第39卷 第1期　　气 象 学 报　　Vol. 39, No. 1
1981 年 2 月　　ACTA METEOROLOGICA SINICA　　Feb., 1981

环境湍流对烟云抬升的作用*

陈 家 宜

（北京大学地球物理系）

提　　要

本文研究了中性层结环境中湍流对烟云抬升的连续作用。取外部湍流卷挟率正比于湍流特征速度并叠加于自身卷挟率，分析表明，即使在抬升的早期，环境湍流对弯曲烟云的路径有不可忽视的影响，并使烟云路径加速变平。电厂烟云的实测资料表明，平均抬升路径实际上不完全符合无湍流环境的三分之二规律，而与本文理论结果更为接近。

本研究也发现，最大抬升高度及其出现的下风距离都是大气湍流度的灵敏函数。据此，我们分析了几个常用抬升公式的局限性，并推荐了一种反映大气湍流度的改型公式。

一、引　　言

烟囱废气的浮升是烟云抬升的实例。因此，烟云抬升的研究在大气污染扩散理论和实用中均有重要意义。

通常把抬升烟云区分为热烟云、动量烟云和混合烟云三种。热烟云指抬升起因于初始浮力通量；动量烟云指抬升起因于初始动量；混合烟云指两者都起作用的情形。严格地说，实际烟云都是混合烟云，但对于大多数有热排放的烟囱，实用中视为热烟云无妨。

不论那一类烟云都要经历一个重要的抬升阶段，即自身卷挟阶段，我们称它为早期抬升，而环境湍流混合起优势作用的抬升称为后期抬升。烟云的抬升高度主要是在自身卷挟阶段完成的。

关于环境湍流对烟云抬升的作用问题先后有过一些探讨，文献[1]曾有过评述。在这些研究中，大部分把湍流影响局限于抬升后期而不计其在早期的作用，甚至简单认为烟云抬升突然终止于抬升速度与湍流速度相等或烟云元内部湍能耗散率与外部耗散率相等的时候。这样，抬升终止前的规律和无湍流的情形完全一样。Ooms[2]首次在连续烟云的研究中引入外湍流卷挟项。但因方程数和参数繁多，只能单纯依赖数值解，在物理上没有得到超过以往的启示，对最大抬升问题也未进行任何讨论。

我们认为外界湍流是连续作用于烟云抬升的各阶段。虽然它在早期抬升中占次要地位，但由于湍流混合的累积将导致烟体尺度、抬升速度和平均路径(弯曲烟云)逐渐偏离无湍流环境的规律。本文从卷挟假设出发建立中性层结的湍流环境中的弯曲烟云抬升方

* 本文于 1979 年 4 月 27 日收到，1980 年 2 月 20 日收到修改稿。

程，做出数值解和近似分析解，并侧重热烟云的计算结果和野外实验资料做了对比，最后讨论了烟云抬升高度的确定问题。

本文主要符号说明如下(因次量除特注外均为 MKS 制)：

F 浮力通量，

F_0 初始浮力通量，

Δh 烟云最大抬升高度(从烟囱口计起)，

$i=w'/\bar{U}$ 湍流度，

$i_w=\sigma_w/\bar{U}$ 垂直湍流度，

L_b 浮力尺度，

L_m 动量尺度，

Q_h 热排放率(卡/秒)，

R 烟云元特征半径，

$S=\frac{g}{Q_a}\frac{\partial Q_a}{\partial Z}$ 大气稳定度参数，

t 时间，

$\bar{U}$ 周围流体的平均速度，

w' 流体特征速度，

W 烟云元升速，

W_0 烟云出口速度，

x 下风距离，

Z 高度(自虚源计起)，

Z_{max} 最大抬升高度(自虚源计起)，

β_0 自身卷挟系数，

β_T 湍流卷挟系数，

$\Delta Q_a/\Delta Z$ 平均位温梯度。

二、环境湍流的连续作用模型

设在均匀横向流中连续烟云各垂直截面上物理特征的分布遵守相似性，在 Boussinesq 近似下、烟云元的质量通量，动量通量和浮力通量分别有如下守恒关系[1][3]

$$\frac{dR^2}{dt}=2\beta_0 WR \tag{1}$$

$$\frac{dWR^2}{dt}=F/U \tag{2}$$

$$\frac{dF}{dt}=-SUWR^2 \tag{3}$$

其中 W、R 各表示烟云元的特征升速和半径，F 是浮力通量。上列方程组未考虑环境湍流的作用，它是经典的 MTT 模型[4]的推广，并与无穷长的线形热泡方程形式全同。

