

文章编号: 1673-2049(2012)04-0067-07

# 紊流积分尺度实用识别算法及其数值验证

王峰峰, 赵 林, 曹曙阳, 葛耀君

(同济大学 土木工程防灾国家重点实验室, 上海 200092)

**摘要:**对比现有的几种紊流积分尺度算法, 针对其在某些来流条件下存在的系统偏差, 提出了基于泰勒假定修正的紊流积分尺度识别算法。采用谐波合成法数值化地再现多组基于 Von-Karman 谱的宽频紊流及窄带单频的风速时程序列, 利用该算法对紊流积分尺度进行识别, 并将识别结果与预期理论值进行比较, 提出基于时间尺度修正系数项的实用紊流积分尺度识别算法并进行了验证, 得出对于宽带紊流, 时间尺度修正系数适合取为  $2/3$ , 对于窄带紊流, 时间尺度修正系数适合取为 6。结果表明: 本文方法大大提高了紊流积分尺度的计算精度, 具有很好的工程应用价值。

**关键词:**紊流积分尺度; 泰勒假定; 谐波合成法; 识别算法

**中图分类号:** TU279.7 **文献标志码:** A

## Practical Recognition Algorithm of Turbulence Integral Scale and Its Numerical Validation

WANG Feng-feng, ZHAO Lin, CAO Shu-yang, GE Yao-jun

(State Key Laboratory for Disaster Reduction in Civil Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

**Abstract:** Through the comparison of multiple algorithms of turbulence integral scale, the correctional recognition algorithm based on Taylor assumption was proposed. The harmonic synthesis method was used to generate several broadband time-series based on Von-Karman spectrum and several single-frequency time-series. Through the turbulence integral scale calculation of these signals using the correctional algorithm, the recognition results were compared with the expected theoretical values and the correctness of the algorithm was validated. The correction factor obtained for the broadband turbulence was  $2/3$ , and for the narrowband turbulence was 6. The results show that this method greatly improves the calculation accuracy of the turbulence integral scale, which has a good value in engineering application.

**Key words:** turbulence integral scale; Taylor assumption; harmonic synthesis method; recognition algorithm

## 0 引 言

自然风实际上包含平均风和脉动风 2 个部分。脉动风是由于风的不规则性引起的, 描述风速脉动特性的参数主要有紊流强度、紊流积分尺度、功率谱密度函数等。桥梁抖振分析中, 理论分析、风洞试验

和工程实测之间存在一定的误差, 该误差的产生原因主要来自于空气动力学中脉动风特性参数的确定和模拟。

紊流积分尺度是气流中湍流涡旋平均尺寸的量度, 其大小决定了脉动风对结构的影响范围, 因而在结构风荷载分析中具有不可忽略的意义。通常认为

收稿日期: 2012-09-04

基金项目: 国家自然科学基金项目(90715039, 50978203, 51021140005)

作者简介: 王峰峰(1987-), 男, 山东德州人, 工学硕士研究生, E-mail: wang163feng@126.com。

当来流脉动涡旋的尺寸大于结构物的尺度时,脉动风在结构各个部位引起的动荷载会相互叠加;反之,若脉动涡旋的尺寸比结构物的尺寸小,脉动风在各个部位引起的动荷载可能会抵消。紊流积分尺度的分析结果与数据记录的长度和平稳程度有关,不同的实测结果也有一定差别,而且,由于紊流结构的差别,即使是同一数据记录采用不同的分析方法,也可能得到不同的结果。

为了进行建筑结构随机振动精细化研究,对脉动风特性参数合理取值至关重要。本文中笔者列举了多种紊流积分尺度的计算方法,考虑到现有算法存在一定的系统误差,基于谐波合成法数值模拟及验证过程,提出了一种修正的紊流积分尺度的实用识别算法,并对算法的适用性进行了数值验证。

