

的含水层中,在 xy 二维平面上,将是一个在移动中逐渐增大的椭圆。纵向弥散度将反映这椭圆的长轴,横向弥散度反映这椭圆的短轴。椭圆中示踪剂的浓度是两头小中间大。弥散晕前沿到达观测井其速度将大于地下水流速。弥散度表征这一地下水区域含水层的岩性。在稳定流速下,一定时间内污染物或溶质纵横向散布范围的大小。

2. 用同位素 ^{131}I 示踪剂做弥散试验,在上文中所说的各种优点中,最有意义的是在现场直接进行测量,使探测灵活性大为增加,这是弥散试验成功的一个要素。由于野外地层与井壁透水的均匀,掌握地下水流向的偏差,深层取样测量时可能取不到示踪剂,而直接观测就可以在井中不同的深度上寻找,并可掌握注入井中示踪剂的去向与流速,有没有垂直流束出现与估计观测井中示踪剂浓度峰值出现的时间。

3. 投放 ^{131}I 示踪剂的安全防护问题 ^{131}I 为医用口服或注射用同位素,化学状态为 Na^{131}I 无色透明溶液,发射 β 、 γ 射线,半衰

期为 8.1 天。由于每次投放剂量为几 mg ,放射性强度为几到几十 mCi 。投源操作时间几 min ,加适当防护屏蔽后,操作人员受到的外照射剂量在日安全剂量之下。投入地下含水层后,由于地下水流速很慢,如试验井附近无抽水井,被远处抽水井抽出地面的可能性极少,80 天后放射性自动消失,稳定碘无毒性。即使在放射性未消失前,在极少可能情况下被抽上来时也被稀释至允许浓度之下。

本文中实验部分由山东省第三水文队,河北省水文队、石家庄水文地质监测站协助完成,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] 王秉忱等编著,地下水污染地下水水质模拟方法,180 页,北京师范学院出版社,1985 年。
- [2] 孙纳正,水文地质工程地质,(3),60(1982)。
- [3] 郑汝宽,吴增新等,工程勘察,(5),41(1986)。
- [4] 林学钰等译,地下水运移数学模型手册,22 页,吉林科学技术出版社,1985 年。
- [5] 张人权等编译,同位素方法在水文地质中的应用,36 页,地质出版社,1983 年。

湍流统计量的数据处理及其特征分析

王 华 联

(冶金部建筑研究总院环境保护研究所)

本文从大气环境评价的实际工作出发,阐述了利用现场试验所获得的观测资料,其中包括等容(或平衡)气球试验取得的拉格朗日观测和超声波风速仪、双向风标在固定点上取得的欧拉观测,计算湍流强度、自相关系数(函数)、湍流积分尺度及湍谱等湍流特征量的方法,对使用的计算公式、数据处理的具体步骤作了比较详细的说明,并结合实际现场试验,对所计算的结果进行了分析。

一、湍 流 强 度

湍流强度是描述湍流特征的基本参数之一,它定量地表示湍流发展的强弱和湍流运动的能量大小。湍强愈大,则大气扩散能力也愈大。

1. 计算公式^[1]:

$$i_x = \left(\frac{\overline{u'^2}}{\overline{u^2}} \right)^{1/2} = \frac{\sigma_u}{\bar{u}}, \quad i_y = \left(\frac{\overline{v'^2}}{\overline{u^2}} \right)^{1/2} = \frac{\sigma_v}{\bar{u}},$$

$$i_s = \left(\frac{\overline{w'^2}}{\bar{u}^2} \right)^{1/2} = \frac{\sigma_w}{\bar{u}} \quad (1)$$

