许污染物因夹卷而从烟流中流失。姑且不谈 Turner 和 Netterville 的模式是否适用于烟流抬升过程本身, 但至少他们得到的终极抬升高度预报公式不能作为输入参数应用于扩散模式, 因为它们仅仅描述了那些仍然保留在“活性烟流”内的物质的终极抬升高度。换言之, 这两个终极高度和轨迹公式对扩散计算中仍需考虑的卷出的污染物来说是值得商榷的。

我们认为, 在大气扩散应用中, Briggs 对抬升烟流的定义是合适的, 因为这种烟流包含了从源释放的所有污染物, 问题是如何改进 Briggs 模式, 将环境湍流的作用考虑到烟流抬升的全过程中去。为此, 我们建立了一个考虑环境湍流引起动量和浮力通量耗散作用的烟流抬升控制方程组。考虑到应用的方便, 力求获得解析解, 并用外场观测资料作了检验, 表明模拟结果较好。

二、弯曲烟流的控制方程

我们很容易按传统的途径^[1,5]导出中性条件弯曲(bent-over)抬升烟流的控制方程组。定义有效铅直动量通量

$$M_{\text{eff}} = U \left(\iint W_s d\sigma - \oint \varphi dy \right)$$

和浮力通量

$$F_z = \frac{1}{\pi} \iint (U + u_s) g \left(\frac{\theta_s}{\theta_a} \right) d\sigma.$$

当忽略环境湍流作用时, 控制方程可写为

$$\frac{d(UR^2)}{dx} = 2\beta R w_s, \quad (1)$$

$$\frac{dF_z}{dx} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{dM_{\text{eff}}}{dx} = \frac{F_z}{U}, \quad (3)$$

其中, U 和 θ_a 为环境大气的水平速度和位温, 本模式中令其为常数; u_s 、 w_s 和 θ_s 分别为烟流引起的与环境空气顺风向速度、铅直速度和位温之差; β 为夹卷系数, 本文取 0.6; R 为烟流半径。关于 M_{eff} 和 F_z 的详细描述可参看参考文献[1]。

在推导上述控制方程的过程中忽略了环境湍流的作用。但正如 Turner^[3]、李宗恺^[6]和 Netterville^[4]所指出, 这个因素对抬升过程有重要影响, 否则在中性条件下抬升不会终止, 抬升的轨迹亦比实况偏高。怎样加入环境湍流的作用正是本文的主要课题。

正如在引言中所讨论的, 环境湍流引起的夹卷会造成烟流的动量和浮力通量的耗散。将此项作用加入控制方程, 得

$$\frac{dF_z}{dt} = -\frac{F_z}{T_{LF}}, \quad (4)$$

$$\frac{dM_{\text{eff}}}{dt} = F_z - \frac{M_{\text{eff}}}{T_{LM}}, \quad (5)$$

或

$$\frac{dF_z}{dx} = -\frac{F_z}{T_{LF}U}, \quad (4')$$

$$\frac{dM_{\text{eff}}}{dx} = \frac{F_z}{U} - \frac{M_{\text{eff}}}{T_{LM}}, \quad (5')$$

式中, T_{LF} 为烟气的浮力通量耗散时间尺度, T_{LM} 为烟气动量通量耗散时间尺度。以上各式中, 含 T_{LF} 和 T_{LM} 的各项是环流湍流作用产生的辅加项。环境湍强越小, 耗散的时间尺度越长。若环境湍强趋近于零, 则 T_{LF} 和 T_{LM} 趋于无穷大, (4)、(5) 或 (4')、(5') 二式蜕变为不考虑环境湍流作用的 (2) 式及 (3) 式。从后面的讨论可知, 考虑环流湍流引起烟流的动量和浮力通量耗散以后, 将使控制方程组的解的性质产生根本的变化。

为了简化, 按照通常的作法, 可以近似地令 T_{LF} 和 T_{LM} 相等, 均以 T_L 表示。在中性边界层中应有

$$T_L = \frac{Cl}{u_*}$$

C 为待定常数, l 和 u_* 分别为混合长和摩擦速度, 且有^[7]

$$u_* = u_{*0}(1 - 6fH_s), \quad (6)$$

$$l = \frac{\kappa H_s}{\left(1 + \frac{\kappa H_s}{\lambda}\right)}, \quad (7)$$

u_{*0} 为地面层摩擦速度, H_s 为烟囱高度, f 为科里奥利参数, $\lambda = 0.0063u_{*0}/f$ 。如果取近似

$$(1 - 6fH_s)\left(1 + \frac{\kappa H_s}{\lambda}\right) \approx 0.25H_s^{1/2}, \quad (8)$$