在有湍流的气流中，以往的研究大都认为连续烟云抬升的早期行为只取决于烟云元和周围之间的速度剪切而引起的自身湍流卷挟，而其后期的行为完全取决于外界湍流的

作用。这样，在烟云轨道变平前抬升规律遵守方程(1)—(3)。以下我们称它为突然作用模型。

诚然，线形热泡和弯曲烟云的模型实验表明，抬升的烟云元内部呈准稳定的涡对状环流结构，外部湍流不易入侵[1]。但是，也发现涡对的上缘和侧面都存在湍流区，对环境的卷挟就是通过它们实现的。如果周围流体存在湍流本底，湍流入侵烟云四周时就将增强原湍流区的湍流涨落，促进卷挟，加速烟云元的膨胀。这种助长卷挟的过程在烟云抬升中始终起作用，只不过在抬升的初期自身卷挟强的情况下，环境湍流的卷挟比重较小，随着上升减弱而逐渐显著。但是，就弯曲抬升烟云的平均路径而论，外湍流的作用是累积的，因而即使在抬升前期轨道也不同于片流环境的规律。

根据以上讨论，设环境湍流混合的流入率正比于外界湍流的特征速度 w'，并且与自身卷挟流入率是可加的，即烟云元质量通量方程(1)可改为

$$\frac{dR^2}{dt}=2(\beta_0 W+\beta_T w')R \tag{4}$$

(4)式与(2)和(3)构成有环境湍流作用时的抬升方程组。设想烟云自一个理想点源放出，即 $t=0$，$R=0$(虚点源近似)，从(4)式得到

$$R=\beta_0 Z+\beta_T w' t$$

考虑到 t 和 Z 的内在联系，上面结果表明，烟云尺度随高度的变化比线性关系快些。

在中性层结下，$S=\frac{g}{Q_a}\frac{\partial Q_a}{\partial Z}=0$，方程(3) 只起规定 $F=F_0=$常数的作用。由(2)式得

$$\bar{U}WR^2=F_{om}+F_{ob}t \tag{5}$$

联合(4)(5)两式即得到烟云平均路径方程

$$\frac{dZ}{dt}\bar{U}(\beta_0 z+\beta_T w' t)^2=F_{om}+F_{ob}t \tag{6}$$

引入某一适当的长度尺度 L，注意到 $x=\bar{U}t$，上式的无因次形式为

$$\frac{1}{3}\frac{dZ}{dX}=\frac{1}{\beta_0^2}\frac{F_{om}}{\bar{U}^2L^2}+\frac{1}{\beta_0^2}\frac{F_{ob}}{\bar{U}^2L}X+\frac{\beta_T}{\beta_0}iZ^{2/3} \tag{7}$$

其中 $X=x/L$，$Z=\left(\frac{z}{L}+\frac{\beta_T}{\beta_0}i\frac{x}{L}\right)^3$，$i=w'/\bar{U}$ 即湍流度。这里右边第一项代表初始动量的作用，第二项代表初始浮力作用，第三项代表湍流的作用，并且 Z 中包含湍流度。在片流中，上式简化为以往研究中常用的形式。

方程(7)是非线性的，未能得到简洁的分析解。为此，我们在虚源近似下 ($t=0$，$Z=0$) 用龙盖-库塔法进行数值解，并用等价积分方程法做出热烟云和动量烟云两种情况的近似解。由相似性可知，浮力烟云的特征尺度 L 应取浮力尺度 $L_b=F_{ob}/\bar{U}^3$，动量烟云应取动量尺度 $L_m=F_{om}^{1/2}/\bar{U}$。混合烟云无统一尺度可循，我们主观地定为 $L=L_b$。

近似积分解是一很繁重的工作，而且只能得到近似形式，但是我们将看到它对湍流的影响有明晰的表现，对抬升高度的半经验讨论也很有益。近似解的结果如下

热烟云($F_{om}=0$)

$$\frac{z}{L_b}=\left(\frac{3}{2\beta_0^2}\right)^{1/3}\left(\frac{x}{L_b}\right)^{2/3}\phi^{1/3}-\frac{\beta_T}{\beta_0}i\left(\frac{x}{L_b}\right) \tag{8}$$

动量烟云($F_{ob}=0$)

$$\frac{z}{L_m}=\left(\frac{3}{\beta_0^2}\right)^{1/3}\left(\frac{x}{L_m}\right)^{1/3}\psi^{1/3}-\frac{\beta_T}{\beta_0}i\left(\frac{x}{L_m}\right) \tag{9}$$

