

基于槽道流 LES 数据库的湍流猝发检测*

张 强** 周济福 李家春

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 采用大涡模拟方法, 在与两种 Reynolds 数情形的 DNS 结果进行充分验证的基础上, 获得了不同 Reynolds 数情形槽道湍流的可靠 LES 数据库, 由此可进一步得到任意 Reynolds 数时速度剖面、湍流强度、剪应力等统计量的时空分布以及猝发结构的时空特征. 基于这些可靠的 LES 数据库, 利用条件采样方法检测猝发事件的时空尺度, 并提出由喷发事件时间间隔概率分布曲线确定组合参数对传统的条件采样方法进行改进, 以避免检测结果的误差. 检测结果表明, 引入组合参数后, 湍流猝发周期对门限的依赖性得到显著改善. 同时, 对猝发事件的空间分布进行检测, 得到了平均猝发面积比. 通过比较不同 Reynolds 数的结果发现, Reynolds 数对平均猝发周期和平均猝发面积比的影响不大.

关键词 壁湍流 猝发周期 猝发床面面积比 大涡模拟

湍流猝发现象, 作为重要的近壁区准周期相干结构, 不仅产生和运输大部分的湍动能, 而且与 Reynolds 应力的产生以及被动标量的运输有着密切关系^[1]. 几乎一半的湍动能或者 Reynolds 应力产生于近壁区域, 外部 80% 的流动只贡献 20%, 而猝发中的喷发事件和下扫事件产生的 Reynolds 应力分别约占全部的 60%~70%^[2]. 随着人们对湍流运输的研究, 发现湍流猝发对污染物、泥沙等物质运输亦有重要影响. 以泥沙运动为例, Gyr 和 Schmid^[3]指出近壁区的泥沙运动主要受到壁面附近的低速条带的抬升以及破裂的影响. Nino 和 Garcia^[4]通过一系列的实验研究发现, 泥沙起动以及悬浮与湍流猝发中的喷发事件密切相关. 在光滑壁面附近主要表现为: 泥沙颗粒, 特别是较细的泥沙颗粒, 向低速条带附近聚集, 然后在这些区域被流动卷起上扬. 泥沙颗粒从床面被扬起时的喷射角度在 10°~20° 之间, 与湍流猝发结构中的剪切层与壁面间的倾角(约为 14°)极为接近. 在河口海

2004-07-16 收稿, 2005-03-01 收修改稿

* 国家自然科学基金(批准号: 10332050, 10002023)、中国科学院知识创新工程基金和水资源与水电工程科学国家重点实验室开放研究基金(批准号: 2003B003)资助项目

** E-mail: zhangtsiang@21cn.com

SCIENCE IN CHINA Ser. G Physics, Mechanics & Astronomy

岸地区的非定常流动中的猝发特征仍然不清楚, 因此湍流猝发研究仍是必要的。

由于湍流猝发的重要性, 多年来人们针对猝发过程中不同的物理现象, 研究了很多方法用于湍流猝发特征的检测, 其中常用的有对湍流猝发平均周期进行检测的条件采样方法, 如第二象限法 $((uv)_2)$ 、VITA 和 μ -level 方法等。一般说来, 这些方法都至少需要一个可调参数, 因此这些方法的检测结果往往差别较大。为此, 出现了一些修正的方法, 或更进一步地采用较为客观的方法, 如小波分析法等^[5]。另外, Bogard 和 Tiederman^[6]实验研究发现, 在源于同一低速的湍流猝发过程中, 可能包含一次或多次的湍流喷发事件, 而传统的条件采样方法则可能将同一猝发过程检测为两次或多次猝发事件。因此, 他们引入组合参数, 将传统条件采样方法检测到的喷发事件进行组合与分离, 喷发事件时间间隔大于组合参数者分属于不同的猝发过程, 而小于组合参数者组合为一次猝发。Luchik 和 Tiederman^[7]同样基于实验数据进行了类似的研究。但是, 关于组合参数的确定还需要进一步探讨。

另一方面, 以往关于湍流猝发的研究大多基于实验观测数据, 使用湍流数值模拟数据库进行猝发研究的工作还很少。然而, 实验数据只能反映单点或有限空间点的局部湍流信息, 而由可靠的数值模拟数据库则可以获得湍流在时间和空间上的全局信息, 进而可分析各种统计量及猝发特征的时空变化规律。在湍流的数值模拟方法中, RANS 方法由于对所有的脉动信息进行平均, 计算结果中不能体现湍流猝发的信息特征, 而不能用于湍流猝发的研究。只有计算结果中保留了适当的大尺度运动信息的大涡模拟方法和直接数值模拟方法, 才有可能保证条带结构和猝发事件等壁湍流的重要特征得以捕捉, 当然还需要满足壁面附近网格分辨率的要求。Kim 和 Spalart^[8]基于低 Reynolds 数平板边界层的 DNS 结果, 研究了湍流猝发在空间上出现的频率, 并根据相干结构的传播速度得到猝发频率, 发现用内尺度无量纲化之后, 在其研究的 Reynolds 数范围内, 猝发频率基本与 Reynolds 数无关, 与 Luchik 和 Tiederman^[7]结果一致。李栋等人^[9]利用槽道流的直接数值模拟, 采用小波分析的方法得到了类似的结论。

本文对槽道流进行大涡模拟, 采用加密网格以满足近壁区所需的网格分辨率, 从而保证了近壁区最重要的湍流特征——条带结构得以准确地重现, 计算结果得到 DNS 经典结果的充分验证。与此同时, 将网格分辨率提高一倍, 所得结果证明了算法和格式的收敛性。在此基础上, 模拟了不同 Reynolds 数情形的槽道流, 获得了详细的湍流数据库。据此研究了引入组合参数的条件采样方法, 认为组合参数可以由未引入组合参数时得到的猝发事件时间间隔的概率分布曲线获得。进一步利用这种改进的条件采样方法对不同 Reynolds 数情形的 LES 数据库进行猝发检测, 得到了平均猝发周期和平均猝发面积比, 并讨论了两者的 Reynolds 数和门限的依赖性。

1 槽道流的大涡模拟数据库

本文采用大涡模拟方法以获得槽道湍流的数据库. 在大涡模拟中, 湍流运动被分解为依赖于流动几何条件的大尺度部分 \bar{f} 和相对具有普遍特征的小尺度部分 f' , 即: $f = \bar{f} + f'$, 这种分解通过滤波的方法得到. 大尺度部分通过数值方法直接求解, 而小尺度运动对大尺度运动的贡献则通过亚格子 Reynolds 应力模型加以考虑.