## 1 紊流积分尺度

### 1.1 紊流积分尺度的定义

通过空间某一点 $(x_1, y_1, z_1)$ 的气流中的速度脉动可以被认为是由平均风所输运的各种尺度的涡旋在该点造成的、按各自不同周期脉动的速度分量的迭加。大气边界层湍流中的每个涡旋尺度可以看作在那一点引起了频率 $n$ 的周期脉动,与波相似,因此可以定义涡旋的波长 $\lambda=U/n$ , $U$ 为平均风速,这个波长就是涡旋大小的尺度,涡旋的尺度及湍流脉动能量在不同尺度水平上的分布决定了湍流的结构特征。紊流积分尺度就是脉动风中湍流涡旋平均尺度的量度。由于涡旋具有三维特性,因此对应脉动风速和空间各包含3个方向, $u, w, v$ 是脉动风速的纵向、横向和垂直方向, $x, y, z$ 是空间的3个方向。共有9个紊流积分尺度: $L_u^x, L_u^y, L_u^z, L_w^x, L_w^y, L_w^z, L_v^x, L_v^y, L_v^z$ ,分别量度与纵向脉动速度有关的涡旋在纵向、横向和垂直方向的平均尺寸。紊流积分尺度 $L_u^x$ 的数学表达式定义为

$$L_a^r = \frac{1}{\sigma_a^2} \int_0^{+\infty} C_{a_1 a_2}(r) dr \quad (1)$$

式中: $a=u, v, w; r=x, y, z; \sigma_a^2$ 为脉动风速分量 $a$ 的方差; $C_{a_1 a_2}(r)$ 为相距为 $r$ 的两点上的脉动风之间的互协方差函数。

纵向脉动风速 $u$ 在 $x$ 方向上的紊流积分尺度 $L_u^x$ 为

$$L_u^x = \frac{1}{\sigma_u^2} \int_0^{+\infty} C_{u_1 u_2}(x) dx \quad (2)$$

式中: $C_{u_1 u_2}(x)$ 为2个纵向脉动速度 $u_1, u_2$ 的互协方差函数, $u_1 = u(x_1, y_1, z_1, t), u_2 = u(x_1 + x, y_1, z_1,$

$t), t$ 为时间, $\sigma_u^2$ 为纵向脉动风速的方差。

### 1.2 泰勒假设

按照式(2)来计算紊流积分尺度就必须在大尺度空间内多点同步测量脉动风速,这在实际操作中是非常难实现的。在实际应用中,一般假设紊流中的涡旋是不衰减地以平均风速向下游传输,则脉动风速 $u(x_1, t + \tau)$ 可以定义为 $u(x_1 - x/U, \tau)$ ,这就是泰勒假设。同时,由于脉动风速本身的平均值为0,自协方差函数可以用自相关函数代替。根据这一假设,式(2)可以改写为

$$L_u^x = \frac{U}{\sigma_u^2} \int_0^{+\infty} R_u(\tau) d\tau \quad (3)$$

式中: $R_u(\tau)$ 为来流网速的自相关函数。

泰勒假定的引入将多点测量转化为单点测量,并且用自相关函数代替了空间互相关函数,使紊流积分尺度的求解得到简化。

### 1.3 经验公式

对于脉动风紊流积分尺度的计算,目前已经有一定的研究成果。Shiotani<sup>[1]</sup>对开阔地形的脉动风紊流积分尺度进行了测量,结果表明,不同高度脉动风紊流积分尺度有明显差异。

在接近地面的区域,风速和紊流特性往往取决于 $z/z_0$ ,同时受风速影响较小,其中 $z_0$ 为地表粗糙度,是影响近地边界层风特性的最主要的参数, $z$ 为距离地表的高度。对于远离地面的区域,紊流积分尺度是随着风速的增加而增加的。因此,对于一些低矮的建筑物,在缺少实测数据时,可以用一些简单的经验公式来估算紊流积分尺度。Flay等<sup>[2]</sup>测量了垂直风向的长度尺度,并总结了积分尺度的分析方法。

Counihan<sup>[3]</sup>指出,根据1972年以前的紊流积分尺度实测结果,紊流积分尺度可以描述为地面粗糙度的递减函数,对于高度 $z=10 \sim 240$  m,认为纵向紊流积分尺度的经验公式为

$$\left. \begin{aligned} L_u^x &= C z^m \\ L_u^y &= L_u^x / 3 \\ L_u^z &= L_u^x / 2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中:系数 $C$ 和指数 $m$ 均为地表粗糙度的函数。

Simiu等<sup>[4]</sup>指出,根据式(4)计算得到的 $L_u^x$ 值是实测值的2倍。对于 $L_u^y$ ,文献[5]中建议取 $L_u^x$ 的0.2倍更好,即

$$L_u^y = 0.2 L_u^x \quad (5)$$

对于 $L_u^z$ ,Bietry提出了以下不考虑地表粗糙度的经验公式

$$L_u^z = 6\sqrt{z} \quad (6)$$

Teunissen<sup>[6-7]</sup>提出了在乡村地貌观测的纵向和垂直方向的紊流积分尺度  $L_u^x, L_w^x$ , 得到的经验公式分别为

$$\left. \begin{aligned} L_u^x &= 11.04\sqrt{z} \\ L_w^x &= 0.8z \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Dyrbye 等<sup>[8]</sup>给出的紊流积分尺度计算公式为

$$\left. \begin{aligned} L_u^x &= \begin{cases} 100(0.1z)^{0.3} & 10 \text{ m} \leq z \leq 200 \text{ m} \\ 100 & z < 10 \text{ m} \end{cases} \\ L_u^y &\approx L_u^x/3 \\ L_u^z &\approx L_u^x/4 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