其中函数 ϕ 和 ψ 的三阶近似分别是

$$\begin{aligned}\phi&=\phi\left[i\left(\frac{x}{L_b}\right)^{1/3}\right]\\&=1+\frac{9}{7}\left(\frac{C_0}{C_1}i\right)\left(\frac{x}{L_b}\right)^{1/3}+\frac{27}{28}\left(\frac{C_0}{C_1}i\right)^2\left(\frac{x}{L_b}\right)^{2/3}-\frac{9}{49}\left(\frac{C_0}{C_1}i\right)^3\left(\frac{x}{L_b}\right)\\&\quad+\cdots\cdots\end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned}\psi&=\psi\left[i\left(\frac{x}{L_m}\right)^{2/3}\right]\\&=1+\frac{9}{5}\left(\frac{C_0}{C_2}i\right)\left(\frac{x}{L_m}\right)^{2/3}+\frac{54}{35}\left(\frac{C_0}{C_2}i\right)^2\left(\frac{x}{L_m}\right)^{4/3}\\&\quad-\frac{9}{25}\left(\frac{C_0}{C_2}i\right)^3\left(\frac{x}{L_m}\right)^2+\cdots\cdots\end{aligned} \tag{11}$$

其中 $C_0=\frac{\beta_T}{\beta_0}$，$C_1=\left(\frac{3}{2\beta_0^2}\right)^{1/3}$，$C_2=\left(\frac{3}{\beta_0^2}\right)^{1/3}$。由物理意义和(7)式的分析可知，$\phi$ 和 ψ 是 i 和 $\frac{x}{L}$ 的单调升函数。当 $i=0$ 或 $\left(\frac{x}{L}\right)\to 0$，$\phi$ 和 ψ 有 $\phi(0)=0$，$\psi(0)=1$ 渐近行为，这意味着环境湍流相对于自生湍流的作用可忽略时，(8)(9)两式分别转化为通常的“$\frac{2}{3}$”和“$\frac{1}{3}$”规律

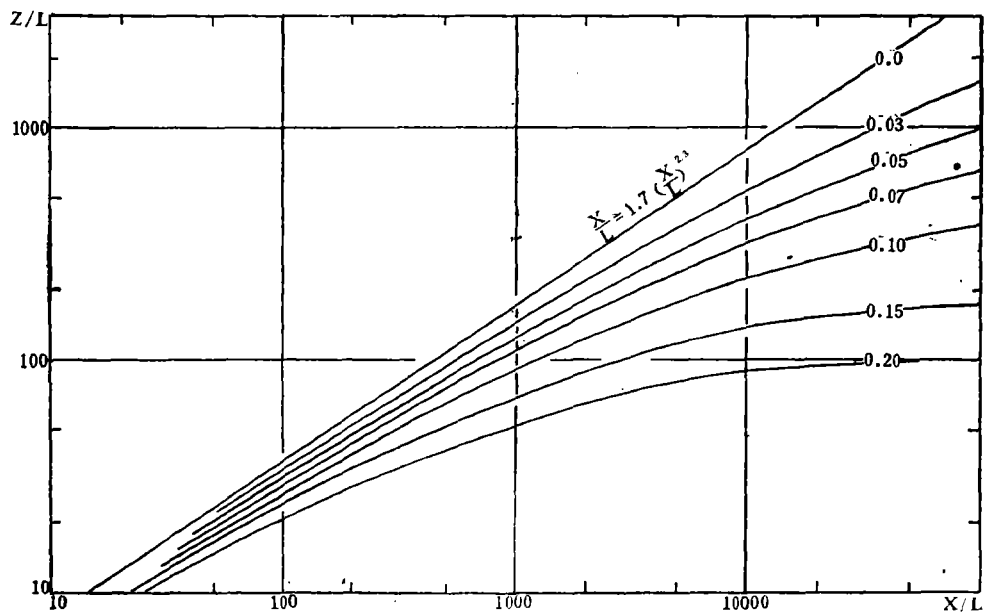


图 1 热烟云的平均抬升路径(数值解)
(曲线内标注数字表示湍流度)

$$\frac{z}{L_b}=\left(\frac{3}{2\beta_0^2}\right)^{1/3}\left(\frac{x}{L_b}\right)^{2/3} \tag{12}$$

$$\frac{z}{L_m}=\left(\frac{3}{\beta_0^2}\right)^{1/3}\left(\frac{x}{L_m}\right)^{1/3} \tag{13}$$

