

采用大涡 PIV 方法研究搅拌槽内湍流动能耗散率

刘心洪¹, 闵健¹, 潘春妹¹, 高正明¹, 陈文民²

(1. 北京化工大学化学工程学院, 北京 100029; 2. 中国中煤能源集团公司, 北京 100010)

摘要: 在槽径为 0.476 m 的六直叶涡轮桨搅拌槽内, 采用粒子图像测速仪(PIV)对桨叶区的流场进行了实验研究, 得到了桨叶区的平均流速和湍流动能(k)分布, 采用大涡 PIV 方法对湍流动能耗散率(ε)分布进行了估算, 计算了 ε 与 k 的相关系数. 结果表明大涡 PIV 方法能有效地估算 ε 分布; 桨叶区的射流向上倾斜, 两尾涡分布于射流两侧, 射流的倾角和两尾涡中心间距随射流向壁面运动而变化, 射流倾角先增大再减小, 相位角 $\theta=40^\circ$ 时达到最大值 13.2° , 两尾涡中心间距先减小再增大, $\theta=20^\circ$ 时达到最小值 0.0387(用槽径 T 无因次化); 湍流动能和湍流动能耗散率峰值均位于尾涡靠近射流的区域; 湍流动能和湍流动能耗散率的平均相关系数为 0.363, 射流核心区相关系数小于周边区域.

关键词: 粒子图像测速仪; 大涡模拟; 湍流动能; 湍流动能耗散率; 尾涡; 相关系数

中图分类号: TQ027

文献标识码: A

文章编号: 1009-606X(2008)03-0425-07

1 前言

搅拌反应器内湍流动能耗散率(ε)的大小及其分布是搅拌反应器内湍流结构的关键参数, 它直接影响微观混合效率和反应产物分布、多相体系的介观特性(如气-液分散体系的气泡大小及其分布、液-液分散体系的液滴大小及其分布)等, 因此研究 ε 的大小及其分布规律对搅拌反应器的优化及放大具有重要意义.

确定湍流动能耗散有多种方法. Tsinober 等^[1]用 21 根热线组合探针, 通过直接测量脉动速度梯度方法得到 ε . Andreopoulos 等^[2]用 9 根热线组合探针, 利用各向同性假设, 将 ε 的定义式简化为二维形式, 再用直接测量方法求得 ε . 湍流动能耗散主要在 Kolomogorov 尺度上发生, 测量时达到或接近该尺度才能得到较准确的 ε 值. 用探针直接测量 ε 在空间分辨率上受限制, 对流场本身也有一定的干扰. 激光-多普勒测速仪(Laser-Doppler Velocimeter, LDV)技术解决了测量对流场的干扰问题, Wu 等^[3,4]用 LDV 测量了 Rushton 桨搅拌槽内的流场, 计算了 ε . 粒子图像测速仪(Particle Image Velocimeter, PIV)技术突破了单点测量的限制, Baldi 等^[5]采用 PIV 通过直接测量方法计算了翼型桨搅拌槽内的 ε . 量纲分析法是一种比较简单的估算 ε 的方法, 但只能用于粗略估计. Wernersson 等^[6]用能谱法、Escudé 等^[7]用湍流动能平衡法计算了搅拌槽内的 ε . Sheng 等^[8]在 2000 年提出大涡 PIV 方法, 在 P-4 桨搅拌槽内计算 ε , 得到了较好的结果. 大涡 PIV 方法与直接测量方法相比对空间分辨率要求较低. Kilander 等^[9]用大涡 PIV 方法计算了翼型桨方槽内的 ε 分布.

Rushton 桨搅拌槽内的流体流动特性已经有广泛研究^[3,4,7,10,11], 但还没有文献报道用大涡 PIV 方法估算槽内角度解析 ε 分布. 本工作用大涡 PIV 方法估算 Rushton 桨搅拌槽内 6 个角度的 ε . 大涡 PIV 方法最突出的优点是对测量的空间分辨率要求比直接测量低得多, 由于湍流动能耗散发生在非常小的 Kolomogorov 尺度上, 现有测量技术一般很难达到如此高的分辨率, 从理论上讲用直接测量方法估算 ε 不合适. 根据湍流的串级理论^[12], 湍流动能产生于大尺度, 耗散于 Kolomogorov 尺度, 在介于两种尺度的惯性子区内湍流动能既不产生也不耗散, 只逐级传递, 且传递的能量等于在 Kolomogorov 尺度上耗散掉的能量, 惯性子区尺度比 Kolomogorov 尺度大得多. 大涡 PIV 方法正是依据这种理论, 不直接在 Kolomogorov 尺度上求 ε , 而是在惯性子区尺度上求得传递的湍流动能, 从而大大降低了对测量分辨率的要求. 本工作还用二维 PIV 方法得到了每个相位角度的平均流速和湍流动能 k , 仔细分析了尾涡和射流, 通过比较 k 与 ε 分布, 发现两者分布相似, 用相关系数分析了两者的关系.