式中 i_x 、 i_y 、 i_z 为三维湍强, $\overline{u'^2}$ 、 $\overline{v'^2}$ 、 $\overline{w'^2}$ 为三维速度分量的方差。

$$i_y = \sigma_\theta, \quad i_z = \sigma_\varphi \quad (2)$$

式中 σ_θ 、 σ_φ 分别为水平和垂直风向方位角的标准偏差。

2. 数据处理步骤

在大气湍流扩散的现场试验中, 国内外广泛使用等容气球、平衡气球、超声波风速仪和双向风标等方法来进行湍流测量。这些试验可分别获得拉格朗日和欧拉的风的三维速度分量及风向脉动的观测资料, 从而为进一步研究大气湍流特征提供了有利条件。下面用等容(或平衡)气球试验的观测来举例说明数据处理的一般方法。超声波风速仪和双向风标的数据处理也是基本类似的。

(1) 设等容气球观测所计算得的水平风速分量序列为 t 时间内(经纬仪观测, 一般 $t = 15$ 秒或 10 秒)的平均值, 共 N 个(偶数), 即: $v_1, v_2, \dots, v_{N-1}, v_N$ 。

$$(2) \text{ 求其平均值: } \bar{v} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N v_m$$

从理论上分析 $\bar{v}$ 应等于零, 但实际数据处理发现 $\bar{v}$ 是一个接近零的小值。

(3) 各瞬时值与平均值相减得到各脉动值:

$$v'_{m,t} = v_{m,t} - \bar{v}$$

(4) 计算光滑时段为 t 秒的风速分量的标准偏差:

$$\sigma_{v,t} = \sqrt{\frac{\sum_{m=1}^N (v'_{m,t})^2}{N-1}}$$

(5) 也可求得光滑时段为 $2t, 4t, \dots$,

$\frac{N}{2}t$ 的速度分量脉动值和标准偏差:

$$v'_{m,2nt} = \frac{v'_m + v'_{m+1} + \dots + v'_{m+2n-1}}{2n}$$

$$\sigma_{v,2nt} = \sqrt{\frac{\sum_{m=1}^{N-2n+1} (v'_{m,2nt})^2}{N-2n}}$$

其中 $n = 1, 2, \dots, \frac{N}{4}$ 。

(6) 最后求得光滑时段为 $t, 2t, 4t, \dots$

$\frac{N}{2}t$ 的湍流强度: $i_y = \frac{\sigma_{v,2nt}}{\bar{u}}$ 其中 $n = \frac{1}{2},$

$1, 2, \dots, \frac{N}{4}$ 。

3. 对湍强计算结果的分析

(1) 等容气球观测属拉格朗日系统, 而超声波风速仪和双向风标的定点观测属欧拉系统, 为把两种不同测量所计算的湍强进行比较, 有必要搞清两系统的关系。根据泰勒扩散理论不难导出如下关系^[1]:

$$\langle \bar{v}'_L(t) \rangle_t = \langle \bar{v}'_E(t) \rangle_{t/\beta} \quad (3)$$

其中 v'_L 是拉格朗日速度脉动(风的涨落), v'_E 是欧拉速度脉动, β 是无量纲的拉格朗日——欧拉时间尺度比。即经 t 时间滑动平均的拉格朗日速度方差, 应与经 t/β 时间滑动平均的欧拉速度方差相等。国内外研究表明, β 值随大气稳定度而改变, 大气越不稳定 β 值越小。从我们在宝钢和包钢两地区所得结果看, 建议在拉格朗日——欧拉变换的实际应用中, 根据不同的大气稳定度选用适当的 β 值。不稳定 $1 < \beta \leq 3$, 中性 $3 < \beta \leq 6$, 稳定 $6 < \beta \leq 12$ 。

(2) 湍强与取样时间有关。一般来说取样时间越短湍强越小。这是由于取样时间短, 把低频贡献滤去的部分越多, 使低频涨落对湍流总能量的贡献减少。可假设湍强随取样时间的变化用下面经验公式计算^[1]:

$$i_{(t_1)} = i_{(t_0)} \left(\frac{t_1}{t_0} \right)^p \quad (4)$$

式中 t_0 和 t_1 分别表示已知的和需求的取样时间, p 为经验指数。在实际计算中, 取样长度无法取无穷长序列, 因此对低频涨落必然有过滤效应。现有的国内外资料取样长度也