对于三维不可压流体的 Navier-Stokes 方程, 经过滤波之后得到大尺度运动的控制方程:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial Q_{ij}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (2)$$

其中 $Q_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$ 为亚格子 Reynolds 应力项, 需要采用模型加以考虑. 本文中采用的亚格子模型为 Smagorinsky 模型:

$$\tau_{ij} = Q_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} Q_{kk} = -2\nu_T \bar{S}_{ij}, \quad (3)$$

其中

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \nu_T = (C_s \Delta l_s)^2 |\bar{S}|, \quad |\bar{S}| = \sqrt{S_{ij} S_{ij}}. \quad (4)$$

这里 Δ 为滤波宽度. C_s 为 Smagorinsky 系数, 该值正确与否是该模式能否正确反映小涡对大涡影响的关键. 该系数的理论值为 0.17, 但对大多数实际流动问题, 该值应减小到 0.1, 并且对于有固壁的情形, 壁面将会抑制小尺度流动的增长, 改变能量的传递机制, 使壁面附近含能涡尺寸变小. 为了真实反映壁面附近的流动行为, 本文采用 Van Driest 衰减函数 $l_s = 1 - \exp(-y^+/25)$ 对涡黏性系数进行了修正. 同时, 我们引入如下变量:

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_{ij} &= \varepsilon_{ijk} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j}, \\ Q_{ij} &= \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j, \\ P &= \frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{1}{2} \bar{u}_i \bar{u}_j + \frac{1}{3} Q_{kk}. \end{aligned} \quad (5)$$

选择摩擦速度与槽道的半槽宽作为特征量, 大尺度运动的控制方程经过无量纲化之后为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} - \varepsilon_{ijk} \bar{u}_i \bar{\omega}_k = -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \delta_{1i}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (7)$$

其中 δ_{1i} 为流向压力梯度, 为槽道流流动的驱动力, $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu$ 为 Reynolds 数.

在本文的槽道流模拟中, 平行于壁面的两个方向上采用基于 Fourier 变换的准谱方法(采用 3/2 法则去除混淆误差)和周期边界条件, 垂直方向上采用有限差分法, 时间积分为具有二阶精度的 Adams-Bashforth 方法. 为考虑壁面效应, 在壁面附近增加网格密度, 即在垂直方向上采用非均匀网格. 在槽道一半(宽度为 δ , 无量纲变量中为 1)部分加密方法如下:

$$y_j = \frac{e^{\alpha \xi_j} - 1}{e^\alpha - 1}, \quad \xi_j = \frac{j}{N_y / 2}, \quad (8)$$

其中 N_y 为垂向网格点数, 因为网格关于槽道中心对称, 所以只给出一半槽道的网格划分, 另一半由对称性给出网格点位置. α 为可调参数, 用来调节壁面的网格密集程度, α 越大网格越密集, 第一层网格点越靠近壁面. 关于壁面附近网格的分辨率, Zang^[10]提出了最低要求, 即: 流向网格间距应该约为 80 个壁面单位(ν/u_τ), 展向上约为 30 个壁面单位, 而垂向上, 在 10 个壁面单位以下的近壁区内应该有 3 个网格点. Piomelli^[1]认为, 为了充分分辨壁面附近的流动结构, 在大涡模拟中, 垂向上的第一层网格点必须位于 $y^+ = 1.0$ 的区域, 流向和展向间距需分别满足 $\Delta x^+ \approx 50 \sim 150$ 和 $\Delta z^+ \approx 15 \sim 40$. 由此可见, 对于分辨近壁区域的网格要求方面, 大涡模拟与直接数值模拟相差无几.

首先作为验证, 我们模拟了 $Re_\tau = 180, 395$ (基于摩擦速度和半槽宽)的槽道湍流并与他人的直接数值模拟作了比较. 然后, 对 $Re_\tau = 300$ 的情况进行模拟预测, 以便于讨论 Reynolds 数对湍流特征的影响, 各算例的计算参数如表 1 所示. 显然, 网格分辨率均满足捕捉近壁湍流结构的要求¹⁾. 时间步长可比拟于实验中的采样时间间隔, 计算采用的时间步长(Δt^+)远远小于本文中将要检测的猝发时间尺度(T_B^+ , 见后). 在李栋等人^[9]的直接数值模拟研究中, $\Delta t^+ \approx 0.11$, 姜楠等人^[11]的实验研究中, $\Delta t^+ \approx 0.512$, 本文采用的时间步长介于两者之间, 时间上的分辨率也是足够的.

作为验证, 我们计算了 $Re_\tau = 180$ 的槽道流并和 Kim 等人^[2]DNS 进行了比较. 图 1 为湍流强度分布, 与 Kim 等人^[2](在下面的图中将文献[2]改为 K.M.M.表示)的直接数值模拟结果一致, 湍流强度的分布关于槽道中心对称, 体现了统计平均时间是足够长的. 图 2 给出的剪应力分布亦与 Kim 等人^[2]的 DNS 结果吻合, 图中

1) Piomelli U. Large-eddy and direct simulation of turbulent flows. Short course delivered at CFD2001 - 9e conference annuelle de la Societe canadienne de CFD, Kitchener, Ontario, 2001

表 1 槽道流大涡模拟计算参数

Re_τ	180	300	395
计算区域	$2.5\pi\delta \times 2\delta \times 1.5\pi\delta$	$2.5\pi\delta \times 2\delta \times 3\pi\delta/4$	$2.5\pi\delta \times 2\delta \times 2\pi\delta/3$
$N_x \times N_y \times N_z$	$64 \times 64 \times 64$	$64 \times 64 \times 64$	$64 \times 64 \times 64$
α	2.0	2.5	3.0
Δx^+ (流向网格间距, 壁面单位)	22	37	48
y_1^+ (第一层网格点位置, 壁面单位)	0.9	1.0	1.0
Δz^+ (展向网格间距, 壁面单位)	13	11	13
Δt (时间步长, 以 u_τ 和 δ 无量纲化)	0.001	0.001	0.001
$\Delta t^+ = \Delta t \cdot Re_\tau$ (时间步长, 壁面单位)	0.18	0.3	0.395
N_T (积分时间步数)	30000	30000	30000
T (积分总时间, 以 u_τ 和 δ 无量纲化)	30	30	30
T^+ (积分总时间, 壁面单位)	5400	9000	11850