2 实验装置

实验采用平底圆形有机玻璃搅拌槽, 内径 $T=476$ mm, 配置单层标准六直叶涡轮桨, 直径 $D=1/3T$, 距槽底距离 $C=T/3$, 全挡板条件, 挡板宽度为 $T/10$. 以清水为工作介质, 液位高度 $H=476$ mm, 如图 1 所示. 为避免圆形壁面对光的折射, 将搅拌槽安置在一个同样材质的长方形器皿内, 内部充满相同液位的清水介质. 示踪粒子为直径约 8~12 μm 的空心玻璃珠, 桨叶转速 $N=150$

r/min, 雷诺数 $Re=6.2 \times 10^4$.

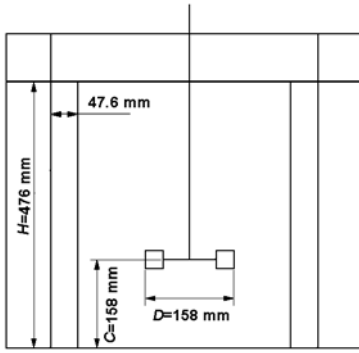


图1 实验装置图

Fig.1 Scheme of the experimental apparatus

本实验采用 TSI 公司的 PIV 系统. PIV 在间隔时间非常精确的 2 个时刻, 瞬间“冻结”住流场, 通过互相关算法运算, 得到在间隔时间内流场中大量示踪粒子的位移, 获得流场中一个平面内多点的速度. PIV 得到的速度矢量是查询区内速度的空间平均值, 查询区的边长代表 PIV 可分辨的最小长度. 本次实验的查询区为正方形, 边长为 0.648 mm.

PIV 测量区域为一长方形平面, 选择迪卡尔坐标系, 坐标轴 r, z, φ 分别代表径向、轴向、切向, 桨叶中心为原点, 待测平面为轴向和径向构成的平面. Nd:Yag(钕钇石榴石)激光器发出的激光束通过柱面透镜形成片光, 垂直于方槽的玻璃壁面射入圆柱形有机玻璃槽内, 片光与 z 轴重合. 用标准分辨率(4008×2672)的 CCD 相机拍摄流场中的粒子图像. 相机安放在与激光入射平面相邻的平面前, 拍摄区域集中在桨的叶端部及部分射流区. 桨叶相对于光平面的夹角(相位角)为 θ , 如图 2 所示. 在 $\theta=0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ 六个相位角度各拍摄 400 对图像.

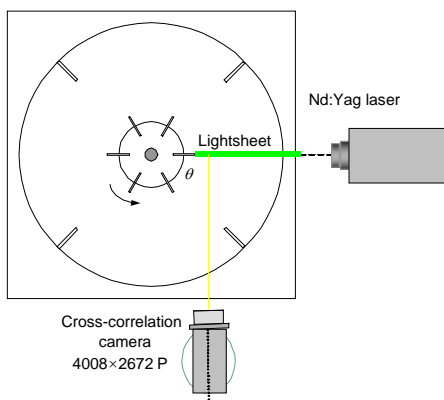


图2 装置俯视图

Fig.2 The planform of apparatus

3 大涡 PIV 方法

在较高雷诺数的流动中, 湍流动能产生于与积分尺度相当的大尺度脉动, 耗散于 Kolmogorov 尺度的脉动, 介于这两种尺度之间存在着范围较大的惯性子区, 湍流动能在惯性子区内既不产生也不耗散, 只从大尺度向小尺度传递. 惯性子区传递的湍流动能与在 Kolmogorov 尺度上耗散的湍流动能相等, 因此, 计算湍流动能耗散率只需计算出在惯性子区内传递的湍流动能^[6].