#### 1.4 计算方法

由于紊流积分尺度是与湍流空间相关性关联的参数,理想的分析方法是在空间上多点同时测量,然后由式(1)得到各个方向的紊流积分尺度。实际中空间多点同时测量较难实现,往往利用泰勒假定将多点测量简化为单点测量。各国学者对紊流积分尺度提出了各种不同的方法,常用的方法有以下6种:

(1)根据紊流积分尺度的定义式(1)进行各个方向的紊流积分尺度计算。这是紊流积分尺度最直接、最理想的计算方法,但由于该方法需要对空间多点进行同步测量,实际中较少采用。

(2)引入泰勒假定,将空间多点测量变为单点测量,用自相关函数代替空间相关函数,即根据式(3)进行计算。文献[5]中认为,式(3)的积分上限取  $R_u(\tau) = 0.05\sigma_u^2$  为最佳,这一结论得到了多数学者的认可。

(3)Reed 等<sup>[9]</sup>采用 AR 线性滤波模型计算紊流积分尺度。将大气湍流作为理想的随机平稳过程处理,此脉动速度可以由一系列白噪声信号通过线性滤波系统产生,从而建立自拟合模型<sup>[10]</sup>。经过比较确定了合适的延迟时间和线性阶次,当平均风速大于  $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  时,建议采用二阶线性滤波模型,当平均风速小于  $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  时,一阶线性滤波比较合适。对脉动风速的时间序列进行相关分析可以得到紊流积分尺度。对于一阶和二阶 AR 模型,可以表示为:

一阶 AR 模型

$$u_t = \varphi_1 u_{t-1} + a_t \quad (9)$$

二阶 AR 模型

$$u_t = \varphi_1 u_{t-1} + \varphi_2 u_{t-2} + a_t \quad (10)$$

式中:  $\varphi_1, \varphi_2$  均为 AR 模型系数;  $u_t, u_{t-1}, u_{t-2}$  分别为  $t, t-1, t-2$  时刻的脉动风速;  $a_t$  为白噪声序列。

应用泰勒假定式(3)计算紊流积分尺度,则有

$$\left. \begin{aligned} L_u^x &= \frac{U}{\sigma_u^2} \int_0^{+\infty} R_u(\tau) d\tau = U\Psi \\ \Psi &= \int_0^{+\infty} \frac{R_u(\tau)}{\sigma_u^2} d\tau \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

建立 AR 模型系数  $\varphi_1, \varphi_2$  与  $\Psi$  的关系,得到:

一阶 AR 模型

$$\Psi = -1/\ln(\varphi_1) \quad (12)$$

二阶 AR 模型

$$\Psi = \frac{-\varphi_1}{(1-\varphi_2)R_1 \ln(R_1)} p \quad (13)$$

式中:  $p$  为任意常数;  $R_1$  为方程式  $R_1^2 - R_1\varphi_1 - \varphi_2 = 0$  的大根。

将式(12), (13)代入式(11),可以得到紊流积分尺度的计算公式分别为:

一阶 AR 模型

$$L_u^x = \frac{-U}{\ln(\varphi_1)} \quad (14)$$

二阶 AR 模型

$$L_u^x = \frac{-U\varphi_1}{(1-\varphi_2)R_1 \ln(R_1)} \quad (15)$$

(4)Davenport<sup>[11]</sup>建议空间相关函数服从指数衰减率,根据泰勒假设,自相关函数也应服从指数衰减率,因此式(3)可以改写为

$$L_u^x = \frac{U}{\sigma_u^2} \int_0^{+\infty} R_u(\tau) d\tau = U \int_0^{+\infty} e^{-\alpha\tau} d\tau = U/\alpha \quad (16)$$