不一致,这就需要根据(4)式进行订正。目前公认以1小时取样长度作为基准,在计算烟云扩散时,一般未考虑到长于1小时周期的涨落对扩散的贡献。为了使用上的方便,一般取 $p = 0.2$ 为工作近似值。实际上 p 值除与三个方向有关外,还与大气稳定度等因素有关。我们曾利用包钢地区等容气球试验得到的三维速度分量序列,按不同大气稳定度进行分类,求得取样时间分别为10、20、30和60 min 的湍强值,然后用回归分析方法按指数律(公式(4))进行拟合,即可得到不同方向不同稳定度条件下的经验指数 p 值。计算结果表明,大气不稳定时 p 值较大。这是由于不稳定时,风的低频涨落对湍流总能量的贡献增大,随取样时间的增加能获得较多的低频涨落,所以湍强增大比较明显。此外随取样时间的增加,水平方向湍强的增加要比垂直方向更为显著,这是由于地面的影响,使垂直方向上的涨落受到限制。甚至在300 m 高空仍然会受到地面的影响,垂直波动周期大于20分钟的情况实际上是很少的,在取样时间较长时,湍强增加得并不多。

(3) 平均时间越长则湍强越小,平均时间不等于零的作用相当于一个低通滤波器使高频涨落对总能量的贡献减少。同样可假设湍强随平均时间的变化可用下列经验公式计算:

$$i(\tau_1) = i(\tau_0) \left(\frac{\tau_1}{\tau_0} \right)^q \quad (5)$$

式中 τ_0 和 τ_1 分别为已知的和需求的平均时间, q 为经验指数。表1是利用宝钢和包钢地区等容气球试验所得到的三维速度分量序列^[2,3],根据滑动平均法先求得不同平均时间的湍强值,然后用回归分析法按(5)式进行拟合所得到的 q 值。表1表明:①纵向(x 方向)湍强随平均时间的增加减少得较快。②包钢 q 值比宝钢小,即包钢湍强随平均时间的增加减少得较快。这是由于随平均时间的增加,高频部分的能量被滤去的越多,高频部分

表1 包钢和宝钢地区三个不同方向上的 q 值

方向 q 值 地区		q_x	q_y	q_z	$\bar{q}$
宝 钢	宝 钢	-0.28	-0.12	-0.16	-0.19
	包 钢	-0.29	-0.19	-0.18	-0.22

的能量主要是由于空气流经物体的机械作用所产生的,包钢地区地面粗糙度比宝钢地区大,被滤掉的高频能量就要多些。而风的机械作用使纵向湍强有较大的增强。

(4) 湍强与大气稳定度关系密切,大气越不稳定则湍强越大。在大气处于不稳定状态时,由于热力因子和动力因子的共同作用,使湍流活动增强。大气稳定时,往往因逆温的形成抑制了湍流的活动。湍强有明显的日变化,白天比夜里大,午后出现极值,这也主要是大气温度层结的影响。

(5) 地面粗糙度对湍强的影响是很明显的,地面粗糙度越大,风的机械湍流作用越大,则湍强值越大。

(6) 湍强也随风速及高度的变化而改变。

对湍强随风速的变化,有关文献资料^[4]认为:①小风且大气不稳定,则垂直湍强 i_z 增大。②小风且大气稳定,则 i_z 减小。③大风 i_z 接近中性条件的值(不稳定时 i_z 减小,稳定时 i_z 增大,中性时 i_z 与风速关系不大)。这是由于大风的机械湍流的混合作用,阻止强的不稳定或稳定层结的建立。④在稳定度相同的情况下,风速大则纵向、水平湍强 i_x 、 i_y 减小。