大涡模拟用位于惯性子区内的截断尺度对 Navier-Stokes(N-S)方程进行过滤, 直接计算可解尺度上的脉动, 对不可解尺度上的脉动用亚格子模型求解. 把瞬时量分解为可解尺度上的量和不可解尺度上的量:

$$u_i = \overline{U}_i + u_i'', \quad p = \overline{p} + p'', \quad (1)$$

其中, u_i, p 是瞬时速度和压力; $\overline{U}_i, \overline{p}$ 是滤波后可分辨的速度和压力, 即可解尺度上的速度和压力, PIV 实验得到的速度看作滤波后可分辨的速度; u_i'', p'' 是过滤掉的速度和压力, 即不可解尺度上的速度和压力.

对不可压缩 N-S 方程进行过滤, 得到大涡控制方程:

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{U}_i \overline{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3)$$

式(3)中, $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{U}_i \overline{U}_j$ 是亚格子应力张量. 将式(3)乘以 \overline{U}_i , 得到大涡动能控制方程, 即可解尺度的动能输运方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_{\text{res}}}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial k_{\text{res}}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\overline{p} \overline{U}_j + \nu \frac{\partial k_{\text{res}}}{\partial x_j} - \tau_{ij} \overline{U}_i \right) - \\ \nu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + 2 \tau_{ij} \overline{S}_{ij}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中, k_{res} 是可解尺度的湍流动能, \overline{S}_{ij} 是可解尺度的变形率张量,

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right). \quad (5)$$

式(4)中的最后一项表示从可解尺度传递到不可解尺度的动能, 等于在 Kolmogorov 尺度上耗散掉的动能, 因此得到湍流动能耗散率 ε 的计算式:

$$\varepsilon \approx \langle \varepsilon_{\text{SGS}} \rangle = -2 \langle \tau_{ij} \overline{S}_{ij} \rangle. \quad (6)$$

只要选定合适的亚格子模型 τ_{ij} , 通过式(6)就可求出 ε .

搅拌槽内雷诺数为

$$Re = D^2 N \rho / \mu, \quad (7)$$

其中, ρ 为工作介质水的密度, μ 为水的粘度, 得到 $Re = 6.2 \times 10^4$. 搅拌槽内流体处于完全湍流状态, 输入功率表示为

$$P = N_p \rho N^3 D^5, \quad (8)$$

其中, N_p 为功率准数. $Re = 6.2 \times 10^4$ 时, 功率准数取 4.6, 求得输入功率 $P = 7.08$ W. 平均湍流动能耗散率为

$$\bar{\varepsilon} = P / (\rho V), \quad (9)$$

其中, V 是搅拌槽内流体体积, $\bar{\varepsilon} = 0.0836$ W/kg. 平均 Kolmogorov 尺度

$$\eta = (\nu^3 / \bar{\varepsilon})^{1/4}, \quad (10)$$

$\eta = 0.0588$ mm. 查问区边长为 1.296 mm, 是 Kolmogorov 尺度的 22.0 倍, 显然用直接测量方法不可取, 因此采用大涡 PIV 方法计算湍流动能耗散率. 选用 Smagorinsky 亚格子模型

$$\tau_{ij} = -C_s^2 \Delta^2 |\bar{S}| S_{ij}, \quad (11)$$

式中, $\bar{S} = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}$, $C_s = 0.16$, 为 Smagorinsky 常数, Δ 为查问区长度, 为 1.296 mm, 通过二维 PIV 求得 $\partial \bar{U}_1 / \partial x_1$, $\partial \bar{U}_1 / \partial x_2$, $\partial \bar{U}_2 / \partial x_1$, $\partial \bar{U}_2 / \partial x_2$, 由式(2)求出 $\partial \bar{U}_3 / \partial x_3$, 把这 5 个速度梯度代入式(5)求得 S_{11} , S_{22} , S_{33} , S_{12} , S_{21} 的值, 再将这 5 个值代入式(11)和(6)求得 ε_{11} , ε_{22} , ε_{33} , ε_{12} , ε_{21} . 由于本工作使用的二维 PIV 系统难以求出 $\partial \bar{U}_1 / \partial x_3$, $\partial \bar{U}_3 / \partial x_1$, $\partial \bar{U}_2 / \partial x_3$, $\partial \bar{U}_3 / \partial x_2$, 以致 S_{13} , S_{31} , S_{23} , S_{32} 和 ε_{13} , ε_{31} , ε_{23} , ε_{32} 也难以求出. 为了得到 ε , 采用 Sheng 等^[8]的处理方法,

运用局部各向同性假设, 得

$$\varepsilon = 9/5 (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} + \varepsilon_{12} + \varepsilon_{21}). \quad (12)$$

4 结果与讨论

4.1 平均速度场

分别对 6 个相位角得到的速度场进行平均, 得到平均速度 \bar{u} 分布, 如图 3 所示.