式中:  $\alpha$  为拟合的指数衰减系数。

(5)文献[2]和文献[12]中指出,如果脉动风谱符合 Von-Karman 谱,紊流积分尺度可以从功率谱密度函数直接求出,即

$$L_i^x = US_i(0)/(4\sigma_i^2) \quad i = u, v, w \quad (17)$$

式中:  $S_i(0)$  为对应脉动风速的功率谱在  $f=0$  时的值,  $f$  为脉动风速对应的频率;  $\sigma_i$  为对应脉动风速的均方根。

(6)脉动风谱拟合法。目前被广为接受的脉动风谱有 Von-Karman 谱、Davenport 谱、Simiu 谱和 Harris 谱等。假设脉动风谱符合其中的 Von-Karman 谱,将风谱模型中的紊流积分尺度当作待定参数,根据实测脉动风谱模型进行最小二乘拟合,可以确定出它的紊流积分尺度。

文献[13]中指出,在求某段数据的自相关函数时,实际上利用了矩形窗函数对数据进行截断。矩形窗函数不仅影响了原来信号在时域的形状,也影响了其在频域的形状,所以采用不同记录长度的数据计算自相关函数时会导致计算结果的波动。由此,文献[13]中提出了改进的处理方法:不同记录长

度的数据对时间间隔较小的自相关函数影响不大,可以认为这部分自相关函数是正确的,而对于时间间隔较大的自相关系数,不利用自相关系数的计算结果,而采用 AR 模型进行预测。对于一个  $\rho$  阶的 AR 模型  $x(n)$ , 它的本质是一个  $\rho$  阶的线性预测器,其表达式为

$$x(n) = - \sum_{k=1}^{\rho} a_k x(n-k) + u(n) \quad (18)$$

利用自相关系数的线性递推关系可得

$$r_a = \begin{cases} r_x(m) & |m| \leq \rho \\ - \sum_{k=1}^{\rho} a_k r_x(m-k) & |m| > \rho \end{cases} \quad (19)$$

式中:  $a_k$  为 AR 模型的系数;  $k$  为模型对应的阶次;  $x(n-k)$  为模型对应的中间项;  $u(n)$  为模型对应的余项;  $r_a$  为风速的自相关系数;  $r_x(m)$  为  $m$  阶对应的风速  $x$  的自相关系数。

可以根据自相关系数的前  $\rho$  项  $r_x(m)$ , 利用 AR 模型的系数  $a_k$ , 推导出自相关系数后面的各项。经过这种方法处理, 能够避免因矩形窗函数引起的计算结果不稳定。

庞加斌等<sup>[14]</sup>对紊流积分尺度的前 5 种计算方法进行了风洞试验分析, 以实测空间相关函数的紊流积分尺度计算结果为基准值, 得出的结论是采用泰勒假定即式 (3), 并将积分上限取  $R_u(\tau) = 0.05\sigma_u^2$ , 且计算结果与基准值吻合较好, 采用自相关函数直接积分计算紊流积分尺度的方法最为合理。然而文献<sup>[14]</sup>对紊流积分尺度的比较是基于风洞实测数据, 有其自身的局限性: 一方面, 实测时试验误差及背景噪声的影响导致无法有效地评估; 另一方面, 被动控制风洞来流的紊流积分尺度是一个相对较小的值, 风洞来流无法有效模拟较大的积分尺度, 该方法的适用性缺少有效验证。总体上来看, 该方法仍然属于经验修正类型的。

## 2 检验并修正积分尺度识别算法

针对现有多种识别方法识别来流紊流积分尺度结论多不一致, 且所谓优化结论无法精确验证的不足, 本文中对不同量级积分尺度的风速信号进行模拟, 研究设计如下修正及识别验证过程。

### 2.1 Deodatis 谐波合成法

本文中利用 Deodatis 谐波合成法生成若干组风速时程信号, 对各组风速时程进行紊流积分尺度的计算, 以此说明本文中提出的修正的紊流积分尺度计算方法。

对于一维多变量零均值的平稳高斯随机过程向量  $\mathbf{f}(t) = (f_1(t), f_2(t), \dots, f_n(t))^T$ , 其互功率谱密度矩阵  $\mathbf{S}^0(\omega)$  为

$$\mathbf{S}^0(\omega) = \begin{bmatrix} S_{11}^0(\omega) & S_{12}^0(\omega) & \cdots & S_{1n}^0(\omega) \\ S_{21}^0(\omega) & S_{22}^0(\omega) & \cdots & S_{2n}^0(\omega) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ S_{n1}^0(\omega) & S_{n2}^0(\omega) & \cdots & S_{nn}^0(\omega) \end{bmatrix} \quad (20)$$