对湍强随高度的变化则认为:①中性及稳定条件,机械作用所形成的垂直湍强 i_z 随高度增加而减小。②不稳定条件,热力作用所形成的 i_z 随高度增加而增加。③纵向、水平湍强 i_x 、 i_y 随高度增加而减小,但变化不大。在不稳定时, i_x 和 i_y 随高度增加以相同的速率减小,但在中性和稳定条件下, i_z 比

i_y 更迅速地随高度减小。

二、自相关函数(或系数)

相关函数(或系数)是湍流统计规律中最重要的统计量之一。湍流场的性质,很大程度上决定于构成这个湍流场的大多数湍涡的空间大小和寿命长短,相关函数(或系数)就反映了湍流场的这种性质。

1. 计算公式

根据湍流统计理论,若湍流场是平稳的,则统计量的性质与统计的起始时刻无关,相关函数可由下式表示^[4]:

$$f(t) = \overline{u'(t_0)u'(t_0 + t)} \quad (6)$$

即相关函数 $f(t)$ 是间隔时间为 t 的每两个脉动速度相乘的数学期望。

由于不同的湍流场间相关函数的绝对值变化很大,因此一般用它的相对值来描述^[4],即:

$$\text{相关系数 } R(t) = f(t) / \overline{u'^2(t_0)} \quad (7)$$

2. 数据处理步骤

(1) 设水平风速分量序列 v_m ($m = 1, 2, \dots, N$) 为 t 时间内的平均值,共 N 个。即: $v_1, v_2, \dots, v_{N-1}, v_N$ 。

(2) 求其平均值和脉动值

$$\bar{v} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N v_m, \quad v'_m = v_m - \bar{v}$$

理论上分析 $\bar{v}$ 应等于零,故 v_m 应等于 v'_m ,但实际上会有个很小的差值。

(3) 求水平风速分量脉动值 v'_m 的自相关函数序列。

$$f_j = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N v'_m v'_{m+j} \quad (j = 1, 2, \dots, N)$$

两个点 m 与 $m+j$ 之间的时间间隔 jt 叫做时滞,当 $m+j$ 超出 m 的取值范围($1 \leq m \leq N$) 时,即 $m+j > N$ 时,就取 $m+j \rightarrow m+j-N$, 于是又回到原来的 v'_m 而从头开始。

(4) 求相关系数 R_j 序列,即把相关函数

标准化。

$$\begin{aligned} R_j &= \frac{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N v'_m v'_{m+j}}{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N v'^2_m} \\ &= \frac{\sum_{m=1}^N v'_m v'_{m+j}}{\sum_{m=1}^N v'^2_m} \quad (j = 1, 2, \dots, N) \end{aligned}$$

3. 两点说明

(1) 在用观测数据序列计算相关函数(或系数)时,为了使所求得的结果有较好的统计可靠性,所用的风脉动资料的取样时间应尽量长些,以便能较好地反映实际湍流的周期性。

(2) 应根据不同的使用目的来选取合适的相关系数序列。如果为了求湍流积分尺度,可根据湍流场的相关系数的物理意义,在它明显递减到零附近截取。相关函数(或系数)的值为零,说明相隔某段时间以后两个速度分量脉动值已毫无相关,可认为不再具有同一个湍涡的性质。如果为了用自相关函数直接通过富里叶变换求得湍流能谱密度,则应取整个相关系数序列,包括其中可能出现的负相关,这里假设取样长度可作为一个周期来考虑。

三、湍流积分尺度

通常使用的湍流尺度有两种:一种是反映湍涡平均大小的积分尺度(平均尺度),另一种是反映小湍涡的微尺度。每一种湍流尺度又分为时间和空间尺度。如湍涡平均尺度大,则经过间隔时间 t 后仍经常处于同一个湍涡内,两个脉动速度相关性就好。因而相关系数能较好地反映湍涡的平均尺度。