图 3 中的 6 幅图分别是 6 个相位的平均速度场, 速度用叶端线速度 V_{tip} 无因次化, 坐标轴用槽径 T 无因次化. 流体从桨叶的上方和下方被吸入桨叶, 从桨叶前方喷出形成射流, 射流形成于桨叶运动的后方. 从图可以看出, $\theta = 10^\circ$ 时, 射流形成, 在桨叶上方和下方各有一个尾涡, 尾涡中心速度最小, 以尾涡中心代表尾涡位置, 上尾涡的位置 $(r/T, z/T)$ 为 $(0.156, 0.0374)$, 下尾涡的位置为 $(0.163, -0.036)$, 两尾涡之间的距离通过两尾涡的中心位置坐标求得, 如图 4 所示, 点 A 和 B 分别是 2 个尾涡的中心, AB 之距代表尾涡之间的距离, 用 d 表示. $\theta = 10^\circ$ 时, d 为 0.0737 (用槽径 T 无因次化), 图 5 显示了 d 随相位角的变化, d 在 $\theta = 10^\circ$ 时最大, $\theta > 10^\circ$, d 迅速减小, 在 $\theta = 20^\circ$ 时 d 达到最小值 (0.0387) , $\theta > 20^\circ$, d 开始增大, 一直到 $\theta = 50^\circ$, 从图中曲线的斜率分析, 在 $\theta = 10^\circ \sim 20^\circ$ 之间, d 随相位角的变化率最大.

2 个尾涡基本上对称分布在射流两侧, 射流射出方向略微向上, 与水平方向形成一定的夹角 (射流倾角 α), 近似等于两尾涡中心点中垂线与水平方向的夹角. 通过 2 个尾涡中心点的位置可算出 α , 图 5 显示了 α 同 θ 的关系, 在 $\theta = 10^\circ \sim 40^\circ$ 之间, α 都随 θ 增大而增大, 从斜率看出 α 在 $\theta = 30^\circ \sim 40^\circ$ 之间增加较快, 在 $\theta = 40^\circ$ 时 α 达到最大值 (13.2°) , $\theta > 40^\circ$, α 开始下降.