以热烟云为例，取 $\beta_0=0.55$，$\beta_T/\beta_0=1.8$ 的数值解得到的烟云平均轨道示于图 1。图中给出几种湍流度的结果。其中 $i=0$ 相当于片流环境的抬升规律，无因次抬升高度和无因次下风距离的$\frac{2}{3}$幂成正比。如所预料，在常见的低层大气湍流状态下，烟云轨道的坡度和无因次抬升均小于同一距离上无湍流环境的值，偏离程度随湍流度和距离的增大而加剧。以上的结果也体现了，在周围湍流连续参与卷挟下烟体特征尺度增大较快，升速降低也快。

反映湍流影响的抬升方程 (7) 的解 (8)和(9)分别包含形式为 $\phi\left[i\left(\frac{x}{L_b}\right)^{1/3}\right]$和 $\psi\left[i\left(\frac{x}{L_m}\right)^{2/3}\right]$的普遍函数，这一点未经严格的数学论证。它主要通过(10)和(11)两个近似解推论出来的。不同湍流度的数值解表明，ϕ 和 ψ 的确分别是 $i\left(\frac{x}{L_b}\right)^{1/3}$和$i\left(\frac{x}{L_m}\right)^{2/3}$的普遍函数。其中 ϕ 的函数形式如图 2 所示。各数据点完全重叠，故未分别标出。函数 ϕ 的普遍性将在后面讨论最大抬升高度时引用。

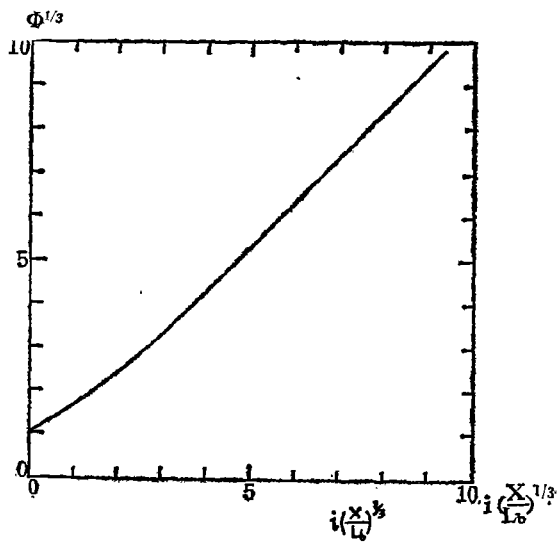


图 2　函数 $\phi\left[i\left(\frac{x}{L_b}\right)^{1/3}\right]$

三、和实际资料的对照

对抬升烟云的细致测定几乎全是在无湍流的实验室条件下进行。外场观测实验的结果自然地反映了环境湍流因子，但是由于影响因素的复杂性和观测技术的困难，野外实验中极少同时测定湍流状况，现有的资料不足以定量地验证模式。下面的比较严格地说只是定性的。然而我们可以看出，烟云的抬升路径、自身卷挟系数和最大抬升高度诸方面的资料均反映了湍流的连续影响。

比较资料主要取自 TVA[5] 和 Bringfelt[6] 的电厂烟云抬升观测。前者是一次独立的实验，后者除瑞典各电厂的测定外还包括其它实验数据的综合。TVA 实验曾归纳出中性的和稳定的大气层结下各距离的相对抬升高度的经验数据表，并发现中性层结 $\left(-0.17\leqslant\frac{\Delta\theta}{\Delta Z}\leqslant 0.16\text{℃/100 米}\right)$下风距离 3000 米以内，平均抬升路径可表示成

$$z=2.5\,F^{1/3}\bar{U}^{-1}x^{0.56} \tag{14}$$

而在 $x=152$ 米处有

$$z_1=43.2\,F^{1/3}\bar{U}^{-1} \tag{15}$$

这里的 z_1 表示 152 米处的抬升高度。根据实验细节的报导，我们笼统取 $Q_h=2\times10^7$卡/秒，$\bar{U}=5$ 米/秒做为该经验规律的代表性参数。即 $L_h\approx\frac{F}{\bar{U}^3}\approx5.4$ 米，$z_1/L_h\approx14$，$x_1/L_h\approx28$，由此得到的烟云平均抬升路径以"×"号示于图 3。同样地，Bringfelt 从自己和其他资料的统计中得到抬升高度和距离的回归关系如下