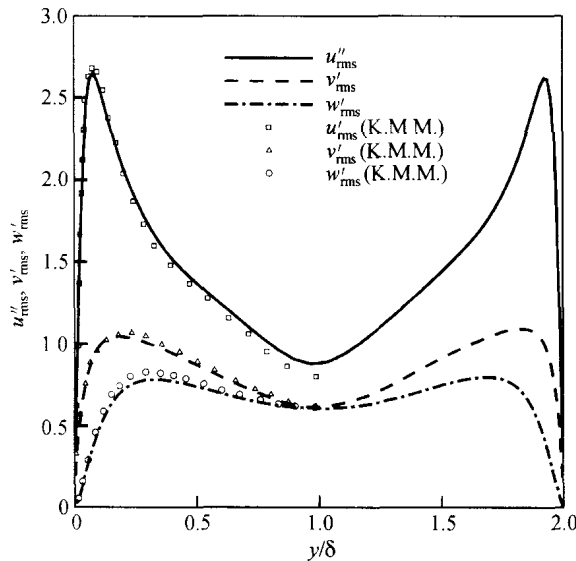


图 1 湍流强度分布与 K.M.M.^[2]的 DNS 结果比较, 线为本文结果
符号为 K.M.M.^[2]结果, $Re_\tau = 180$

实线为大尺度 Reynolds 应力 $\langle \bar{u}'' \bar{w}'' \rangle$ 、亚格子应力以及黏性应力之和, 这里 $\bar{u}'' = \bar{u} - \langle \bar{u} \rangle$ 为流向大尺度脉动, $\bar{v}'' = \bar{v}$ 和 $\bar{w}'' = \bar{w}$ 分别为展向和垂向的大尺度脉动(因垂向和展向的平均速度为零). 该实线为一条直线, 斜率的绝对值为 1, 在充分发展的槽道湍流到达平衡状态时, 这样的应力分布满足平衡流向平均压力梯度的条件. 从图 2 还可以看出, 亚格子应力只占总应力的很小部分(20%以下), 由 Reynolds 应力产生的湍动能也应只占总湍动能的一小部分. 因此, 亚格子湍流部分对于大尺度运动的影响很小, 大尺度运动如湍流猝发并不会因为亚格子模型

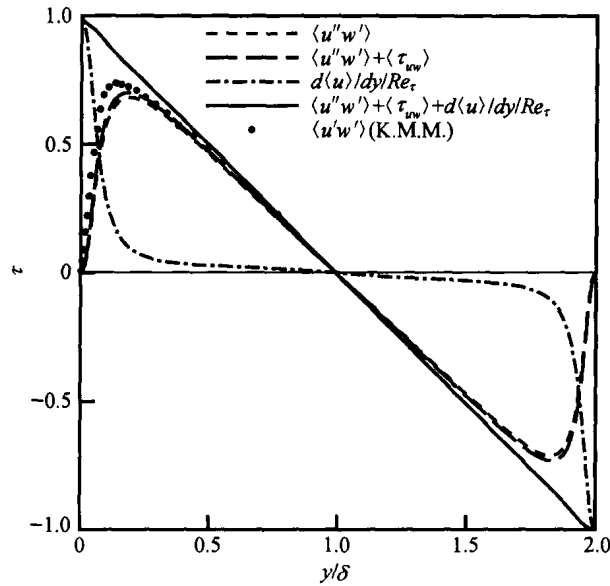


图 2 剪应力分布与 K.M.M.^[2]的 DNS 结果比较, 线为本文结果
图注同图 1 注

的近似而有较大的偏差. 图 3 和 4 分别给出了近壁附近和流场中心附近流向速度等值线的分布情况, 可以看出在壁面附近存在条带结构, 而流场中心则不存在此类结构, 而且通过速度相关分析可以得到壁面附近条带展向间距约为 120 个壁面单位左右, 与 Kim 等^[2]的 DNS 结果及 Kline 等^[1]的实验结果吻合. 类似地, 图 5, 6 给出了 $Re_\tau = 395$ 的计算结果, 其中与 Moser 等^[12]的 DNS(图中以 M.K.M.表示)结果的比较进一步证明本文 LES 湍流数据库的可靠性.

