

大气边界层物理的研究进展

周明煜 张锡福 李兴生 吕乃平

(中国科学院大气物理研究所)

大气边界层物理是大气物理的一个分支学科。随着大气污染方面的工作和大气物理学发展的需要,建国三十年来,特别是近十几年来,大气边界层物理有了较大的发展,并且取得了可喜的进展。下面分三个方面进行扼要的归纳和总结。

一、大气边界层探测和实验方法

大气边界层的探测方法基本上可以归纳为直接探测法和间接探测法两类。直接探测法主要是把感应元件通过各种手段送入大气边界层进行测量,目前我国这类手段用得比较多的有:铁塔、系留气球(系留气艇)、低空探空仪、飞机、人工播撒示踪物的扩散试验。间接探测法在我国研究和应用的手段有声雷达、激光雷达等。

利用气象专用塔或其它用途的铁塔对大气边界层物理进行测量研究和对大气污染进行观测研究是一种比较直接而有效的方法。它具有连续、同步、全天候和多用途等优点。所取得的资料精确度高,缺点是测量高度受塔高的限制。目前,国内外经常利用铁塔来研究大气边界层的结构、湍流特征、扩散规律以及为直接测量仪器和间接探测手段作对比观测。大气物理研究所于1976年秋在北京建立了一座320米高的气象专用塔(见图1)。塔身是等边三角形的钢架桅竿,感应器分别装在十五层高度上。为了减小塔体对气流的阻挡作用,洪钟详等^[1]在风洞中进行了模拟实验,认为每一层从塔身伸出两个活动悬臂,臂长等于或大于塔身边长的1.5倍比较合适。

李兴生、郑达洲等^[2]设计了一台近地层梯度自动遥测系统,将塔上信号作完全自动化的测量。目前塔上安装的测量仪器有风向风速、温差和绝对温度、垂直速度、湿度以及超声脉动风速温度仪。风速仪的起动风速为0.4米/秒、测量范围为0.4—50米/秒,测风精度为 $\pm 2\%$ 。输出电压和实际风速呈线性关系;风向仪起动风速为0.4米/秒,风向测量精度为 $\pm 5^\circ$ ^[3]。温差和绝对温度仪均采用不平衡式电桥,精度均高于 0.1°C ^[4]。超声脉动风速温度仪采用脉冲时间差法,其优点是噪声干扰和超声从附近物体的反射等容易消除,并且量程较宽,为0.01—30米/秒;测风精度为 $\pm 3\%$,最高分辨率为0.01米/秒^[5]。塔上感应器输出的信号通过屏蔽电缆传输到两种数据处理系统:一种是将平均场信号通过自动控制采样装置,将测量信号以廓线形式记录在自动平衡电子电位差计上;另一种由巡回检测、模数转换装置将测量信号以瞬时量直接输入DJS-130型小型电子计算机进行处

理。

系留气球(或气艇)以及低空探空仪是我国大气边界层和大气污染测量中用得最为广泛的一种工具。目前主要用此测量温度随高度的分布。这种方法的优点是: 移动方便、测量高度较高、花费小。为了避免系留绳与测量电缆互相绞结造成的电缆断芯以及系留气球和缆绳附近的静电影响, 改用无线电遥测较为可靠。现在在大气污染野外考察中使用较多的是单项测温的遥测系统。系留气艇我们主要用于温度多点同时测量, 此外还用作大气扩散试验人工播撒示踪物质的运载工具。利用系留气球进行边界层探测的缺点是, 易受天气条件的限制, 特别是雨天和风速较大时不好使用。

用飞机探测大气边界层在我国还刚刚开始, 目前潘乃先等^[6]用电传飞机气象仪自动快速测量气温、气压、风速、湿度等量, 测温精度达 $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 、气压达 $\pm 2\text{mb}$, 仪器可在 1 秒内完成上述四个量的测量。

利用立体摄影测量人工施放烟道的轨迹是我国近十年来短距离扩散试验中比较普遍使用的方法之一^[16]。近来也有用人工释放萤光物质如铟、二氧化硫以及六氟化硫等示踪物质进行大气扩散试验。