距离(米)	$Q_h=6.7$ 兆瓦	$Q_h=33.5$ 兆瓦
$x=250\sim500$	$z\propto x^{0.62}$	$z\propto x^{0.55}$
$x=500\sim1000$	$z\propto x^{0.37}$	$z\propto x^{0.32}$

并且列出相应的热排放率和几种典型风速下 $x=250$ 米，500 米，1000 米三处 z 的具体值。按照各风速范围实验组数分布表(原文表 3)，又考虑到热排放率大小和烟囱几何高度的对应关系，我们取 $\bar{U}=4$ 米/秒，8 米/秒代表两种热排放率的风速，得到浮力尺度分别是 0.84 米(6.7 兆瓦)和 0.53 米(33.5 兆瓦)。由此得到的抬升规律也示于图 3 中。

由图 3 可见，湍流大气中热烟云早期抬升轨道并不准确的符合三分之二规律，却和

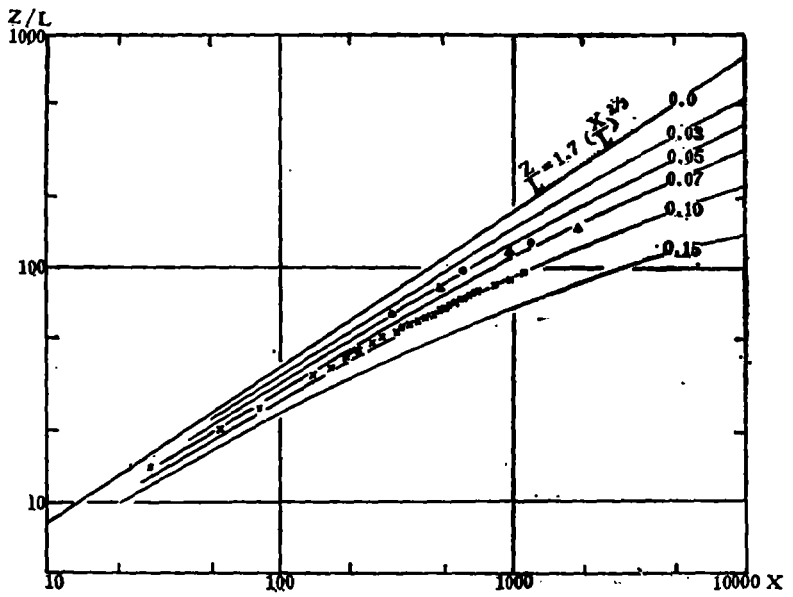


图 3 理论和实测平均抬升路径的对比
(曲线内标注数字表示湍流度；×,TVA;○,Bringfelt 6.7 MW;△,Bringfelt 33.5 MW)

本文的理论结果接近。图 3 中的两套数据分别对应于湍流度 0.10 和 0.05～0.07 的数值结果。TVA 的实验数据充分，其质量是研究者所公认的。Bringfelt 的综合分析中对以往的资料进行了较客观的挑选，并补充了自己的实验数据，质量也是较好的。虽然因为缺乏湍流特征的同时测定和只能笼统地比较各地各次实验的平均情况，这里的验证是粗略的。但是，我们看到本文模式基本上反映湍流大气中烟云早期抬升的实际性质。在以上对比中，某些参数如 β_T，L_h 等是近似推理的，如果这些参数的取值在合理的范围内变动，对图示的特点和上述结论无本质影响。