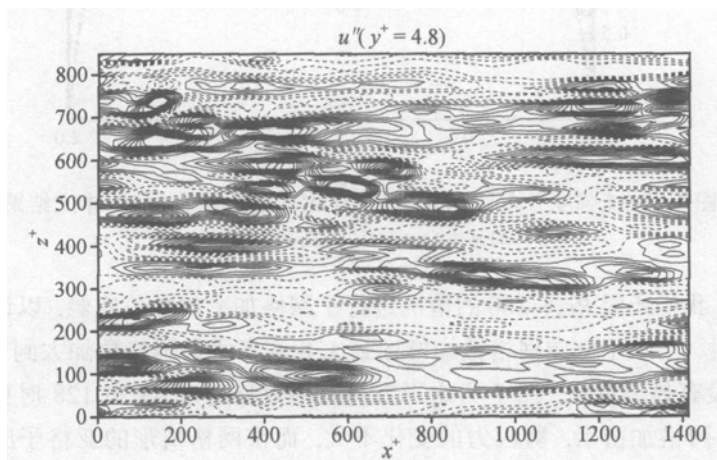


图 3 壁面附近流向脉动速度等值线
 $y^+ = 4.8, Re_\tau = 180$

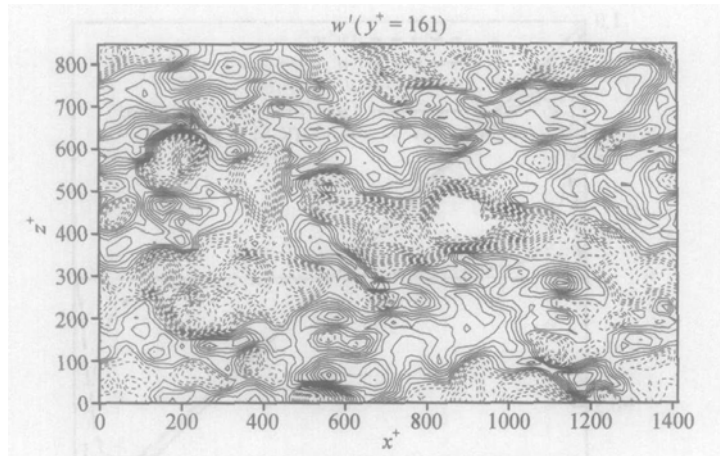
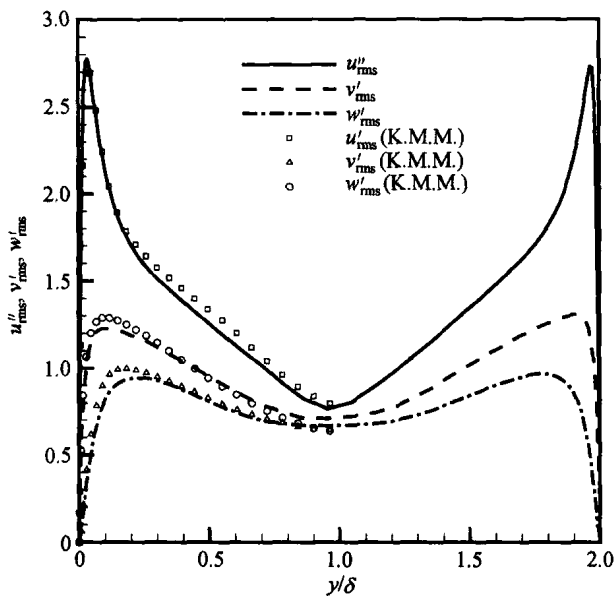


图 4 槽道中心附近流向脉动速度等值线

 $y^+ = 161, Re_\tau = 180$ 图 5 湍流强度分布与 M.K.M.^[12]的 DNS 结果比较, 线为本文结果符号为 M.K.M.^[12]结果, $Re_\tau = 395$

此外, 我们还对 $Re_\tau = 180$ 的情况进行了网格加密的数值实验, 以证明计算方法的收敛性. 当水平方向网格数均增加到 128 或者垂向网格数加大到 128 时, 各统计结果没有显著变化. 图 7 为水平方向网格数分别为 64 和 128 时剪应力的比较, 可见, 网格加密后, 剪应力的变化不大, 而密网格情形的亚格子应力占总应力的比重更小, 说明网格越密, 小尺度对大尺度运动的影响越小. 图 8 则比较了流向和展向网格数分别为 64 和 128 时的湍流强度, 图中给出了 64 情形的 5% 误

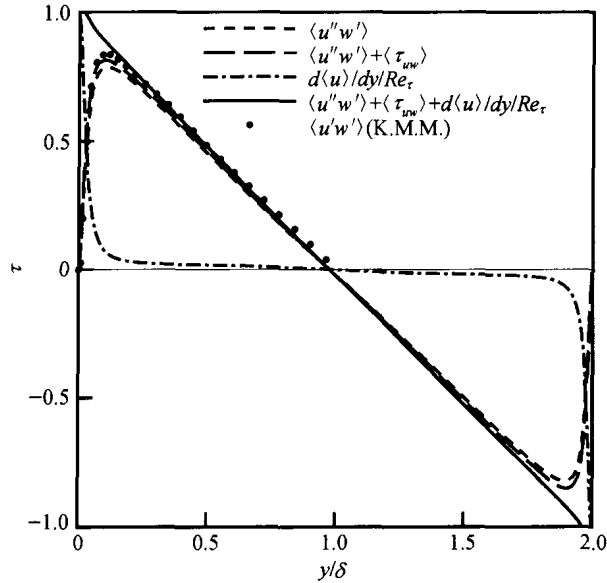


图 6 剪应力分布与 M.K.M.^[12]的 DNS 结果比较, 线为本文结果
图注同图 6 注

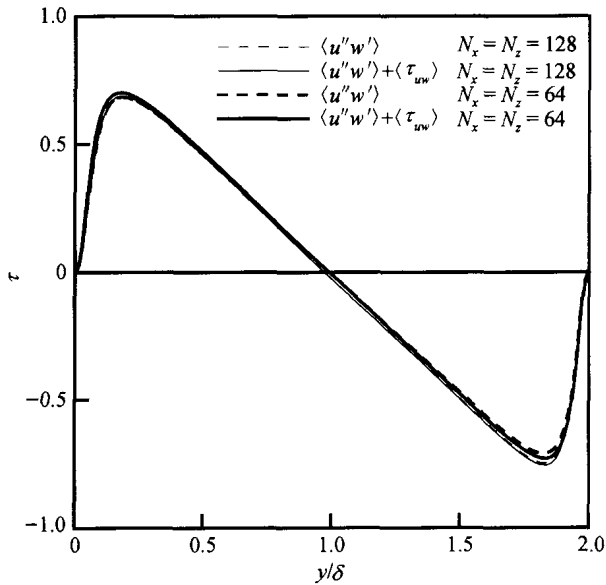


图 7 不同网格分辨率时的剪应力比较

差范围(以“Γ”表示), 可见, 水平方向网格数为 128 时的湍流强度变化曲线落于该误差范围之内. 因此, 我们认为表 1 所列的网格分辨率已能满足本文猝发检测的需要.