则

$$T_L = \frac{4C\kappa H_s^{1/2}}{u_{*0}}. \quad (9)$$

在烟囱高度 $H_s = 50-300$ m 的范围内, 近似式(8)的最大误差小于 10%。

于是可将(4')、(5')两式改写为

$$\frac{dF_z}{dx} = -C_* \left(\frac{u_{*0}}{H_s^{1/2}U} \right) F_z, \quad (4'')$$

$$\frac{dM_{\text{eff}}}{dx} = \frac{F_z}{U} - C_* \left(\frac{u_{*0}}{H_s^{1/2}U} \right) M_{\text{eff}}, \quad (5'')$$

式中

$$C_* = (4\kappa C)^{-1}.$$

三、轨迹方程和终极抬升公式

上述方程的解为

$$F_z = F_0 \exp\left(-\frac{C_* u_{*0} x}{UH_s^1}\right), \quad (10)$$

$$M_{\text{eff}} = \left(F_m + \frac{F_0 x}{U}\right) \exp\left(-\frac{C_* u_{*0} x}{UH_s^{1/2}}\right). \quad (11)$$

求解时应用了初始条件

$$F_z = F_0 \quad \text{和} \quad M_{\text{eff}} = F_M.$$

由于

$$\begin{cases} M_{\text{eff}} = R^2 U w_s, \\ w_s = U \frac{dz}{dx}. \end{cases} \quad (12)$$

由(8)式可得

$$\frac{U^2 \beta^2 z^3}{3} = \frac{F_m(1 - e^{-Ax})}{A} + \frac{F_0(1 - e^{-Ax} - Ax e^{-Ax})}{A^2 U}. \quad (13)$$

式中 $A = C_* u_{*0} / UH_s^{1/2}$, 此式即为烟流轨迹方程。通常当 $x > (5 \sim 10)F_m U / F_0$ 时, 动量能量的作用与浮力通量相比可以忽略不计, 故(13)式可简化为

$$\frac{U^2 \beta^2 z^3}{3} = \frac{F_0}{A^2 U} (1 - e^{-Ax} - Ax e^{-Ax}). \quad (13')$$

当 Ax 很小时, (13')式蜕化为 $2/3$ 次律, 即不考虑环境湍流作用的情形^[1]。有两种情况使 Ax 很小, 一种是湍强很小 (于是 A 很小), 这说明 $2/3$ 律是忽略环境湍流的一个特例; 另一种是 x 很小, 这个结果更直接些, 说明在近源处浮力和动量只有少部分被环境湍流耗散掉。

当 x 很大时, 烟流达到极限高度 $Z_{\max}$, 即终极抬升高度 ΔH 。令 $x \rightarrow \infty$, 由(13')式可得

$$\Delta H = \left(\frac{3F_0}{A^2 \beta^2 U^3}\right)^{\frac{1}{3}}, \quad (14)$$

或

$$\Delta H = \frac{3}{\beta^2 C_*^2} \left(\frac{F_0}{U u_{*0}^2}\right)^{\frac{1}{3}} H_s^{1/3}. \quad (14')$$

此即为中性层结条件下热浮力烟流终极抬升高度的预报表达式。

轨迹方程和终极抬升高度公式中均含有需用观测资料确定的待定常数 C_* , 我们利

用徐州电厂第一组 (仅一个 12.5 万 kW 机组运行) 观测资料^[6]可得 $C_s = 0.308$, 若取这个数值, (13')和(14')式可写为

$$Z = \left(\frac{3}{U^2 \beta^2} \right)^{\frac{1}{3}} \left[\left(\frac{F_0}{A'^2 U} \right) (1 - e^{-A'x} - A'xe^{-A'x}) \right], \quad (13'')$$

式中

$$A' = 0.308 u_{*0} / H_s^{1/2} U,$$

$$\Delta H = 4.45 \left(\frac{U}{u_{*0}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{F_0}{U^3} \right)^{\frac{1}{3}} H_s^{1/3}. \quad (14'')$$