1. 计算公式

湍流时间积分尺度是时间相关系数的积分^[5]:

$$T = \int_0^{\infty} R(t) dt \quad (8)$$

同样空间积分尺度^[4]:

$$L = \int_0^{\infty} R(x) dx \quad (9)$$

时间积分尺度还与湍谱有如下关系^[4]:

$$T = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{4\bar{u}^3} s(n) \quad (10)$$

在采用(8)、(9)两式分别计算时空积分尺度时,为了方便起见,可直接使用离散型自相关系数序列,并采用近似的有限求和法来求其积分。

2. 数据处理步骤

当利用公式(8)时则:

(1) 设相关系数 R_i 序列为 $R_1, R_2, \dots, R_{N-1}, R_N$ 。

(2) 采取近似的有限求和法求此离散型序列的积分。 $T = \sum_{j=1}^N R_j \Delta t$ (Δt 为序列的时间间隔)

当利用公式(10)时则:

(1) 求频率 $n \rightarrow 0$ 时湍流能谱密度 $s(n)$ 的值。

(2) 求出速度分量的方差 $\bar{u}'^2$, 最后求得 T 。

3 对计算结果的分析

(1) 积分尺度在不同方向上是有差别的,同时也随大气稳定度及高度而变化。不稳定时的湍流尺度较大,这是由于长周期的风速脉动起主导作用。湍流尺度一般随高度增加而增加。

(2) 地面粗糙度对积分尺度有明显影响,粗糙度较大时,由于风的机械湍流作用,使湍流性质变化得较快,平均湍流尺度相对减小。

(3) 纵向的湍流积分尺度比水平及垂直方向小,风的机械湍流作用对纵向湍流性质影响较大。

(4) 根据“泰勒假设”,当湍强很小时,且设随机过程是定常均匀的,即可用测量固定点脉动场的时间结构来表示相应的空间结

构,时间与空间尺度有如下关系^[4]: $T = \frac{L}{\bar{u}}$ 。

四、湍 谱

湍谱分析,不但可以反映湍流总能量的大小,而且能反映不同频率区间湍流能量的分布,无疑这对于揭示湍流结构的本质以及研究湍流与扩散的关系有着重要意义。谱分析中主要讨论湍流能谱密度 $s(n)$, 其定义为在频率 n 到 $n + dn$ 之间单位频率差的各种谐波对湍能 $\overline{u'^2(t)}$ 的贡献。对于全部频率的各谐波的贡献则有^[4]:

$$\overline{u'^2(t)} = \int_0^{\infty} s(n) dn \quad (11)$$

1. 计算公式

一般求湍流能谱密度的方法有两种:

(1) 首先根据实测风速(或风向)脉动序列求自相关函数 $f(t)$, 因自相关函数与湍流能谱密度 $s(n)$ 互为富里叶变换,故可求得湍谱^[4]:

$$\begin{aligned} f(t) &= \int_0^{\infty} s(n) \cos 2\pi n t dn \\ s(n) &= 4 \int_0^{\infty} f(t) \cos 2\pi n t dt \end{aligned} \quad (12)$$

在采用(12)式计算湍谱时,为了方便起见,可直接使用离散型自相关函数序列,并采用近似的有限求和法来求其积分。

(2) 用风速脉动序列直接通过富里叶变换求湍流能谱密度。实际计算中,因所设风速脉动序列 $u'(t)$ 的形式不同,湍流能谱密度的表达形式也不同。

如果设

$$\begin{aligned} u'(t) &= 2\pi \int_0^{\infty} [a(n) \cos 2\pi n t \\ &\quad + b(n) \sin 2\pi n t] dn \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} a(n) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} u'(t) \cos 2\pi n t dt \\ b(n) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} u'(t) \sin 2\pi n t dt \end{aligned}$$