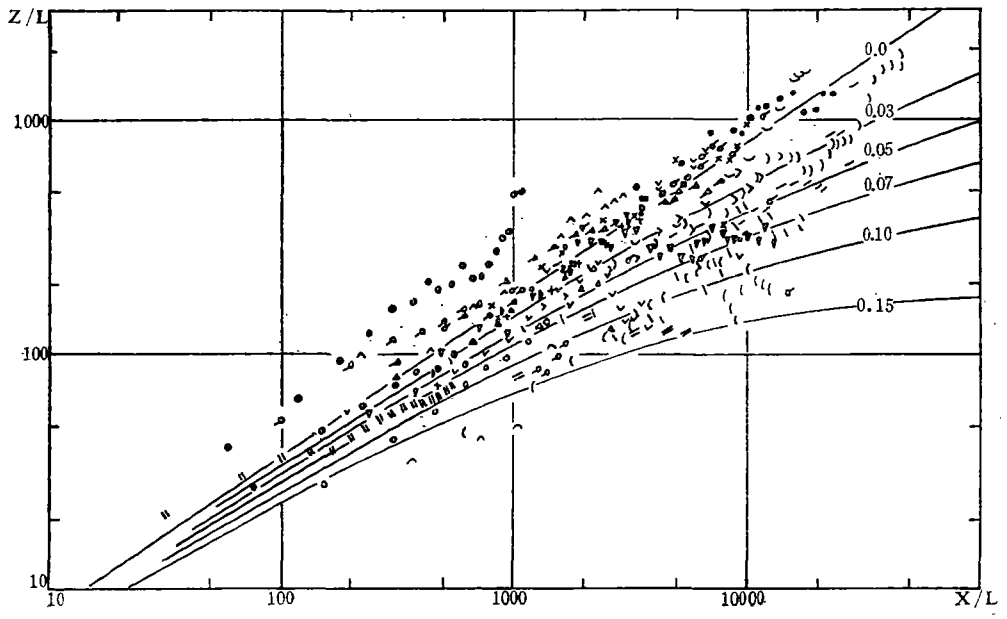


图 4　理论和个别抬升路径的对比(数据取自文献[6])
(曲线内标注数字表示湍流度)

我们还从文献[6]所附原数据中取出近中性$\left(\left|\frac{\Delta\theta}{\Delta z}\right|\leqslant 0.5°C/100\text{ 米}, \frac{W_0}{\bar{U}}\geqslant 1.5\right)$的实验共 25 次，结果示于图 4。个别轨道无明确规律，但除少数次实验外大多数散布在 $i=0$ 至 $i=0.15$ 之间，这一湍流度范围是低层大气常见的情形。

卷挟系数 β_0 是烟云抬升理论的主要参数，实验室测定值约在 0.55—0.60 之间。对 TVA 和 Bringfelt 的野外实验资料的分析[7]却发现 β_0 的数值偏高，离散大，且随烟囱高度 h_s 增加有减小的趋势。文献[7]的出发点是无湍流影响的路径公式(12)，由各下风距离的实测抬升高度确定 β_0。根据本文的结果可知，在外湍流作用下烟云的实际轨道低于(12)式取同样 β_0 值时所表征的轨道，这样按实测数据及(12)式所确定的 β_0 必然比无湍流时的实验值高，并因逐次观测的湍流度的差异而加大离散。我们以图 1 所示结果取 x/L_b 为 100 和 250，仍按三分之二规律外推，得到表 1 所列的卷挟系数值（以 β_0' 表示）。

表 1　按外湍流影响下的抬升高度及(12)式确定的卷挟系数β_0'

i	0.0	0.03	0.05	0.07	0.10	0.15	0.20
$\frac{x}{L_b}=100$	0.55	0.60	0.68	0.75	0.84	1.04	1.23
$\frac{x}{L_b}=250$	0.55	0.66	0.72	0.81	1.00	1.25	1.65

由表 1 可见，当 $x/L_b=100$，$i=0.10$ 时（代表 TVA 资料）$\beta_0'=0.84$，当 $x/L_b=250$，

$i=0.05$ 时(代表 Bringfelt 资料)$\beta_0'=0.72$，正好与文献[7]确定的 $\beta_0'=0.81$(全部资料)和 $\beta_0'=0.72\left(\text{对于}\frac{W_0}{\bar{U}}>1.2\right)$的数据相近。这就说明大气中卷挟系数的提高是环境湍流附加卷挟的结果，自身卷挟系数值 $\beta_0=0.55$—0.60 照样适用于实际大气。鉴于低层大气湍流度通常随高度降低，TVA 实验的平均湍流度大于 Bringfelt 的，即在三分之二规律基础上确定的卷挟系数随烟囱高度增大而减小，高烟囱的 TVA 却有回升趋势等现象都能得到合理的解释。以上结果从另一角度反证了本文节(二)的论述。

四、最大抬升高度

烟云最大抬升高度是大气污染扩散中一个重要参数。可惜理论和实验都难具体确定它，甚至未能给出确切的定义。在突然作用模式中，以烟云元升速和湍流特征速度相当或内部的湍能耗散和周围流体的耗散相当的高度当成烟云变平高度，亦即最大抬升高度，同时也是自身卷挟和湍流混合两种状态的转折高度。

我们把最大抬升高度理解为现有测定技术所能判定的烟云平均路径实际上变平的高度，以便根据观测事实进行半经验讨论。

观测发现[8]烟云平均路径实际上变平的高度与出现距离有如下经验关系

$$\left(\frac{z}{L_b}\right)_{\max}=\alpha\left(\frac{x}{L_b}\right)^{2/3}_{\max} \tag{16}$$