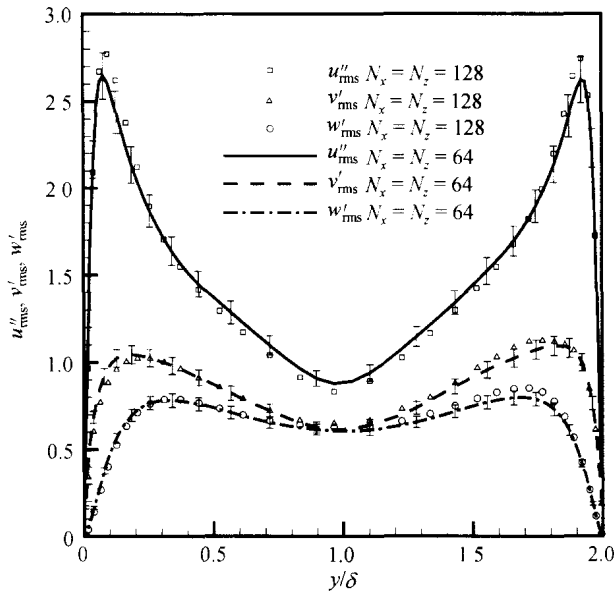


图 8 不同网格分辨率时的湍流强度比较

2 猝发检测

2.1 基于条件采样的猝发检测方法

常用的基于条件采样的猝发检测方法有: 第二象限 uv 法、 μ -level 法和 VITA 法 3 种. 除了不同方法结果会有差异外, 每种方法均依赖于预先规定的门限值, 所以这些方法带有一定的主观性. Luchik 和 Tiederman^[7] 基于实验数据, 对三者作了细致的比较, 认为在使用组合参数以后, 3 种方法都能够得到合理的结果, 比较而言, 在时间序列较长时, 例如超过 200 个湍流猝发周期, 第二象限 uv 法是最优的, 在第二象限 uv 法和 μ -level 法中存在比 VITA 法更宽的门限无关区域, 因此它们比 VITA 法优越. 基于此, 本文只考虑前两者, 将其应用于槽道流的 LES 数据库, 对猝发事件进行检测. 两种方法的具体细节如表 2 所示, 其中 \bar{u}' , \bar{v}' 为流向和垂向速度大尺度脉动. 下标 rms 表示均方根. $(\bar{u}'\bar{v}')_2$ 表示为第二象限内的 $\bar{u}'\bar{v}'$. L, H 分别为门限.

表 2 两种常用的条件采样方法的特点及采样函数

	特点	采样函数
$(uv)_2$	检测喷发事件, 即: $\bar{u}' < 0, \bar{v}' > 0$	$D(t) = \begin{cases} 1, & (\bar{u}'\bar{v}')_2 > H\bar{u}'_{rms} \\ 0, & \text{其他} \end{cases}$
μ -level	检测流向速度中相对平均速度的亏损	$D(t) = \begin{cases} 1, & \bar{u}' < -L\bar{u}'_{rms} \\ 0, & \bar{u}' > -0.25L\bar{u}'_{rms} \end{cases}$

2.2 平均猝发周期检测

Luchik 和 Tiederman^[7]应用条件采样方法, 对实验数据进行了检测, 认为内尺度是合适的湍流平均猝发周期的标度参数, 得到了以内尺度无量纲化的平均猝发周期为

$$T_B^+ = T_B \cdot u_\tau^2 / \nu \approx 90, \quad (9)$$

其中 T_B^+ , u_τ , ν , T_B 分别为无量纲平均猝发周期、摩擦速度、流体运动黏性系数和有量纲猝发周期。

关于湍流猝发周期该用何种尺度(内尺度、外尺度还是内外混合尺度)进行标度以及标度值存在不同看法. Blackwelder 和 Haritonidis^[13], Luchik 和 Tiederman^[7] 研究认为, 内尺度是合适的, 而 Alfredsson 和 Johansson^[4]则认为湍流猝发是由于近壁流动与外部流动之间的强烈相互作用的结果, 因此湍流猝发周期应该用混合尺度进行标度. Shah 和 Antonia^[5]研究了较大跨度 Reynolds 数范围内的边界层流动以及管流, 认为在 Reynolds 数较低时, 正如 Blackwelder 和 Haritonidis^[13]、Luchik 和 Tiederman^[7]等基于实验的结果以及 Kim 和 Spalart^[8]、李栎等^[9]基于直接数值模拟的结果显示那样, 此时湍流猝发周期应该以内尺度标度, 在较高的 Reynolds 数范围则混合尺度较为合适. 受计算条件限制, 本文中的 Reynolds 数范围仍然属于较低范围, 因此我们将 Luchik 和 Tiederman^[7]的结果作为参照, 与之进行对比进行湍流猝发的研究.

在本文的大涡模拟中, 所有变量都用 u_τ , δ (为摩擦速度与半槽宽)进行了无量纲化, 因此用内尺度(u_τ , ν)无量纲化时, 将得到: $T_B^+ = Re_\tau \cdot T_{BN}$, 其中 T_{BN} 为直接对大涡模拟数据做检测得到的猝发周期. 根据式(9), $Re_\tau = 180$ 时, $T_{BN} \approx 0.5$, $Re_\tau = 300$ 时, $T_{BN} \approx 0.3$, 其他情况依此类推.

Bogard 和 Tiederman^[6]实验研究发现: 在源于同一条带的湍流猝发过程中, 可能包含一次或多次湍流喷发事件, 据此, 他们引入了组合参数(grouping parameter), 对检测到的喷发事件中属于不同猝发的喷发事件进行分离而将属于同一猝发的喷发事件进行组合. Luchik 和 Tiederman^[7]给出了理想化的喷发事件时间间隔的概率分布曲线, 如图 9 所示. 图中左边部分被认为是属于同一猝发的喷发事件的时间间隔概率分布, 而右边部分则属于不同猝发的喷发事件的时间间隔分布. 在理想情况下, 它们之间有截然的分隔, 如图中 τ_E 指示的位置, 这个位置就被认为是组合参数的值. 实际上, Luchik 和 Tiederman^[7]是从喷发事件的时间间隔的累积分布曲线上得到组合参数的值, 如图 10 所示, 图中纵坐标为对数坐标. 他们认为, 属于相同以及不同猝发的喷发事件的时间间隔概率分布均为指数分布, 但是指数分布的特征参数不同. 因此, 图 10 中的 区为属于同一猝发的喷发事件时间间隔的累积分布曲线, 而 区为属于不同猝发的喷发事件时间间隔