式中:  $S_{jj}^0(\omega)$  为自功率谱密度函数;  $S_{jm}^0(\omega)$  ( $j \neq m$ ) 为互功率谱密度函数,  $j, m = 1, 2, \dots, n$ 。

由于该互功率谱密度矩阵是对称矩阵, 将该互功率谱密度矩阵进行 Cholesky 分解, 可以得到

$$\mathbf{S}(\omega) = \mathbf{H}(\omega) \mathbf{H}^T(\omega) \quad (21)$$

$$\mathbf{H}(\omega) = \begin{bmatrix} H_{11}(\omega) & 0 & \cdots & 0 \\ H_{21}(\omega) & H_{22}(\omega) & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ H_{n1}(\omega) & H_{n2}(\omega) & \cdots & H_{nm}(\omega) \end{bmatrix} \quad (22)$$

式中:  $\mathbf{S}(\omega)$  为目标功率谱密度矩阵;  $\mathbf{H}(\omega)$  为  $\mathbf{S}(\omega)$  Cholesky 分解后对应的下三角矩阵;  $\mathbf{H}^T(\omega)$  为  $\mathbf{H}(\omega)$  的共轭转置矩阵。

风工程中所采用的脉动风功率谱模型一般仅考虑幅值信息, 而不考虑相位信息。因此, 目标功率谱密度矩阵  $\mathbf{S}(\omega)$  为实矩阵, 相应的下三角矩阵  $\mathbf{H}(\omega)$  也为实矩阵。

根据 Shinozuka 等<sup>[15]</sup>和 Deodatis 等<sup>[16]</sup>的研究, 随机脉动风速  $\{f_j(t)\}$  的样本  $\{f_j^0(t)\}$  可以用下式进行模拟, 即

$$\{f_j(t)\} = 2 \sum_{m=1}^j \sum_{l=1}^N |H_{jm}(\omega_{ml})| \sqrt{\Delta\omega} \cdot \cos(\omega_{ml}t + \varphi_{ml}) \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (23)$$

式中:  $H_{jm}(\omega_{ml})$  为双索引频率对应的功率谱密度 Cholesky 分解矩阵;  $\Delta\omega = \omega_u/N$ ,  $\omega_u$  为截断频率;  $\omega_{ml}$  为双索引频率;  $\varphi_{ml}$  为在区间  $[0, 2\pi]$  上均匀分布的随机相位角。

为增大模拟样本的周期, 双索引频率可按下式取值

$$\omega_{ml} = (l-1)\Delta\omega + \frac{m}{n}\Delta\omega \quad l = 1, 2, \dots, N \quad (24)$$

运用快速傅里叶变换 (FFT) 技术可以大大减少脉动风场模拟的计算量, 则有

$$f(p\Delta t) = \text{Re} \left\{ \sum_{m=1}^j h_{jm}(p\Delta t) \exp(i \frac{m\Delta\omega}{n} p\Delta t) \right\} \quad (25)$$

$$h_{jm}(p\Delta t) = \sum_{l=0}^{2N-1} B_{jm}(l\Delta\omega) \exp(i \frac{\pi l p}{N}) \quad (26)$$

$$B_{jm}(l\Delta\omega) = \begin{cases} \sqrt{2\Delta\omega}H_{jm}(l\Delta\omega + \frac{m\Delta\omega}{n})\exp(i\Phi_{ml}) & 0 \leq l \leq N \\ 0 & N < l \leq 2N \end{cases} \quad (27)$$

由于  $h_{jm}(p\Delta t)$  是  $B_{jm}(l\Delta\omega)$  的傅里叶变换,因此可以采用 FFT 计算。

### 2.2 修正的紊流积分尺度计算方法

根据 Deodatis 谐波合成法,分别生成宽带紊流风速时程数据和窄带单频的风速时程数据。目前被广泛接受的脉动风速谱有 Von-Karman 谱、Davenport 谱、Simiu 谱和 Harris 谱等。这些风速谱都具有一些共同的特征和相近的表达形式,但由于归纳时观测数据来源不同而得到了不同的表达式。本文中宽带紊流的模拟采用 Von-Karman 谱,这是因为 Von-Karman 谱中各项成分具有很明确的物理意义,其他类型的水平风谱及纵向风谱都可以近似用其拟合。本文中窄带单频信号采用正弦波函数生成单点风速时程,其表达式如下

$$S(n) = \frac{4L_u^x \sigma_u^2}{U[1+70.8(nL_u^x/U)^2]^{5/6}} \quad (28)$$

$$V(t) = U + A\sin(2\pi ft + \varphi) \quad (29)$$

式中: $S(n)$ 为宽带紊流对应的功率谱; $V(t)$ 为单频正弦波对应的风速; $\varphi$ 为其对应的相位; $A$ 为正弦波的振幅。

图 1 为宽带紊流功率谱密度函数。图 1 中以宽带紊流的信号 1 为例,说明了按照谐波合成算法生成的风速时间序列的合理性,对风速序列求得的谱函数与目标风谱函数是重合的。