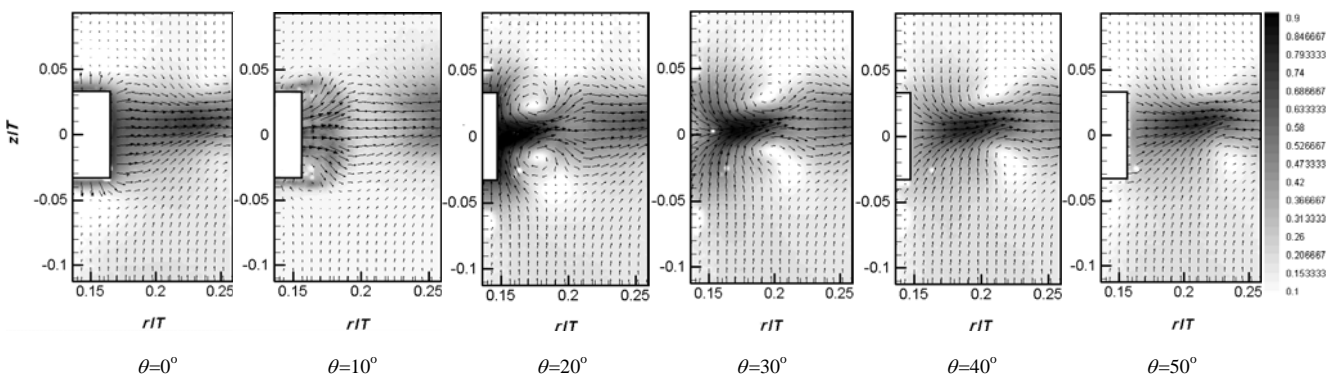


图 3 角度解析平均速度场
Fig.3 Angle-resolved mean velocity fields

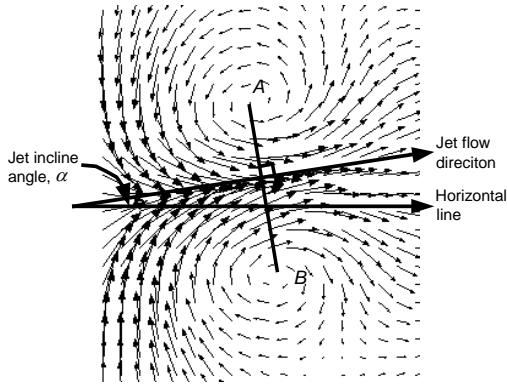


图 4 尾涡射流示意图
Fig.4 Scheme of trailing vortices and jet flow

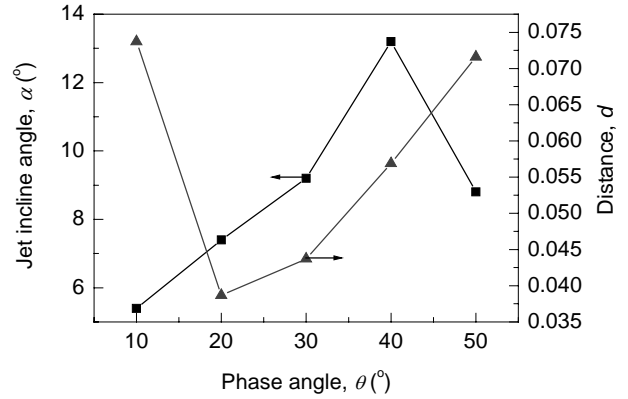


图 5 各相位角度的射流倾角和两尾涡间距
Fig.5 Jet incline angles and distances between vortices at different phase angles

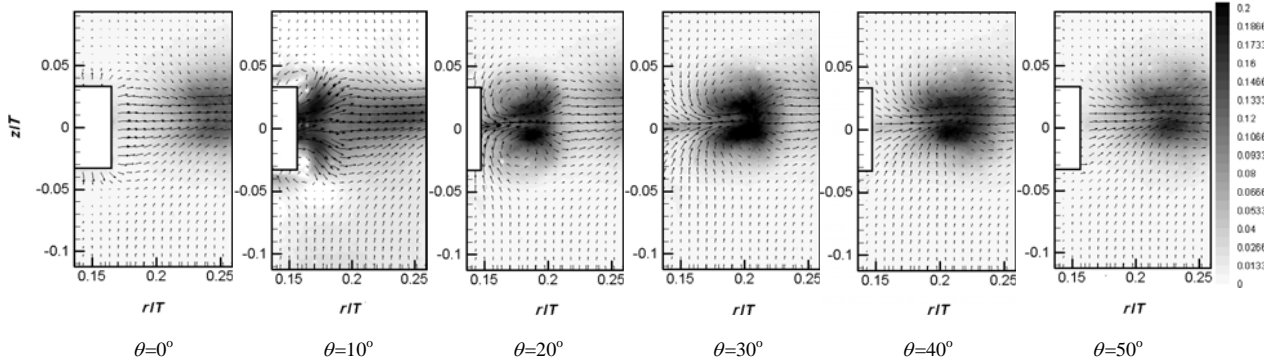


图 6 角度解析湍流动能分布
Fig.6 Angle-resolved turbulent kinetic energy distributions

4.2 湍流动能

湍流动能的表达式如下

$$k = 1/2 \overline{u_i u_i} = 1/2 (\overline{u_r^2} + \overline{u_z^2} + \overline{u_\phi^2}), \quad (13)$$

其中, u_r', u_z', u_ϕ' 分别为径向、轴向和切向的脉动速度. 由于本实验采用的是二维 PIV 系统, 不能得到切向速度, 运用局部各向同性假设, 得到切向速度为

$$\overline{u_\phi^2} = 1/2 (\overline{u_r^2} + \overline{u_z^2}). \quad (14)$$

将上式代入式(13), 得到用径向和轴向脉动速度计算湍流动能的表达式:

$$k = 3/4 (\overline{u_r^2} + \overline{u_z^2}). \quad (15)$$

图 6 显示了 6 个相位角度用 V_{up}^2 无因次化后的湍流动能 (k/V_{up}^2) 分布, 从图可以看出, 高的湍流动能分布于尾涡靠近射流区域. 这部分流体与射流接近, 具有较大的速度, 又在尾涡的作用下具有较大的剪切变形速率, 高速流体在剪切作用下形成了各种尺度的脉动. 湍流动能产生于大尺度脉动, 由于该部分大尺度脉动的大量存

在而形成了高湍流动能分布. 在 $0.15 < r/T < 0.25$, $-0.05 < z/T < 0.05$ 区域, 求出各相位湍流动能的平均值, 如图 7 所示. 可以看出, 随着相位角度的增加, 湍流动能先增大后减小, 在 $\theta=30^\circ$ 时达到最大值 0.0691 (用 V_{up}^2 无因次化).