利用激光雷达遥测烟羽浓度也是近十年来发展的一种方法。由于人造烟云的成份和谱都很稳定, 七十年代初大气物理所在人工施放烟团的扩散试验中, 利用激光雷达, 通过事前得到的后向散射系数及消光系数与浓度的比例常数, 测得了七个量级的烟的绝对浓度, 并实地探测了稳定天气条件下 3 公里的人工烟云扩散浓度的空间分布^[7], 为有关工厂污染物的扩散和建设的整体布局提供了数据。孙景群等^[8,9]结合石景山地区污染扩散问题, 利用稳定排放的烟羽, 探测其相对浓度的垂直分布, 从而获得不同天气条件下烟源下风方向 4 公里范围内的大气扩散参数。

声雷达是六十年代末发展起来的遥测边界层大气的一种新的有效的主动遥感手段。在我国七十年代初, 大气物理研究所声雷达组^[10]试制成了单点声雷达探测系统。声雷达的基本原理是通过声雷达天线向大气发射固定频率的声脉冲, 由于大气中风速和温度的非均匀性会引起声波的散射, 接收大气对声波的散射特性, 就可以得到风速、温度、湍流特征等气象要素的空间分布和随时间的变化。单点声雷达系统由天线、发射机和接收机三部份组成。天线包括电声转换器、抛物面型反射体及隔音墙, 抛物面反射体焦距为 50 厘米, 直径为 1.5 米。图 2 是声雷达天线照片。发射机由音频信号源、发射门、功率放大器、低电平抑制器和收发变压器等组成。接收机由信号通道、程序控制以及记录设备等组成。

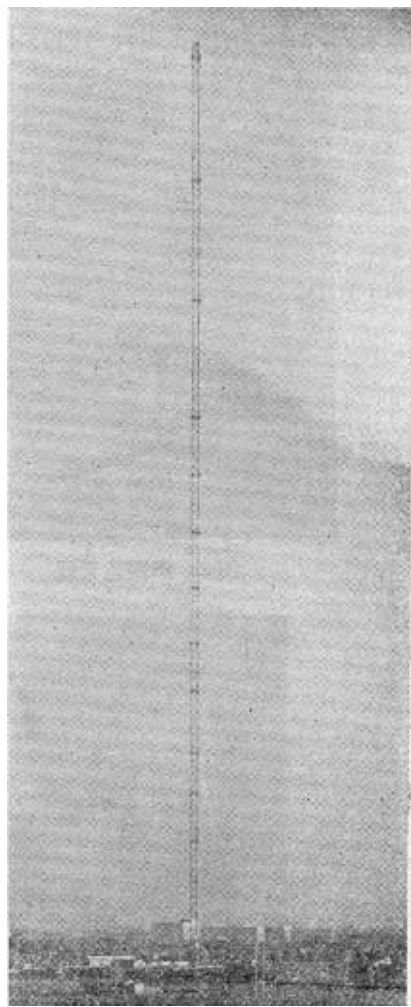


图 1 320 米气象塔

声雷达的主要参数列于表 1。该设备在野外进行了观测，声雷达回波强度与系留气球测温资料作对比，结果比较一致。对低层大气中逆温层的形成和消散以及逆温层的波动，重力波的破碎，混合层高度，热对流以及多层逆温等现象也进行了探测，并得到了较好的结果^[11]。图 3 是 1977 年 5 月 24 日 01³⁷—05³⁶ 在北京郊区的一次多层逆温和逆温层波动的探测实例。

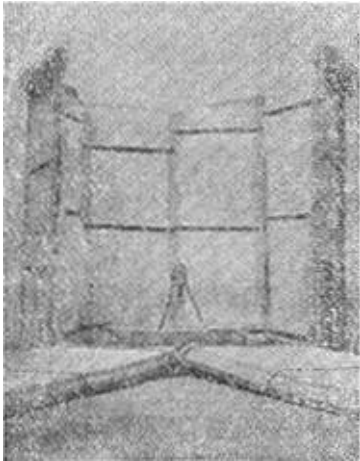


图 2 声雷达天线

表 1 声雷达主要参数表	
发射功率	100 瓦电功率
脉冲宽度	100 毫秒
脉冲重复频率	3 秒、4 秒、6 秒
最大距离	约 1000 米
发射频率	1588 赫
天线直径	1.5 米
天线射束指向性	8° (半功率点)
接收机带宽	40 赫
接收灵敏度	6.1 毫伏/微巴