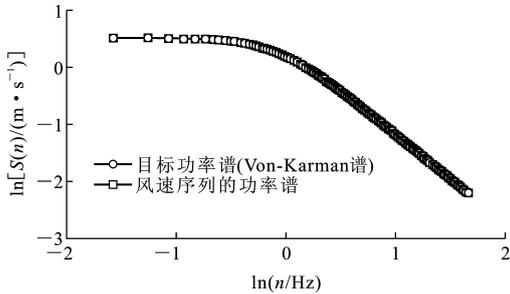


图 1 宽带紊流功率谱密度函数

Fig. 1 Broadband Turbulence Power Spectral Density

本文中以太勒假定为基础,提出了修正的紊流积分尺度计算方法。分别计算宽带紊流信号和窄带单频信号的紊流积分尺度,采用泰勒假定式(3)进行紊流积分尺度计算,积分上限取为  $R_u(\tau) = 0$  特征点,如图 2,3 所示。

首先预设不同积分尺度、平均风速等参数,然后用式(3)对风速时程信号进行紊流积分尺度识别,积

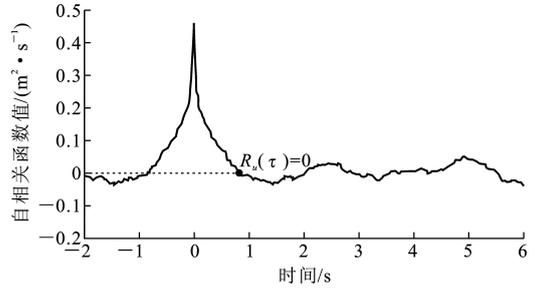


图 2 宽带紊流自相关函数

Fig. 2 Broadband Turbulence Autocorrelation Function

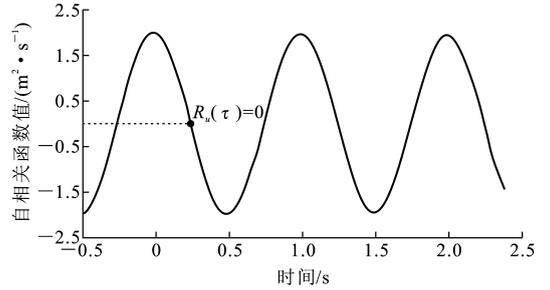


图 3 窄带单频自相关函数

Fig. 3 Narrowband Monophonic Autocorrelation Function

分上限取为  $R_u(\tau) = 0$ 。计算得到的紊流积分尺度与预设值有偏差,引入时间尺度修正系数  $K_t$ ,分别对宽带紊流和窄带单频的计算结果按照式(30), (31)进行修正

$$L_u^x = K_t \frac{U}{\sigma_u^2} \int_0^{t_0} R_u(\tau) d\tau \quad (30)$$

式中: $t_0$ 为积分尺度计算时对应的积分上限。

对于宽带紊流

$$K_t = \frac{2}{3} \quad (31)$$

对于窄带单频

$$K_t = 6 \quad (32)$$

表 1,2 中给出了未使用时间尺度修正系数  $K_t$  修正的识别结果和采用  $K_t$  修正的识别结果,其时间尺度修正系数  $K_t$  不是某一次计算的结果,而是 3 次数值试验的平均值。

从表 1,2 可以看出,对于宽带紊流序列和窄带单频序列,直接采用泰勒假定式,并取积分上限为  $R_u(\tau) = 0$ ,得到的结果误差是非常大的。文献[14]中通过风洞试验分析,认为采用  $R_u(\tau) = 0.05\sigma_u^2$  的计算结果最为合理,并不需要修正。本文中认为产生这种试验结果的原因是风洞来流的积分尺度偏小导致误差不明显,这一点从表 1 中可以看出。然而,如果不对积分上限进行限制,那么由于噪声及泄漏的影响,积分所得的结果是错误的。本文中的思路是选取一定的积分上限,并对宽带紊流和窄带单频