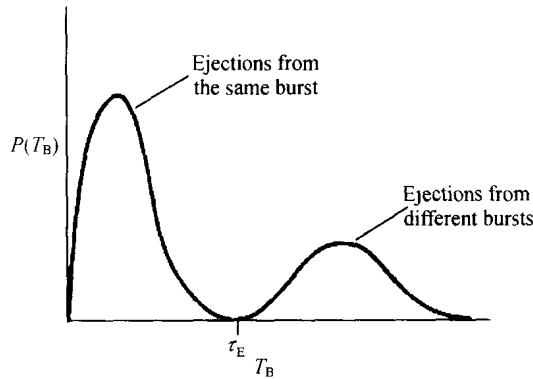


图 9 理想化喷发事件时间间隔的概率分布(Luchik 和 Tiederman^[7])

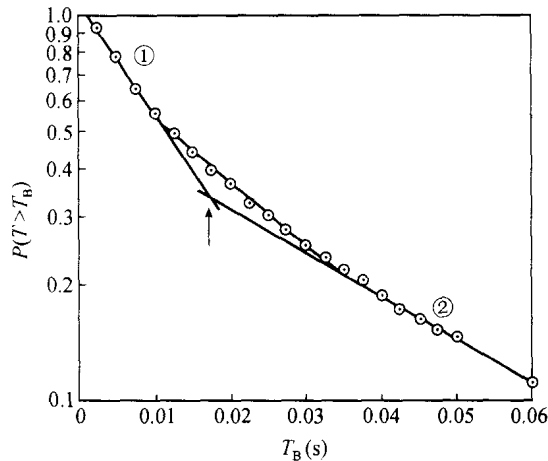


图 10 Luchik 和 Tiederman^[7]第二象限法中的组合参数确定示意图

的累积分布曲线, 两者中间为过渡区. 因为他们认为 和 的分布均为指数分布, 累积分布曲线为直线, 但是斜率不同. 他们将 和 区域内的累积分布曲线延长后, 两者交点的横坐标值即被认为是组合参数. 得到组合参数之后, 将已经检测的连续两次喷发事件的时间间隔与之比较, 其中大于组合参数的认为是属于不同的喷发, 否则, 属于同一喷发. 这样便可以将条件采样方法得到的喷发事件进行合理的组合. 然而, 当图 10 中的点据较散乱时, 该方法中确定 和 区内的直线仍然具有一定的任意性.

本文直接从喷发事件时间间隔的概率分布寻找组合参数. 首先, 在两种条件采样方法的经验门限范围内选定某个阈值, 对近壁湍流脉动信号进行检测, 得到一系列喷发事件, 获得喷发事件之间的时间间隔(两个连续的喷发事件开始时刻之间的时间差), 统计其概率分布. 然后采用 5 点平均的方法对离散的概率分布进

行拟合, 得到类似于图 9 的光滑概率分布曲线, 这样便可以方便地确定组合参数 τ_E .

引入组合参数后, 猝发检测结果有很大改善. 图 11 给出了第二象限法, $Re_\tau = 180$, 在 $y^+ = 14.1$ 处, 引入与不引入组合参数检测结果的比较. 在没有引入组合参数时, 所有检测到的喷发事件都被作为不同的猝发处理, 检测到的猝发事件多于实际的猝发事件, 因此平均猝发周期的值偏小, 而且猝发周期强烈地依赖于门限的值, 只有在 $H = 1.4$ 时, 才可以得到合理的平均猝发周期 ($T_{BN} = 0.5$). 引入组合参数后, 可以看到检测到的平均猝发周期有所增大, 并出现平均猝发周期与门限无关的区域, 如图 11, 在 $0 < H < 1.0$ 内, T_{BN} 保持在 0.5 附近.

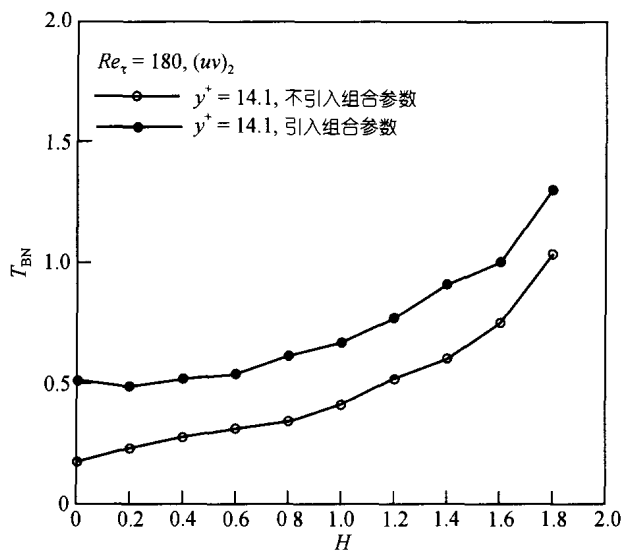


图 11 引入与不引入组合参数检测结果的比较
第二象限法 $Re_\tau = 180$

图 12 给出了 $Re_\tau = 180$ 时两个位置 ($y^+ = 14.1$ 和 19.7) 处, 第二象限法检测得到的喷发事件时间间隔的概率分布曲线, 门限值 $H = 1.0$. 从图 12 可以看出类似于图 9 所示的分布情形, 图中两峰值间的峰谷(箭头所指位置)即为组合参数, 对于不同的门限值, 该组合参数是不同的. 将该组合参数应用于猝发检测, 得到的平均猝发周期随门限的变化情况如图 13 所示, 可以看出, 在门限范围 $0 < H < 1.0$ 内, 检测结果 T_{BN} 保持在 0.5 附近. 类似地, 可以得到用 mu-level 方法检测的平均猝发周期, 如图 14 所示, 可以看到, 在门限范围 $0 < L < 1.0$ 内, 与第二象限法类似, T_{BN} 的检测结果也同样保持在 0.5 附近.