实际上 $u'(t)$ 不可能取无穷长序列, 可假设 $u'(t)$ 在 $[0, T]$ 区间上有定义, 应用时可写成:

$$a(n) = \frac{1}{\pi} \int_0^T u'(t) \cos 2\pi n t dt$$

$$b(n) = \frac{1}{\pi} \int_0^T u'(t) \sin 2\pi n t dt$$

上式对于连续函数是可执行的, 但对离散型序列须采用有限求和法. 设函数 $u'(t)$ 在区间 $[0, T]$ 上有 N 个 (偶数) 等间隔采样点, 即有:

$$a(n) = \frac{1}{\pi} \sum_{t=0}^{N-1} u'(\Delta t \times t) \cos [2\pi n (\Delta t \times t)] \Delta t$$

$$b(n) = \frac{1}{\pi} \sum_{t=0}^{N-1} u'(\Delta t \times t) \sin [2\pi n (\Delta t \times t)] \Delta t$$

其中 Δt 为采样间隔时间, $n = 0, \frac{1}{T}, \frac{2}{T}, \dots, \frac{N/2}{T}$. ($T = N\Delta t$) 则能谱密度

$$s(n) = \frac{2\pi^2}{T} [a(n)^2 + b(n)^2]$$

频率间隔 $\Delta n = \frac{1}{N\Delta t}$, 最大截止频率 $n_{N/2} = \frac{1}{2\Delta t}$.

2. 数据处理步骤

(1) 设水平风速分量序列 v_m ($m = 1, 2, \dots, N$) 为 Δt 时间内的平均值, 共 N 个 (偶数). 即: $v_1, v_2, \dots, v_{N-1}, v_N$.

(2) 求其平均值和脉动值

$$\bar{v} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N v_m, \quad v'_m = v_m - \bar{v}$$

(3) 求其方差 $D = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N v'^2_m$

(4) 对离散型脉动序列进行富里叶变换, 用有限求和法先求 $a(n)$ 和 $b(n)$, 然后求湍流能谱密度 $s(n)$.

(5) 也可求得对数湍谱 $ns(n)$ 和标准化湍谱 $ns(n)/D$.

(6) 选用合适的谱窗对湍谱进行平滑.

3. 几点说明及对结果的分析

(1) 实测序列点数不多可直接用富里叶变换, 如果样本数很大 ($N \geq 2^{11}$), 可考虑用快速富里叶变换, 以便加快运算速度.

(2) 实际上得到的湍谱其形状呈锯齿形, 难以确定峰点的准确位置, 故需对谱平滑. 这仅使图形光滑, 而不会使波形的本质受到歪曲和畸变. 常用谱窗进行平滑. 迄今为止见到的绝大多数谱窗都是频域上的连续函数. 但有的谱窗能用离散的系数值给出滑动平均时的加权值, 其中最简单且使用最方便的一种叫汉宁窗, 形式如下^[6]: $\bar{G}_K = 0.25 G_{K-1} + 0.50 G_K + 0.25 G_{K+1}$, 即把某点的功率谱值 G_K 及其两侧相邻的值, 按 0.25, 0.50, 0.25 进行加权, 取得平均结果, 来作为该点的功率谱值 $\bar{G}_K$. 如有必要, 还可把这样得到的加权平均 $\bar{G}_K$ 的数列, 再按上式进行平均. 这就相当于把窗的宽度加宽, 也就提高了平滑化的程度.

(3) 湍谱与大气稳定度关系密切, 从我们利用宝钢和包钢地区等容气球试验资料计算得到的湍谱看, 大多数都有两个峰值, 一个峰值出现在低频端, 另一个出现在高频端, 这两个峰值都随大气的不稳定向低频率方向移动. 不稳定时湍流能量偏向低频率, 会使烟流有较大的曲折, 有利于污染物的扩散. 稳定时湍流能量偏向高频率, 烟流的弯曲程度小^[7], 对污染物的扩散不利. 不稳定时 $ns(n)$ 谱曲线的幅度较大, 因在此条件下日照的增强使受热地面的部分热量向上输送到湍流之中, 使湍流能量增加, 必然会增强大气的扩散能力. 热力因子对湍流能量的影响, 主要集中在低频段, 使低频段谱曲线的形状变化较大, 而在比峰值频率更高频率的惯性区域内, 谱曲线呈斜率近似为 -1 的直线.