我们将用更多的外场观测资料检验上述 C_s 值的有效性。

四、结果分析和与观测的比较

在烟流轨迹的 $2/3$ 次律的基础上, Briggs^[1]发展了溃散模式来计算终极抬升高度, 他假设当烟流自身湍能耗散率与环境湍能耗散率相等时, 抬升过程将会结束, 由此得到终极抬升高度的预报式:

$$\Delta H = 1.54 \left(\frac{F_0}{U u_{*0}^2} \right)^{\frac{2}{3}} H_s^{1/3}. \quad (15)$$

这个公式意味着抬升过程人为地终止在距离

$$x_T = \frac{0.94(F_0 U H_s)^{\frac{1}{2}}}{U_{*0}}. \quad (16)$$

我们取计算参数 $F_0 = 400 \text{ m}^4/\text{s}^3$, $H_s = 200 \text{ m}$, $U = 5 \text{ m/s}$, $U/u_{*0} = 14$, 以比较(13''), 以及 $2/3$ 次律和(15)的结果, 显示于图 1 中。

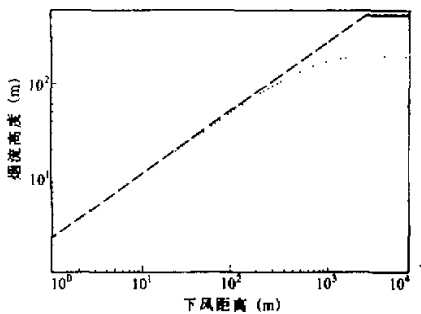


图 1 (13'')式、 $2/3$ 次律与(15)式的比较

图中点线为(13'')式, 虚线为 $2/3$ 次律,

实线为(15)式的结果

实测值的比值为 1.15, 当 $x = 800 \text{ m}$ 时, 比值为 1.21。

包括 Briggs 溃散模式在内的多数烟气抬升理论模式是按以下步骤导出的: 首先不

从图 1 可以看出, 在近距离, (13'')式与 $2/3$ 次律很一致, 随着距离的增加, 两者的差别逐渐增大, 在对数坐标中(13'')式给出的烟流轨迹斜率 dz/dx 明显小于 $2/3$, 并且在达到其终极高度的过程中逐渐变平。(13'')式的上述性质说明环境湍流对烟流抬升有显著的累积作用。李宗恺^[6]给出对数坐标图中烟流轨迹斜率小于 $2/3$, Bacci 和 Longhetto^[8]的激光雷达资料也证实 $2/3$ 次律过高估计了烟流的轨迹, 且这种误差随着下风距离的增大而增大。当 $x = 400 \text{ m}$, $2/3$ 次律的预测值与烟流抬升

考虑动量和浮力的耗散, 然后假设在某个 x 距离上耗散突然发生并起作用, 使抬升过程中止。这样决定终极抬升距离有一定的主观性, 不同的终止假设会给出不同的终极抬升高度。图 1 中给出了溃散模式终极抬升点的水平距离 x_T , 抬升在该点突然终止, 可见这种方法带有人为性。

事实上, 从烟流抬升过程开始, 环境湍流就持续地对烟流起着作用, 并且与自身湍流的作用相比, 环境湍流的作用随着抬升的进行而越来越强, 最终导致烟流逐渐变平。本文所发展的模式比较客观地模拟了烟流抬升的上述机理和全过程; 另一方面, 也克服了 Turner^[3]和 Nettetville^[4]由于未将卷出的污染物考虑在内, 而在扩散计算中引起的概念困难。

应用徐州电厂第二组 (两台 12.5 万 kW 机组运行) 烟气抬升观测资料^[6]检验了终极抬升计算公式(14''), 图 2 显示了计算与实测烟气抬升高度的比较, 两者的平均比值为 1.06, 相关系数为 0.66, 比值的标准差为 0.23。

应用国外 16 个火电厂的烟流抬升观测数据对(14'')式作了进一步的检验。由于仅能得到每座烟囱在众数风速下的烟气抬升高度资料, 故只能比较该风速下的计算值与实测值。试验期间的众数风速大多为 5—7 m/s, 可判定为近中性条件。试验工厂的烟囱高度、地面粗糙度及有关参数的确定见文献[9]。