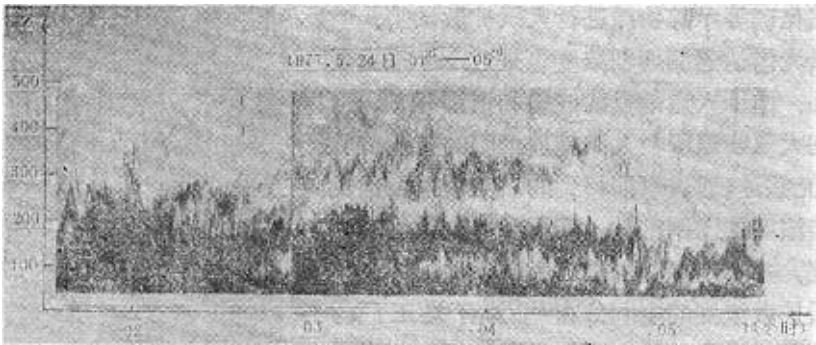


图 3 多层逆温和逆温层波动

此外，周明煜等^[12]还提出了用单点声雷达的回波讯号进行相关测风的原理，并与小球测风进行了比较试验，两者结果较为一致。

二、边界层气象要素分布规律及湍流特征

对于近地层气象要素的分布规律，我国气象工作者在五十年代和六十年代初曾有过一些探索和研究^[13-15]。这些工作主要是在相似理论基础上进行讨论的。理论计算和实际资料相比较，从定性方面是符合的，但从定量方面还不完全符合。

六十年代后期，大气物理所开始进行大气污染方面的工作，为此在山区和北京郊区进行了不少近地层风速和温度廓线的观测和分析工作^[16]。在山区夜间，近地层几十米高度上

往往存在着强逆温中心,其强度有时可达 $1^{\circ}\text{C}/10$ 米以上。由于山区地形复杂,在二、三百米以下经常存在多个逆温中心,其强度经常随高度增加而减弱,山区的风场结构也比平原复杂,大气近地面层的风场主要是地形风,在地形风上面是梯度风,地形风主要包括坡风,山谷风(包括反向山谷风)、大尺度地形风(大型山谷风、大型坡风,后者也称山区平原风)。

山谷内近地层风速廓线一般要比平原复杂。由于山谷内盛行山谷风,气流基本上沿山谷流动,在中性层结时,几十米以下风速廓线基本上符合对数规律。山区的粗糙度 z_0 比平原的大,山区 z_0 为植被高度的 $1/5-1/2$,而平原 z_0 为植被高度的 $1/10-1/4$ 。在非中性层结时,风速廓线要比平原地区复杂得多。

关于非均匀地面上风的分布规律,赵德山等^[17]分析了北京西郊 80 米铁塔上观测的资料后得出,在均匀粗糙地面条件下,中性层结平均风速廓线在 77 米以下满足对数分布规律。在稳定层结下,当稳定度参数在 $0.028 \leq R_i \leq 0.69$ 范围内,符合对数-线性规律,即层结订正函数 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right)$ 可写成

$$\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = 1 + \beta \frac{z}{L} \quad (1)$$

式中 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{du}{dz}$, L 为 Монин-Обухов 长度, κ 为卡门常数, β 为常数,随 R_i 数而变化,其关系式为

$$\beta = 0.35 R_i^{-0.9} \quad (2)$$

不稳定层结时,

$$\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = \left(1 - \gamma \frac{z}{L}\right)^{\alpha} \quad (3)$$

其中系数 $\gamma = 16$, α 是随稳定度改变的。当层结为弱不稳定时 $\alpha = -\frac{1}{4}$, 中等不稳定时 $\alpha = -\frac{1}{3}$, 强不稳定时 $\alpha = -0.4$ 。在非均匀地面条件下,由于地面粗糙度 z_0 的突变,在各种层结下,风速廓线均出现“拐点”,计算拐点高度 h 的经验公式为

$$\frac{h}{z_0} = \left[0.6 + 0.01 \ln \frac{z_0'}{z_0} + \ln(1 - \alpha_0 R_i)^{0.2} \right] \left(\frac{z}{z_0} \right)^{0.8} \quad (4)$$