我们还分别模拟了 $Re_\tau = 300, 395$ 两种情形, 由第二象限法和 mu-level 法检测的无量纲猝发周期与 $Re_\tau = 180$ 类似, 当 $Re_\tau = 300$ 时, T_{BN} 约为 0.3, 当 $Re_\tau = 395$ 时, T_{BN} 约为 0.23. 图 15 同时绘出了由 mu-level 法检测的 3 种 Reynolds 数情形的

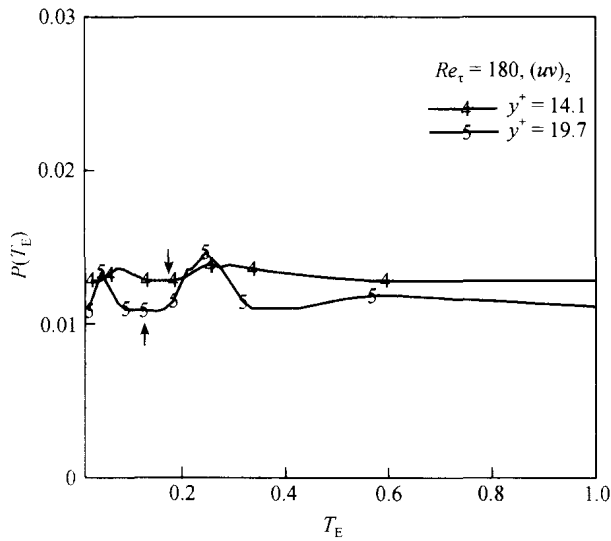


图 12 平滑后的第二象限法喷发事件时间间隔概率分布

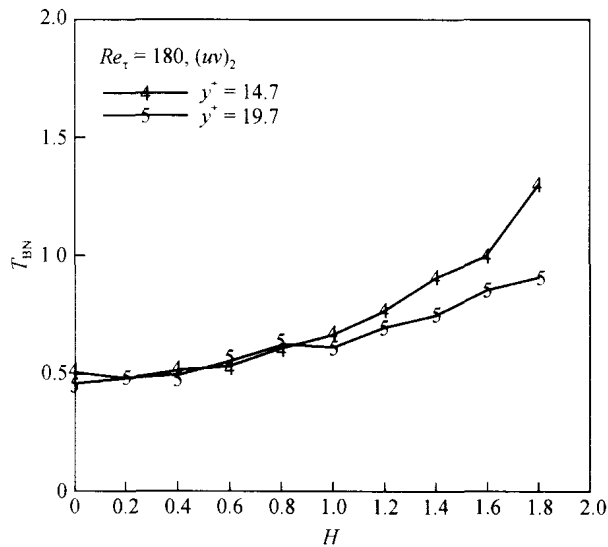
 $Re_\tau = 180$ 

图 13 第二象限法检测结果

 $Re_\tau = 180$

无量纲猝发周期与门限的关系, 由图可见, 当门限值介于 0 到 1 之间时, 无量纲猝发周期与门限值基本无关, 大约保持为一常值, 即 $T_B^+ \approx 90$, 此值与 Luchik 和 Tiederman^[7]的结果一致. 当门限大于 1 后, 3 种情况下的无量纲猝发周期开始分离, 并逐步偏离 90. 可见, 在合理的门限范围($0 < L < 1$)内, 无量纲猝发周期基本上与 Reynolds 数无关.

SCIENCE IN CHINA Ser. G Physics, Mechanics & Astronomy

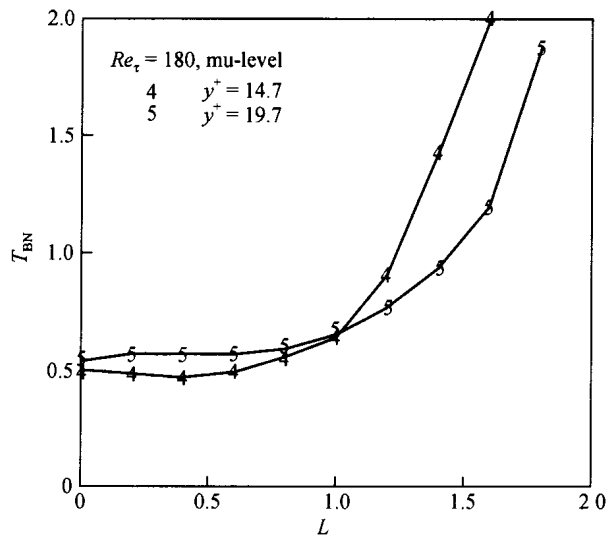


图 14 mu-level 法检测结果

$Re_{\tau} = 180$

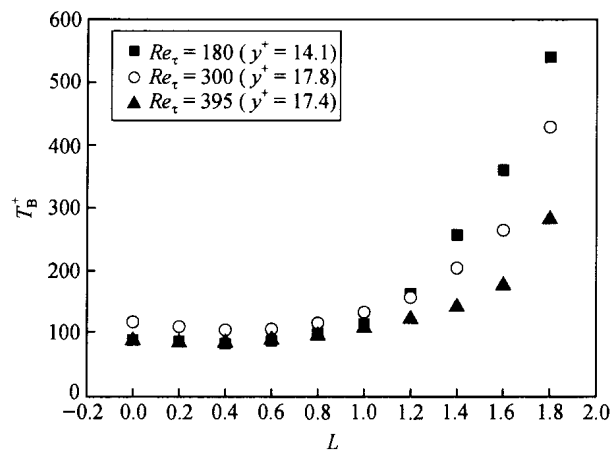


图 15 mu-level 法检测的无量纲猝发周期与门限的关系

2.3 平均猝发面积检测

Nino 和 Garcia^[4]在其针对泥沙颗粒与湍流相互作用的实验研究中发现: 在光滑壁面的湍流流动中, 较细的泥沙颗粒在低速条带附近聚集, 然后受条带抬升、振荡并破碎等产生的喷发事件作用卷起至外流区域形成泥沙上扬通量. 曹志先^[16]根据猝发事件的时间尺度和低速条带的空间分布, 构造了具有明确物理意义的泥沙上扬通量公式. 然而, 其对低速条带空间分布的估计较为粗略. 这里, 我们采用条件采样方法, 利用大涡模拟数据库, 对壁面附近的湍流猝发进行检测, 获得了低速条带所占面积与床面面积的比.