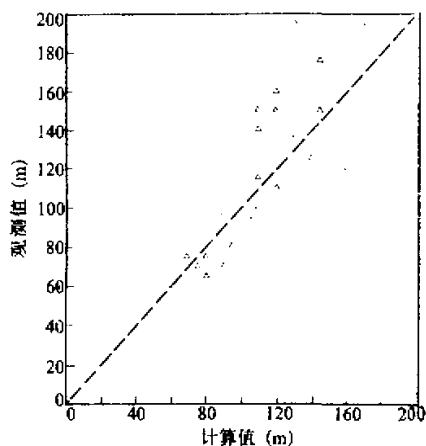


图2 (14'')式与徐州电厂观测资料的比较

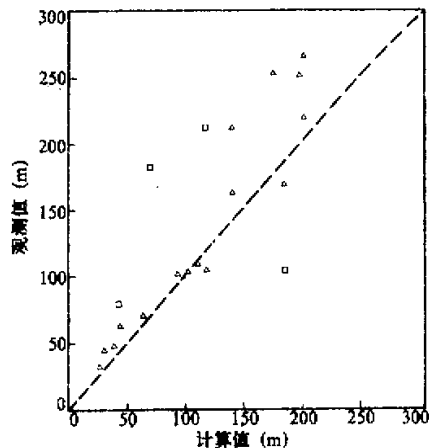


图3 (14'')式与国外观测资料的比较
(图中方形点为异常数据)

五、结 论

在烟气抬升过程中, 环境湍流可引起烟流动量和浮力的耗散, 本文考虑了它的作用, 导出了热浮力烟流运动的支配方程, 并求得了解析的烟流轨迹方程和终极抬升高度公式。

大多数现有烟气抬升理论模式假设烟气抬升在某一距离突然中止。本文的模式从抬

升过程开始即考虑环境湍流的累积作用,在近源处烟流轨迹近 2/3 次律,随着距离增大,环境湍流的耗散作用逐渐加强,烟流轴线逐渐变平并达到终极高度,不需要作抬升突然中止的假定。

本模式将污染源排放的所有污染物纳入抬升烟流之内,避免了 Turner^[3]和 Netterville^[4]模式在考虑环境湍流作用时因流失污染物而引起的概念困难。

用有限的外场观测资料验证了所发展的模式,考虑到大气湍流有较强的随机性,可以认为验证的结果表明模式的效果尚好;结合前述对环境湍流作用机理的分析,初步表明本文所建立的模式是比较成功的。今后需要用更多的外场资料对模式作进一步的检验,特别需要同步的湍流和烟气抬升观测,以便作更深入的研究和改进。

参 考 文 献

- [1] Briggs, G. A., 1975, Plume rise predictions, in: *Lectures on Air Pollution and Environmental Impact Analyses*, edited by D. A. Hausen, American Meteorological Society, Boston, 59-111.
- [2] Weil, J. C., 1988, Plume rise, in: *Lectures on Air Pollution Modeling*, edited by Venkatram and J. C. Wynsaard, American Meteorological Society, Boston, 119-166.
- [3] Turner, J. S., 1963, The motion of buoyant elements in turbulent surroundings, *J. Fluid Mech.*, **16**, 1-16.
- [4] Netterville, D. D. J., 1990, Plume rise, entrainment and dispersion in trubulent winds, *Atmos. Environ.*, **24A**, 1061-1081.
- [5] Weil, J. C., 1974, The rise of moist buoyant plumes, *J. Appl. Meteor.*, **13**, 435-443.
- [6] 李宗恺, 1982, 考虑环境湍流作用的热浮力烟流上升路径方程, *气象学报*, **40**, 80-88.
- [7] Hausen, D. A., 1973, *Workshop on Micrometeorology*, American Meteorological Society, Boston.
- [8] Bacci, P. and Longhetto, A., 1980, Plume Rise Observation in the Planetary Boundary Layer, in: *Atmospheric Planetary Boundary Layer Physics*, edited by A. Longhetto, Elsevier, Amsterdam, 355-366.
- [9] 李宗恺, 朱玄玄, 1987, 机械湍流限定的热浮力烟流抬升模式, *中国科学. B 辑*, 第 7 期, 780-788.

An Analytic Model Considering Dissipation of Momentum and Buayncy Flux for Plume Rise

Du Shuming

(Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044)

Li Zongkai and Jin Longshan

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

Abstract

Ambient turbulence has an important effect on plume rise. in this paper, considering the dissipation of plume momentum and buoyancy by ambient turbulence, we derive the governing equation of the bent-voer plume and give the trajectory equation and the final rise height formula of buoyant plume under neutral conditions. Near the stack, the trajectory equation is approximately the two-thirds law, whereas as the downwind distance becomes larger, the trajectory is depart from that the law appreciably and levels off gradually. Compared to the field experiments, this model simulates well the final rise as well as the trajectory of buoyant plumes.

Key words: plume rise; ambient turbulence; buoyant plume.