在 $0.03 \leq R_i \leq 0.12$ 时 $\alpha_0 = 8$, 在 $-1.0 \leq R_i < 0$ 时 $\alpha_0 = 0.8$, 其中 x 是两种地面粗糙度突变线到观测点的水平距离。

对于近水面层风速、温、湿分布规律,严开伟等^[18]曾进行过研究。由于水面上有波浪作用,使得水面特性较为复杂。中性层结风浪较大时,在 80 厘米下风速廓线有一个转折,进行浪高订正后符合对数廓线规律。非中性层结下的层结订正函数 $\varphi(R_i)$ 可用下述公式表示

$$\varphi(R_i) = \begin{cases} -0.417 \frac{R_i}{\sqrt{|R_i|}} + 0.40 & R_i < 0 \\ -0.278 \frac{R_i}{\sqrt{|R_i|}} + 0.40 & R_i > 0. \end{cases} \quad (5)$$

水面上湿度廓线规律和陆地上基本相同。当稳定度在 $-1 < R_t < -0.07$ 范围内,满足 $\frac{dT}{dz} \propto z^{-4/3}$ 规律。此外,对温、湿、风廓线的相似性作了分析,结果表明,温度廓线与湿度廓线比较相似,而与风速廓线不相似。

关于边界层湍流特征近十几年来在我国也有不少研究工作。陈家宜等^[19]利用风速模涨落的观测资料,分析了 100—1470 米高度上的湍流结构,得出在各高度上水平风速模涨落的概率分布近于正态律。小尺度湍涡区的速度场结构函数 $D(r)$ 满足 $D(r) \propto r^P$ 型式, P 值一般接近于 $2/3$, 但它有随稳定度增大而增大的趋势。在几百米高度以下,结构函数适合“ $2/3$ 规律”的最大尺度常常随高度增大而增大,并且经常超过高度好几倍。在高于几百米的地方,适合“ $2/3$ 规律”的最大尺度小于高度,但随高度没有系统性的变化。此外,发现湍流能量耗散率有剧烈的涨落。

温景嵩等^[20]用铂丝电阻温度脉动仪观测了 1.7 米高度上温度起伏场,分析观测资料发现,温度脉动谱普遍地存在着不连续现象,表现为一系列不连续的脉冲式激发,可分为基态稳定和基态不稳定以及基态起伏很大的三种类型的脉冲式激发的不连续过程。湍流的时间不连续性也说明了湍流场空间结构的不均匀性。

近年来,大气物理所声雷达组,用声雷达观测资料对边界层大气的湍流特性及小尺度结构系数进行了分析。吕乃平等^[21]分析了在几个高度上散射体内空间平均的温度脉动谱 $\Phi_r(K_0)$ (K_0 是与声雷达发射频率相应的波数)。分析发现,在大气边界层 $\Phi_r(K_0)$ 是一个随机量,具有正偏态分布的特性,并满足对数正态分布。从 $\Phi_r(K_0)$ 的频谱分析中得到,在谱段为 $10^{-1} - 3 \times 10^{-4}$ 秒⁻¹ 范围内,存在着一个能量的峰值区,峰值区和高频区之间能量的过渡带很陡。在中尺度范围,无论在稳定或不稳定层结,经常存在几分钟到十几分钟的周期活动。

陈炎涓等^[22]利用声雷达探测资料计算了湍流结构系数。计算结果表明, C_T^2 值随时间有较大幅度的起伏。从 C_T^2 的时间—高度剖面分析发现,在稳定条件下 C_T^2 值呈现为层状结构,其数值与高度无明显规律性。在晴天、小风、对流条件下 C_T^2 分布呈现为纵向的垂直结构, C_T^2 值随高度变化具有明显的规律性。在不稳定条件下,大气湍流结构系数随高度变化规律符合 $C_T^2(z) \propto z^{-4/3}$, $C_T^2(z) \propto a + bz^{-2/3}$ (其中 C_T^2 为风速结构系数, a 、 b 是常数)。

从上述观测事实可以说明,温度脉动谱和风速脉动谱一样具有起伏现象。因此不能把温度结构系数 C_T^2 看作常数,它也是一个变量。这也说明决定 C_T^2 值的湍流能量耗散率 ϵ 和温度不均匀性平滑率 N 都是变量。它必定要影响温度结构函数——“ $2/3$ 定律”的建立。由此周明煜^[23]讨论了由于 ϵ 和 N 是变量对温度结构函数的修正问题。