利用条件采样方法对湍流数据库进行分析, 不难区分近壁区某一水平面内发生与不发生猝发的网格, 由此统计出所有发生猝发的网格的面积, 它与该水平面的总面积之比便是平均的猝发面积比. 图 16, 17 分别为利用第二象限法和 mu-level 法获得的平均猝发面积比, 图中给出了 3 种 Reynolds 数情形平均猝发面积比随门限的变化情况, 不同 Reynolds 数情况检测的水平面位置(图中图例所示 y^+ 值)略有不同, 但均处在边界层的过渡区. 两种检测方法所获得的平均猝发面积比的数值及其随门限变化的规律基本相同. 门限值越大, 检测到的猝发事件为脉动越强的湍流运动, 自然平均猝发面积比越小. 当 $0 < H < 1$ 时, 第二象限法得到的平均猝发面积比约介于 10% 与 30% 之间, 而 $0 < L < 1$ 时, mu-level 法得到的平均猝发面积比约介于 25% 与 45% 之间. 由于两种检测方法所检测的湍流特征不同, 所以它们得到的平均面积比也有所差别. 由两种检测方法的判别标准可以看出, 第二象限法在比 mu-level 方法多考虑了垂向速度分量, 因此检测的喷发事件为

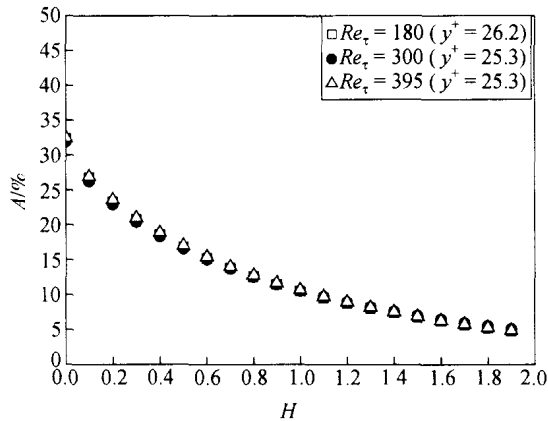


图 16 第二象限法检测的平均猝发面积比与 Reynolds 数和门限的关系

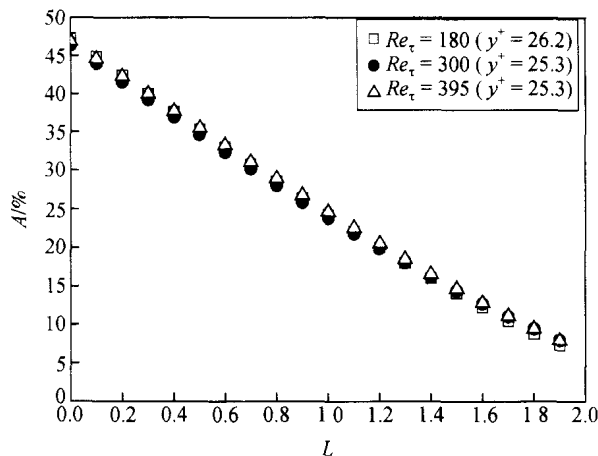


图 17 mu-level 法检测的平均猝发面积比与 Reynolds 数和门限的关系

mu-level 法检测到的一部分, 故而在猝发面积比方面有上述差别. 同时, 在所研究的 Reynolds 数范围内, Reynolds 数对平均猝发面积比基本没有影响.

3 结论

本文采用 LES 获得槽道流湍流数据库, 以研究湍流猝发特征. 首先利用经典的 DNS 结果从剪应力和湍流强度的对比、加密网格检验算法的收敛性、亚格子应力占总应力的比重等多方面验证了 LES 模型. 在此基础上, 获得任意 Reynolds 数情形可靠的 LES 数据库, 研究湍流猝发的时空尺度, 得到如下结论:

() 传统的条件采样方法所获得的平均猝发周期对门限的依赖性较强. 本文提出由喷发事件时间间隔的概率分布曲线确定组合参数, 并将该组合参数应用于检测猝发周期, 结果表明, 在较宽的门限范围(第二象限法 $0 < H < 1$, mu-level 法 $0 < L < 1$)内, 平均猝发周期基本不依赖于门限.

() 通过对近壁区湍流数据库的分析, 进一步得到了平均猝发面积比. 不同 Reynolds 数时的平均猝发周期和平均猝发面积比的对比分析表明, 二者与 Reynolds 数基本无关.

参 考 文 献

- 1 Kline S L, Reynolds W C, Schraub F A, et al. The structure of turbulent boundary layers. *J Fluid Mech*, 1967, 30(4): 741~773
- 2 Kim J, Moin P, Moser R D. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *J Fluid Mech*, 1987, 177: 133~166
- 3 Gyr A, Schmid A. Turbulent flows over smooth erodible sand beds in flumes. *J Hydr Res IAHR*, 1997, 35(4): 525~544
- 4 Nino Y, Garcia M H. Experiments on Particle-turbulence Interactions in the near-wall region of an open channel flow: implications for sediment transport. *J Fluid Mech*, 1996, 326: 285~319
- 5 孙葵花, 舒 玮. 湍流猝发的检测方法. *力学学报*, 1994, 26(4): 488~493
- 6 Bogard D G, Tiederman W G. Burst detection with single-point velocity measurements. *J Fluid Mech*, 1986, 162: 389~413
- 7 Luchik T S, Tiederman W G. Timescale and structure of ejections and bursts in turbulent channel flows. *J Fluid Mech*, 1987, 174: 529~552
- 8 Kim J, Spalart P R. Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers at low Reynolds numbers. *Phys Fluids*, 1987, 30(11): 3326~3328
- 9 李 栋, 许春晓, 张兆顺. 利用子波分析对平壁湍流猝发现象的研究. *力学学报*, 2001, 33(2): 153~162
- 10 Zang T A. Numerical simulation of the dynamics of turbulent boundary layers: perspectives of a transition simulator. *Philos Trans R Soc London, Ser A*, 1991, 336: 95~102
- 11 姜 楠, 王振东, 舒 玮. 子波分析辨识壁湍流猝发事件的能量最大准则. *力学学报*, 1997, 29(4): 406~411
- 12 Moser R D, Kim J, Mansour N N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$. *Phys Fluids*, 1999, 11(4): 943~945
- 13 Blackwelder R F, Haritonidis J H. Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers. *J Fluid Mech*, 1983, 132: 87~103
- 14 Alfredsson P H, Johansson A V. Time scales in turbulent channel flow. *Phys Fluids*, 1984, 27(8): 1974~1981
- 15 Shah D A, Antonia R A. Scaling of the "bursting" period in turbulent boundary layer and duct flows. *Phys Fluids A*, 1989, 1(2): 318~325
- 16 Cao Z. Turbulent bursting-based sediment entrainment function. *J Hydr Engng ASCE*, 1997, 123: 233~236