表1 宽带紊流积分尺度识别结果对比

Tab. 1 Comparisons of Results of Broadband Turbulence Integral Scale

信号编号	平均风速/ ( $m \cdot s^{-1}$ )	风速根方差/ ( $m \cdot s^{-1}$ )	紊流积分尺度					
			预设值/m	未修正结果/m	相对误差/%	修正系数	修正结果/m	修正后相对误差/%
1	5.0	1.0	0.20	0.34	70.0	0.618	0.21	5.0
2	5.0	5.0	0.50	0.20	-60.0	2.650	0.53	6.0
3	10.0	1.0	2.00	2.33	16.5	0.794	1.85	-7.5
4	10.0	2.0	2.00	9.41	370.5	0.234	2.20	10.0
5	30.0	3.0	3.00	38.90	1 196.7	0.083	3.23	7.7
6	35.0	3.5	150.00	5 092.30	3 294.9	0.042	214.40	42.9

表2 窄带单频紊流积分尺度识别结果对比

Tab. 2 Comparisons of Results of Narrowband Monophonic Turbulence Integral Scale

信号编号	平均风速/ ( $m \cdot s^{-1}$ )	幅值/m	频率/Hz	紊流积分尺度					
				预设值/m	未修正结果/m	相对误差/%	修正系数	修正结果/m	修正后相对误差/%
1	5.0	0.5	1.0	5.00	0.10	-98.0	49.3	4.93	-1.4
2	10.0	1.0	1.0	10.00	0.82	-91.8	12.0	9.86	-1.4
3	15.0	2.0	0.5	30.00	9.73	-67.6	3.0	29.18	-2.7
4	20.0	3.0	2.0	10.00	7.63	-23.7	1.3	10.16	1.6

的序列分别进行修正。采用式(30),(31)对式(3)进行修正,得到的窄带单频信号的紊流积分尺度与预设值的误差较小,相对误差在3%以内。对宽频紊流信号预设不同量级的积分尺度,在紊流积分尺度较小时,误差较小,当紊流积分尺度较大时,计算得到的结果与预设值有一定的偏差,但是仍比未修正的结果有明显改善。总体上来看,修正的紊流积分尺度计算方法是可行的<sup>[17]</sup>。

### 3 结语

(1)紊流积分尺度是气流中紊流涡旋平均尺寸的量度,它可以反映脉动风速或风压的空间相关性。紊流积分尺度越大,脉动风的空间相关性就越强。由于紊流积分尺度是与紊流空间相关性关联的参数,最理想的分析方法是在空间上实现多点同时测量。然而由于空间多点测量较难实现,实际中往往根据泰勒假定,将空间多点测量转化为单点测量,用自相关函数代替空间相关函数。

(2)以泰勒假定为基础,本文中提出了一种修正的紊流积分尺度计算方法。首先采用谐波合成的算法生成若干组宽频紊流和窄带单频的风速时程数据,对2类风速数据进行紊流积分尺度识别。分别对宽频紊流信号和窄带单频信号进行紊流积分尺度修正,修正后的结果与预设值的误差在允许的范围内,说明修正的紊流积分尺度的算法对宽频和窄带的信号是适用的。

### 参考文献:

#### References:

- [1] SHIOTANI M. Structure of Gusts in High Winds [R]. Tokyo: Nihon University, 1971.
- [2] FLAY R G J, STEVENSON D C. Integral Length Scales in Strong Winds Below 20 m [J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1988, 28(1/2/3): 21-30.
- [3] COUNIHAN J. Adiabatic Atmospheric Boundary Layers: A Review and Analysis of Data from the Period 1880-1972 [J]. Atmospheric Environment, 1975, 9(10): 871-905.
- [4] SIMIU E, SCANLAN R H. Wind Effects on Structures: Fundamentals and Applications to Design [M]. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, 2011.
- [5] DUCHENE-MARULLAZ P. Effect of High Roughness on the Characteristics of Turbulence in Cases of Strong Winds [C] // CERMAK J E. Proceedings of the Fifth International Conference on Wind Engineering. Oxford: Pergamon Press, 1979: 179-193.
- [6] TEUNISSEN H W. Measurement of Planetary Boundary Layer Wind and Turbulence Characteristics over a Small Suburban Airport [J]. Journal of Industrial Aerodynamics, 1979, 4(1): 11-20.
- [7] TEUNISSEN H W. Structure of Mean Winds and Turbulence in the Planetary Boundary Layer over Rural Terrain [J]. Boundary-layer Meteorology, 1980, 19(2): 187-221.
- [8] DYRBYE C, HANSEN S O. Wind Loads on Struc-