取 ϵ 和 N 是在一个以观测点 M_1 和 M_2 的距离 r 为直径的球体内的平均值。

$$\bar{\epsilon}(M_1, M_2) = \frac{6}{\pi r^3} \int_{V_{M_1 M_2}} \epsilon dV \quad (6)$$

$$\bar{N}(M_1, M_2) = \frac{6}{\pi r^3} \int_{V_{M_1 M_2}} N dV \quad (7)$$

根据实际观测 $\bar{\epsilon}$ 和 $\bar{N}$ 都服从对数正态分布,即

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 e^{\eta_1}, \quad \bar{N} = N_0 e^{\eta_2}$$

式中 ε_0 和 N_0 分别是 $\bar{\varepsilon}$ 和 $\bar{N}$ 的几何平均值, η_1 和 η_2 是随机变量, 它们服从具有下列参数的正态分布.

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= \langle \eta_1 \rangle = 0 & D(\eta_1) &= \langle \eta_1^2 \rangle = \beta_1 \\ \eta_2 &= \langle \eta_2 \rangle = 0 & D(\eta_2) &= \langle \eta_2^2 \rangle = \beta_2 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 β_1 和 β_2 是离差值.

当大气层结接近中性时的水平均匀湍流场中可以认为 $\bar{\varepsilon}$ 和 $\bar{N}$ 是相互独立的, 由此可以得到,

$$\langle [T(M_2) - T(M_1)]^2 \rangle = a^2 \frac{\bar{N}}{\bar{\varepsilon}^{1/3}} \gamma^{2/3} [1 + M_1(\gamma)]^{2/3} \quad (9)$$

式中符号 $\langle \rangle$ 表示数学期望值, a 是常数, $M_1(\gamma) = \gamma/\bar{\varepsilon}$. 由公式 (9) 可以看出, 考虑了 $\bar{\varepsilon}$ 和 $\bar{N}$ 是变量时得到的新的湍流结构函数公式比一般的“2/3 定律”多一个修正因子 $[1 + M_1(\gamma)]^{2/3}$, 而且修正因子只与 $\bar{\varepsilon}$ 有关, 与 $\bar{N}$ 无关. 根据湍流能量耗散率谱的实际观测资料对修正因子作了估计, 公式 (9) 对“2/3 定律修正”主要是在小尺度, 当 γ 为 0.01 米时, 修正因子约为 1.37, 当 $\gamma = 10$ 米时, 修正因子就接近于 1.

对于大气湍流谱刘振兴、陈家宜等曾作过探索和研究. 刘振兴^[24]提出了描述湍流特性的无因次量 R_t ($R_t = D/\nu$, D 为湍流粘性系数, ν 为动力粘性系数), 并用此无因次量对谱区作了划分. 利用相似性原理确定了适用于各谱区的能量传输函数的普遍形式, 从而求解湍谱方程, 得出湍谱 $E(k)$ 的普遍形式的解

$$E(k) = \frac{Nk^{-1}}{\left[\left(\frac{k_c}{k_y}\right)^{2/3} + \left(\frac{k}{k_y}\right)^{2/3}\right]} \exp \left\{ -3\alpha \left[\left(\frac{k_c}{k_y}\right)^{2/3} + \left(\frac{k}{k_y}\right)^{2/3} \right]^2 \right. \\ \left. - 2 \left(\frac{k_c}{k_y}\right)^{2/3} \left[\left(\frac{k_c}{k_y}\right)^{2/3} + \left(\frac{k}{k_y}\right)^{2/3} \right] + \left(\frac{k_c}{k_y}\right)^2 \ln \left[\left(\frac{k_c}{k_y}\right)^{2/3} + \left(\frac{k}{k_y}\right)^{2/3} \right] \right\} \quad (10)$$

式中 $N = \text{常数}$, $N = \alpha(\varepsilon\gamma)^{1/2}$, α 为 Колмогоров 常数, k 为波数, $k_c = \left(\frac{\varepsilon}{\gamma^3}\right)^{1/4}$, $k_y = \left(\frac{\varepsilon}{D^3}\right)^{1/4}$.