这里 α 为常量，通常测得 $\alpha\sim1$。若本文结果适用于变平之前的烟云抬升，联合(8)(16)两式就发现

$$\left(\frac{3}{2\beta_0^2}\right)^{1/3}\phi^{1/3}\left[\,i\left(\frac{x}{L_b}\right)^{1/3}_{\max}\right]-\frac{\beta_T}{\beta_0}\,i\left(\frac{x}{L_b}\right)^{1/3}_{\max}=\alpha \tag{17}$$

上式显然预示着 $i\left(\frac{x}{L_b}\right)^{1/3}_{\max}=\gamma$，是依赖于 α 的常量。即有

$$\left(\frac{x}{L_b}\right)_{\max}=\gamma^3 i^{-3} \tag{18}$$

$$\left(\frac{z}{L_b}\right)_{\max}=\alpha\gamma^2 i^{-2} \tag{19}$$

由(6)式可得烟云坡度为

$$\frac{dz}{dx}=\left(\frac{x}{L}\right)/\beta_0^2\left[\frac{z}{L}+\frac{\beta_T}{\beta_0}\left(\frac{x}{L}\right)\right]^2$$

以(18)(19)两式代入，即有

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_{\max}=\frac{W}{\bar{U}}=\gamma^3 i/\beta_0^2\left(\alpha\gamma^2+\frac{\beta_T}{\beta_0}\gamma^3\right)^2 \tag{20}$$

若 $\beta_0=0.55$，$\beta_T/\beta_0=1.8$，并取 $\alpha=1$，由图 1 数值结果得 $\gamma\doteq0.866$，于是实际变平距离，最大抬升高度和该处烟云轨道坡度分别是

$$\Delta h\equiv z_{\max}=0.75\,i^{-2}\frac{F}{\bar{U}^3} \tag{21}$$

$$x_{max}=0.66\,i^{-3}\frac{F}{\bar{U}^3} \tag{22}$$

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_{max}\frac{W}{\bar{U}}=0.58\,i \tag{23}$$

从以上分析得到如下三点结论：

1．x_{max} 与浮力长度成正比，与湍流度的三次方成反比。湍流强的时候实际变平的出现距离近。近年来流行的一种烟云抬升公式是以半经验公式(16)为基础的，经验地取 $x_{max}\propto h_s$，例如取 $x_{max}=10\,h_s$ 等等。以上分析表明，这样做缺乏普遍性。我们看到 $\left(\frac{x}{L_b}\right)_{max}$ 实际上是环境湍流度的灵敏函数，故 x_{max} 除与隐含在参数 L_b 里的烟囱特征有关外，还应和大气湍流状态有密切联系。

2．与突然作用模式一样，这里最大抬升高度与浮力长度成正比，与湍流度平方成反比。但比例系数差别甚大，前者不论以 $W=W'$ 或 $\varepsilon_p=\varepsilon_e$ 推论均近于 2.2（参阅北京大学"污染气象学讲义"和文献[1]），约为我们的三倍。$\Delta h\propto\frac{F_b}{\bar{U}^3}$ 是另一种流行的烟云抬升公式，但公式的推荐者把系数取为常值。表 2 列出了几种湍流度的值和现行公式的取值。显然现行取值只能针对特殊的大气条件，特别是在大气湍流强的场合，现行各取值和实际情况就会有悬殊的差异，一般是偏高的。

表 2　$\Delta h\propto F/\bar{U}^3$ 型的抬升公式的系数

本　　文　　结　　果						现　行　公　式　取　值		
i	0.03	0.05	0.07	0.10	0.15	Briggs	Csanady	Smith
$0.75\,i^{-2}$	830	300	150	75	33.5	300—400	250	150

3．将本文理论和实验资料对照后预示，在外界湍流连续影响下，烟云元升速约为湍流特征速度一半时，可以认为环境湍流混合作用实际上占优势。

Weil 等[9]曾从突然作用模式出发得到和(21)式相同的结果。按本文的符号它可以写成：

$$\Delta h=\frac{2}{3\beta_0^2}i^{-2}\frac{F}{\bar{U}^3} \tag{24}$$

对中性层结大气，他们取 $\beta_0=0.81$，并设 i 是垂直湍流速度特征的湍流度。一个电厂烟囱的测定结果表明，Δh 的实测值和湍流度符合上列关系，且有较好的相关。虽然得出(24)式的出发点和本文不同，但原文图 7 表现的实测结果意味着(24)式的系数近于 1.0，就目前的理论和实验水平看，这个数值和本文(21)式的数值 0.75 无重大差异。