(4) 地面粗糙度对湍谱的影响也很明

显,机械湍流的作用使谱的峰值向高频方向移动。粗糙度大则湍谱的幅度也大,由于机械湍流的作用也增加了湍流的总能量,而且湍流总能量的增加在较高频部分比较明显。

(5) 风速的增加,在地面粗糙度较大的地区,会使机械湍流有很强的发展,使湍谱的峰值向高频方向转移,且谱曲线的幅度较大,说明湍流总能量增加。

参 考 文 献

[1] Slade, D. H., *Meteorology and Atomic Energy*,

USAEC TID-24190 (1968).

[2] 王华聪 蔡存福,中国环境科学, 2(5), 11(1982).

[3] 王华聪 蔡存福,环境科学 5(6), 1(1984).

[4] 余志豪 王彦昌,流体力学, 249 页,气象出版社, 1982 年.

[5] Steven R. Hanna, *J. Appl. Meteor.*, 20, 242-249(1981).

[6] 大崎顺彦,地震动のスペクトル解析入门,鹿岛出版会, 1976 年.

[7] 横山长之,北林兴三,足立芳宽合著,环境アセスメント手法入门 (1975).

Pasquill 大气稳定度查算图及其制作方法

但 尚 铭

(四川省气象科学研究所)

采用修订的 Pasquill 分级方法查取大气稳定度,通常要经过三个步骤:先由公式(文中的(1)式)计算或估算出观测当时的太阳高度角 h_0 ,再根据 h_0 和云量查出太阳辐射等级,然后用太阳辐射等级和地面风速值查得稳定度级别。这样计算、查取稳定度,步骤较多。本文根据“GB3840-83”规定的上述大气稳定度分级标准,制作了 Pasquill 大气稳定度查算图。该图制作简单,应用时能简化查算手续,减少工作量,尤其适用于整理批量大气测试资料,还可供分析比较不同时间、不同地区的大气稳定度使用。

查算图的制作方法如下。

一、太阳高度角图的制作

根据太阳高度角公式,太阳高度角

$$h_0 = \arcsin \left[\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos (15t + \lambda - 300) \right] \quad (1)$$

式中: ϕ 、 λ 分别为当地纬度和经度, δ 为太

阳倾角 (ϕ 、 λ 、 δ 均以度为单位), t 为观测进行时的北京时间。对于特定地区, ϕ 和 λ 都是定值, δ 以年为周期变化。当 δ 确定后, h_0 是 t 的函数。换句话说,也可以由 h_0 求出 t 。这样, (1) 式可以整理成

$$t = \frac{1}{15} \left[300 - \lambda + \arccos \left(\frac{\sin h_0 - \sin \phi \sin \delta}{\cos \phi \cos \delta} \right) \right] \quad (2)$$

反余弦函数是偶函数, 给出一个 h_0 , 能得到对称于轴线的一对 t 值。 δ 是已知的 (逐月各旬初的 δ 值见“表 1”)。按 Pasquill 稳定度方法对 h_0 等级划分的规定, 根据 δ 值, 由 (2) 式求出 t , 点在坐标纸上, 可得到两组 (上、下午各一组。本文对上、下午的划分以地方太阳时的正午为界, 下同) 以横轴为日期、纵轴为时间的 h_0 曲线。例如, 计算得到成都地区 h_0 的对应时刻表 (部分) 见表 2。这里给出成都地区的太阳高度角图 (见图 1)。本文规定以 $h_0 = 0^\circ$ 时为白日和夜间的界限, 即 $h_0 \leq 0^\circ$ 时为夜间 (下同)。由图 1 可以看出, 上、