根据实验结果取 $k_c/k_y = 10^{-4}$. 对于亚惯性区 ($10^{-4} < \frac{k}{k_y} < 5 \times 10^{-2}$),

$$E(k) = \alpha(\varepsilon\gamma)^{1/2} k_y^{2/3} k^{-5/3} = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (11)$$

这与 Колмогоров 和 Обухов 结果完全一致.

与此类似还得到了大气温度场和大气污染有关的微粒浓度的湍谱. 上述理论与实测数据比较, 两者相符较好.

陈家宜^[25]在相似理论基础得到一维风速湍谱 $\bar{s}_{11}(f)$ 的半经验公式

$$\bar{s}_{11}(f) = C_1 \left(1 + \frac{f}{f_{01}}\right)^{5/3}, \quad C_1 = \frac{2}{3} \frac{\overline{U'^3}}{U_*^3} \cdot \frac{1}{f_{01}}, \quad (12)$$

式中 $f = \pi z/\overline{U}$ 为无因次频率, $f_{01} = \pi z_0/\overline{U}$ 为纵向大湍涡的无因次特征频率, U_* 为摩擦速度. 公式 (12) 与实验数据符合良好.

此外, 陈家宜利用因次分析从湍流能量平衡方程推出湍流能量和低层大气宏观条件间的关系式

$$\sqrt{U_i^2} = (\alpha_i k f_{0i})^{-1/3} [\varphi(\zeta) - \zeta]^{1/3}, \quad (13)$$

式中 U_i 为风速分量, α_i 为比例常数, $\zeta = z/L$, 其中 L 是 Мошин-Обухов 长度。公式(13)与实测数据比较结果表明, 垂直湍流能量的计算值和实测值符合较好。对于水平湍流能量两者一致性略差。

关于低层大气的热量传输问题一般都是在背景场不变的情况下用热传导方程进行讨论的。但许多观测证明, 低层大气的层结是随时间变化的, 在垂直对流较强时层结变化也很快。基于这一事实周明煜^[26]讨论了背景层结(γ)和热量输送的相互作用问题, 在忽略了三阶矩和气压扰动情况下建立了考虑这种相互作用的热量输送方程

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \overline{W'T'}}{\partial t^2} = \overline{W'^2} \frac{\partial^2 \overline{W'T'}}{\partial z^2} - 4\beta(\gamma_s - \gamma) \overline{W'T'} \\ \frac{\partial(\gamma - \gamma_s)}{\partial t} = \frac{\partial^2 \overline{W'T'}}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \overline{W'^2}}{\partial t} = 2\beta \overline{W'T'} \end{cases} \quad (14)$$

式中 $\beta = \frac{g}{T}$, g 为重力加速度; γ_s 为干绝热梯度。应用上述方程进行了数值计算, 结果表明, 热量输送和层结之间的相互作用对热量输送有着重要作用, 不稳定情况下热通量大大地超过稳定层结的热通量。热量垂直输送结果, 大气局部层结发生显著变化, 并最后趋向于中性层结。

三、大气扩散

我国大气扩散实验和理论研究开始于六十年代, 这时大气物理所和南京大学气象系分别在我国西北和东北地区进行了大气扩散实验。但是, 大气扩散工作能较快地发展主要是工业污染问题带动起来的。六十年代末到七十年代初, 中国科学院大气物理所与地理所, 气象局以及设计部门在七个省市, 十几个山谷地区进行了山区边界层观测和大气扩散实验, 为山区建厂的安全防护任务提出科学依据, 并且总结了山区的气象特点和扩散规律。

山区的大气扩散比平原地区复杂, 主要表现在两方面。一是在地形的影响下(动力的和热力的), 山区的温度场和风场很复杂, 使污染物输送过程复杂且难以定量地描述。另一方面是山区湍流不仅比平原强, 而且非均匀性很大, 各种尺度之间的非线性影响显著, 使扩散过程难以处理。

根据山区大气边界层的观测, 配合烟幕轨迹和形态, 总结了山区污染物输送和气象条件的关系^[26], 主要有以下几个特点:

1) 逆温中心(垂直梯度最大值)对垂直交换有抑制作用。夜间, 污染物在地面和逆温中心之间(或两个逆温中心之间)流动, 使下风方向的污染明显增大。

2) 复杂的风场垂直结构使不同高度的污染物有不同的路径, 而且在局部地区有循环

流动的可能。

3) 过山气流产生背风坡涡旋, 或谷风下沉气流紊乱时, 使污染物形成不了完整的烟道, 难以用模式描述。

4) 下坡风, 过山气流和谷风下沉气流使烟道向下倾斜, 甚至可接触地面。地面最大浓度增大, 最大浓度出现距离比平原模式计算结果要近得多。

5) 小风条件下, 由于风向来回变换而造成局部地区浓度积累过程。

由于山区的大气湍流强度比同一稳定度下平原地区的要大, 因而山区的扩散参数要比平原的大。用烟幕立体摄影法和激光雷达测烟资料得到山区的扩散参数 σ_z 值比国外平原地区的大或接近, 而 σ_y 值则山区比平原要大得多。从北京山区和平原的对比实验中得到^[27], 平原地区的 σ_y 和 σ_z 值与国外一般的平原结果一致, 而山区的 σ_y 值为平原的 1.9—2.5 倍, σ_z 值山区为平原的 2.5 倍。

七十年代初随着城市大气污染问题的提出, 大气扩散的研究工作由近距离大气污染物输送与扩散规律的研究转到复杂的城市边界层内中距离输送与扩散规律的研究, 以及大气污染多源模式的研究^[28-30]。

工业区和城市的建筑物动力和热力效应造成了特有的边界层结构和扩散规律。为了建立大气污染多源模式, 七十年代中期, 大气物理所、北京大学等单位在北京石景山区进行了大气边界层结构和大气扩散规律的观测。用照相方法和激光雷达直接探测工业烟气得到大气扩散参数^[6]。另外在厂区附近农田的铁塔上记录风向脉动资料, 计算出 4—5 公里距离的大气扩散参数^[31]。厂区的大气扩散参数比平原地区的高一个稳定度级, 而在农田地区的扩散参数只高半个稳定度级。这表明非均匀性很明显。因此考虑不均匀性是很重要的。另一方面, 由于地形和热岛效应, 在小风条件下, 气流发生弯曲式辐合现象, 因此必须考虑水平流场。由此, 张锡福等采用烟团模式^[29,30]。用插值公式根据 8 个站的测风资料计算出各网格点的风向风速。烟团用所在网格点上的风向风速和当时大气稳定度下的扩散参数运行和扩散。时间步长 τ 必须满足 $\tau = c/U$ (c 为网格距离, U 为风速)。另外还设计了居民区自身污染的面源公式, 计算的浓度比较好地符合监测值。在大风条件下, 设计了考虑风向、风速垂直变化的连续点源模式。模式计算结果为当地大气环境质量评价和综合治理, 为新厂的合理布局 and 合理排放提供了科学依据。

此外, 大气物理所四室^[14]利用山区的风向脉动资料计算了大气扩散参数 σ_z , 并用激光雷达得到实测的 σ_z 值, 由此获得山区拉氏和欧氏时间尺度之比 β 的平均值为 5.4, 比平原地区 ($\beta = 4$) 的大, 而 β 值与大气稳定度、风速无关, 并在一定距离 (400—700 米) 内还与距离无关。但是大气试验技术小组^[27]用同样方法在北京山区得到的 $\beta = 2$, 比平原地区小。一般认为 β 值与湍流度成反比, 山区湍流度大, β 值应当小。我们在不同山区得到不同的 β 值, 这说明决定山区 β 值的因子的复杂性, 它是一个尚需进一步研究的问题。

对于有垂直气流和扩散质点沉降作用的湍流扩散问题, 罗秀卿^[32]曾进行过研究, 他在地面有吸收作用的条件下讨论了非定常连续点源的扩散问题, 计算结果与观测结果相符很好。

在山区小风条件下的浓度积累过程邓玉珍等^[33]进行了数值模拟, 发现平衡时间与风速、大气稳定度及风向变换周期有关。平衡时间在 20 分钟到 1 小时左右, 这与平衡时间

为 40 分钟的实测值接近。

此外,对于烟囱排放烟羽上升规律问题,大气物理所四室^[11]从射流流动的场方程出发,得到一组描写射流平均流动特征的守恒方程。理论模式计算的烟羽最大上升高度与实测资料比较,相符较好。烟羽轴浓度稀释规律原则上也可算出,但无合适的资料可以验证。