注意到(21)—(24)式的定量结果依赖于 β_T/β_0 和经验常数 α，随着这些参数确定的精确化，数量上可能有所变更，但不失理论结果的一般性。

所谓 Holland 公式是流行一时并还继续使用的抬升公式。不管它的实验依据如何，

对照(21)式不难发现它只适用于特定的大气湍流条件。取气温约为 300°K，并认为环境湍流特征速度是垂直湍流速度的标准差($w'=\sigma_w$)，那么(21)式可改写为：

$$\Delta h=2.55\times10^{-5}\frac{1}{\sigma_w^2}\frac{Q_h}{\overline{U}} \tag{25}$$

如果取 $\sigma_w=0.79$ 米/秒，上式恰好和 Holland 公式的热抬升项完全相同。因为 $\sigma_w=0.79$ 米/秒是一个较大的湍流速度，所以在一般情况下，Holland 公式得到的结果是偏低的，只在强湍流条件下，可望得到和实际相接近的结果。

五、结 论

在烟云抬升的早期阶段，环境湍流就参与卷挟，虽然它比自身湍流卷挟小，但影响是累积的，且随自身湍流卷挟的减弱而渐显著。本文分析了中性层结湍流中的烟云抬升规律，其结果和电厂烟云的实测平均抬升路径尚一致。

实验室测定的卷挟系数 0.55—0.60 适用于实际大气。由外场资料确定的卷挟系数值偏大，离散也大，这里因为未考虑湍流的作用和湍流强度的变化所致。当然，其它大气条件的多样性也是离散大的原因。

在有风大气中，终止烟云抬升的出现位置(下风距离)是湍流度的灵敏函数。

从本文最后一段的半经验分析中，我们认为 (21) 式可做为有风中性大气中，有一定热排放烟囱的实用抬升公式之一。和实验数据间接对比可见它是接近实际的，当然，其中系数有待更精确的修订。同类型公式中 Briggs 所取系数值只适用于湍流较弱的场合，Smith 和 Csanady 的取值比较接近高烟囱的实况，但在湍流强的情况下也可能是偏高的。

本文未考虑周围流场剪切和湍流状况的非均匀性，也未反映湍流尺度的作用，并且湍流卷挟系数 β_T 的取值不尽确切。前者将另有研究，后者需要通过实验澄清。

参 考 文 献

[1] Briggs. G. A., Plume rise prediction, "Lecture on air pollution and environmental impact analysis" D. A. Haugen edt. AMS. U. S. 59—111, 1975.

[2] Ooms. G., *Atmos. Environ.*, **6**, 899—909, 1972.

[3] Slawson. P. R. and G. T. Csanady., *Journ. Fluid. Mach.*, **28**, 311—322, 1967.

[4] Morton. B. R., G. I. Taylor. and J. S. Turner., *Proc. Roy. Soc.* (*London*) *ser. A.* **234**, 1—23, 1956.

[5] Montgomery . T. L., S. B. Carpenter., W. C. Colbaugh. and F. W. Thomas., *Journ. APCA.*, **22**, 779—784, 1972.

[6] Bringfelt. B., *Atmos. Environ.*, **2**, 575—598, 1968.

[7] Fay. J. A., M. Escudier. and D. P. Hoult., *Journ.APCA.*, **20**, 391—397, 1970.

[8] Thomas. F. W., S. B. Carpenter. and W. C. Colbaugh., *Journ. APCA.*, **20**, 170—177, 1970.

[9] Weil. J. C. and D. P. Hoult., *Atmos. Environ.*, **7**, 707—721, 1973.

THE EFFECTS OF AMBIENT TURBULENCE ON BENT-OVER PLUME RISE

Chen Jia-yi
(Department of Geophysics, Beijing University)

Abstract

The effects of ambient turbulence on rise of bent-over plumes have been analysed by use of an entrainment model in which an inflow component is assumed proportional to the characteristic velocity of ambient turbulence.

The analysis demonstrates that the ambient turbulence shows notable influence upon rising path of plume even in the early stages of rise and the leveling-off may occur relatively quickly. Better correlation between observed and predicted rise has been obtained for buoyant plumes relased into non-stratified atmosphere.

It has been found that both the dimensionless distance where the plume path begins to level-off and the dimensionless rise are sensitive to turbulence intensity. The validation of some plume rise formulas has been made.