- tures[M]. Chichester: John Wiley & Sons, 1997.
- [9] REED D A, SCANLAN R H. Autoregressive Representation of Longitudinal, Lateral, and Vertical Turbulence Spectra[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1984, 17(2): 199-214.
- [10] BOX G E P, JENKINS G M. Time Series Analysis: Forecasting and Control[M]. San Francisco: Holden-Day, 1976.
- [11] DAVENPORT A G. The Spectrum of Horizontal Gustiness near the Ground in High Wind[J]. Quarterly Journal of Royal Meteorological Society, 1961, 87: 194-211.
- [12] KATO N, OHKUMA T, KIM J R, et al. Full Scale Measurement of Wind Velocity in Two Urban Areas Using an Ultrasonic Anemometer [J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1992, 41(1/2/3): 67-78.
- [13] 肖仪清, 孙建超, 李秋胜. 台风湍流积分尺度与脉动风速谱[J]. 自然灾害学报, 2006, 15(5): 45-53.
- XIAO Yi-qing, SUN Jian-chao, LI Qiu-sheng. Turbulence Integral Scale and Function Wind Speed Spectrum of Typhoon; An Analysis Based on Field Measurements[J]. Journal of Natural Disasters, 2006, 15(5): 45-53.
- [14] 庞加斌, 葛耀君, 陆 焯. 大气边界层湍流积分尺度的分析方法[J]. 同济大学学报: 自然科学版, 2002, 30(5): 622-626.
- PANG Jia-bin, GE Yao-jun, LU Ye. Methods for Analysis of Turbulence Integral Length[J]. Journal of Tongji University: Natural Science, 2002, 30(5): 622-626.
- [15] SHINOZUKA M, JAN C M. Digital Simulation of Random Processes and Its Applications[J]. Journal of Sound Vibration, 1972, 25(1): 111-128.
- [16] DEODATIS G, SHINOZUKA M. Auto-regressive Model for Non-stationary Stochastic Process [J]. Journal of Engineering Mechanics, 1988, 114(11): 1995-2012.
- [17] LI Q S, XIAO Y Q, WONG C K, et al. Field Measurements of Typhoon Effects on a Super Tall Building[J]. Engineering Structures, 2004, 26(2): 233-244.

## 《岩土工程学报》2013 年征订通知

《岩土工程学报》创办于 1979 年,是中国水利、土木、力学、建筑、水电、振动 6 个全国性学会联合主办的学术性科技期刊,由南京水利科学研究院承办,国内外公开发行人;主要刊登土力学、岩石力学领域中能代表当今先进理论和实践水平的科学研究和工程实践成果等,报道新理论、新技术、新仪器、新材料的研究和应用;主要栏目有论文、短文、工程实录、焦点论坛、学术讨论和动态简讯等。欢迎有国家自然科学基金项目及其他重要项目研究成果的作者向本刊投稿,倡导和鼓励有实践经验的作者撰稿,并优先刊用这些稿件。

《岩土工程学报》被《中文核心期刊要目总览》连续 4 版确认为核心期刊,并在建筑类核心期刊中排列首位;是中国科技论文统计源期刊(中国科技核心期刊),并被评为“百种中国杰出学术期刊”;被中国科技论文与引文数据库、中国期刊全文数据库和中文科技期刊数据库等多个国内重要的数据库收录,并可在《中国学术期刊(光盘版)》、中国期刊网及本刊网站全文检索;被美国《工程索引》(Ei Compendex)等国际检索系统收录。

《岩土工程学报》读者对象为土木建筑、水利电力、交通运输、矿山冶金、工程地质等领域中从事岩土工程及相关专业的科研人员、设计人员、施工人员、监理人员和大专院校师生。

《岩土工程学报》为月刊,大 16 开,双栏排版,192 页,每月中旬出版,每期定价 25 元,全年 300 元。

《岩土工程学报》国际标准连续出版物号:ISSN 1000-4548,国内统一连续出版物号:CN 32-1124/TU,国内邮发代号:28-62,国外发行代号:MO0520。

欢迎广大读者在全国各地邮局订购,也可在编辑部订购(不另收邮费)。

地 址:南京虎踞关 34 号《岩土工程学报》编辑部

邮 编:210024

电 话:(025)85829534 85829553 85829555(传真)

E-mail:ge@nhri.cn