参 考 资 料

- [1] 洪钟祥、曹其鲁、银铜,气象塔引起测风误差的风洞实验,1978(待发表)。
- [2] 李兴生、郑达洲、张卫华、吴家麟、朱晋判等,320米气象塔的自动遥测系统,1977(待发表)。
- [3] 郑达洲、郑淑珍、黎德辉、吕永昌,梯度测风仪的物理特性,1977(待发表)。
- [4] 李兴生、杨宝忠,一个高精度的测风方法,大气科学,1979,第2期。
- [5] 周乐义、赵翼俊、李德新等,超声脉动风速温度仪,1978(待发表)。
- [6] 潘乃先、陶善昌,电传飞机气象仪,北京大学学报,1978,第3期,20—27。
- [7] 激光测烟,激光在气象探测中的应用,中国科学院大气物理研究所集刊,第一号,1973。
- [8] 孙景群、金惠淑、胡裕良,激光探测大气扩散参数,大气科学,1977,第1期。
- [9] 孙景群、陶丽君、伍少明,激光遥测烟羽浓度,大气遥感探测问题的研究,中国科学院大气物理研究所集刊,第5号,科学出版社,1977。
- [10] 大气物理研究所声雷达组,单点声雷达与边界层大气探测,大气科学,1976,第1期。
- [11] Chou Ming-yu, Pan Hsi-an, Lin Nai-ping, Chu Shao-hou, Chen Yen-chuan, Acoustic Radar and Remote Sensing in the Boundary Layer of Atmosphere, Proceeding of the Twelfth International Symposium on Remote Sensing of Environment, 1978, 535—546。
- [12] 周明煜、曲绍厚,声雷达相关方法测风,大气科学,1979,第2期。
- [13] 苏从先,层结大气中近地层湍流,气象学报,1958,29,73—82。
- [14] 刘振兴,近地层大气湍流混合的规律性,科学记录,1958,2,152—158。
- [15] 濮培民,大气近地面层中不同温度层结下的湍流运动,气象学报,1964,34,211—224。
- [16] 大气物理研究所,山区空气污染与气象,科学出版社,1978。
- [17] 赵德山、彭贤安、洪钟祥,非均匀地面近地层风速廓线的实验研究,(待发表)。
- [18] 严开相、吕乃平、景荣林,近水面层的温、湿、风廓线规律(待发表)。
- [19] 陈家宜、谭辛、霍素贞,对流层下部的湍流结构,气象学报,1963,33,第2期。
- [20] 霍素贞、曾宗泳、马成胜,湍流的不连续性和柯莫果洛夫的湍流理论,大气科学,1978,第1期。
- [21] 吕乃平、范德安、陈贵南、郑月明、周明煜,边界层大气湍流统计特性的声雷达探测,(待发表)。
- [22] 陈炎清、樊锦华等,低层大气湍流结构系数的声雷达探测(待发表)。
- [23] 周明煜,大气湍流场中温度场结构的基本问题(待发表)。
- [24] 刘振兴,大气湍流的湍谱及有关大气污染问题,大气科学,1978,第2期,219—229。
- [25] 陈家宜,低层大气湍流谱和能量的规律,科学通报,1966,第7期,334—336。
- [26] 周明煜,低层大气中对流热量输送的初步研究,气象学报,1963,第3期290—296。
- [27] 大气试验技术小组,一次山区大气扩散实验结果的初步分析,大气科学,1977,第1期。
- [28] 大气物理所四室,石景山区大气污染动态规律的研究,北京西郊环境质量评价文集(即将出版)。
- [29] 大气物理所四室,大气污染物多源模式在环境规划中的应用,环境科学,1976,第1期。
- [30] 张锡福等,大气污染多源模式,环境科学研究及其进展,科学出版社(即将出版)。
- [31] 中央气象台等,复杂地形下的一次大气扩散实验——京西电站大气实验总结,1977。
- [32] 罗秀刚,论有铅直向平流输送时连续点源的乱流扩散,气象学报,1963,第3期。
- [33] 邓玉珍、邹孝恒、张锡福,山区小风条带下浓度积累过程的数值模拟,环境科学研究及其进展,科学出版社(即将出版)。