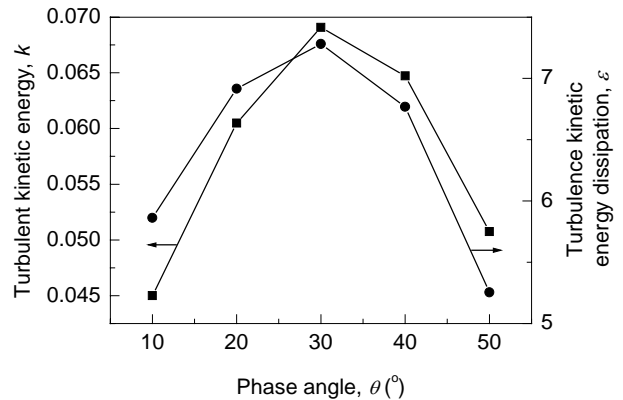


图 7 各相位角度射流处平均湍流动能和平均湍流动能耗散
Fig.7 Average turbulent kinetic energy and average turbulence kinetic energy dissipation in jet flow at different phase angles

4.3 湍流动能耗散率

通过式(12)求得湍流动能耗散率的分布,进行无因次化 $[\varepsilon/(D^2N^3)]$,如图 8 所示. $\theta=10^\circ$ 时,高端流动能耗散集中在桨叶上下 2 个尾涡区和射流区,3 个区域基本互不连通.随着 θ 增大,射流向槽壁运动,两尾涡之间距离减小, $\theta=20^\circ$ 时,3 个区域合到一起,形成一个高端流动能耗散率区,与湍动能分布相似,峰值都集中在尾涡靠近射流区域.为了分析湍流动能耗散率随相位角

度的变化,在 $0.15 < r/T < 0.25$ 和 $-0.05 < z/T < 0.05$ 区域,求出各相位湍流动能耗散率的平均值.图 7 显示了射流区湍流动能耗散率平均值随相位角度的变化,随着 θ 增大,湍流动能耗散率先增大后减小.在 $\theta=30^\circ$,湍流动能耗散率最大,为 7.28(用 D^2N^3 无因次化).湍流动能和湍流动能耗散率随着射流向壁面运动都存在着先增大后减小的规律,且都在 $\theta=30^\circ$ 达到最大值.

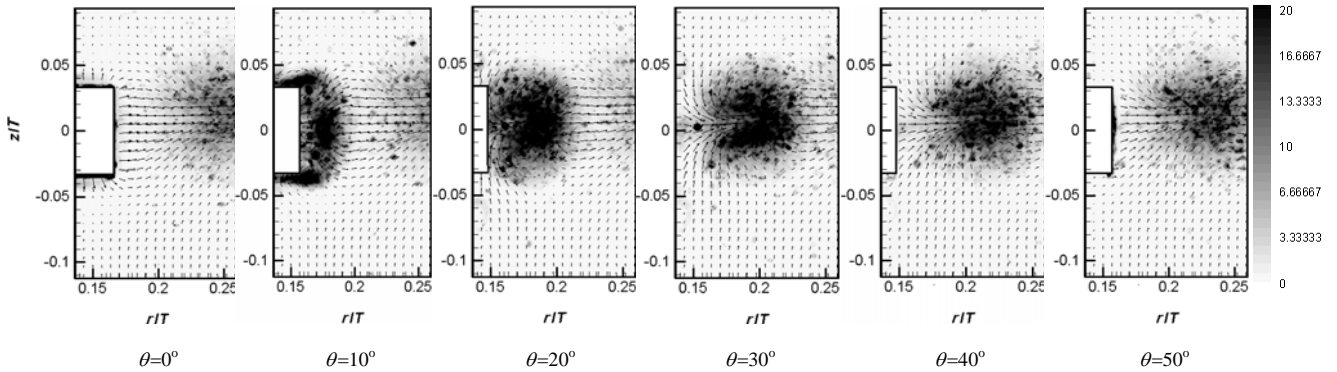


图 8 角度解析湍流动能耗散分布
Fig.8 Angle-resolved turbulent kinetic energy dissipation distributions

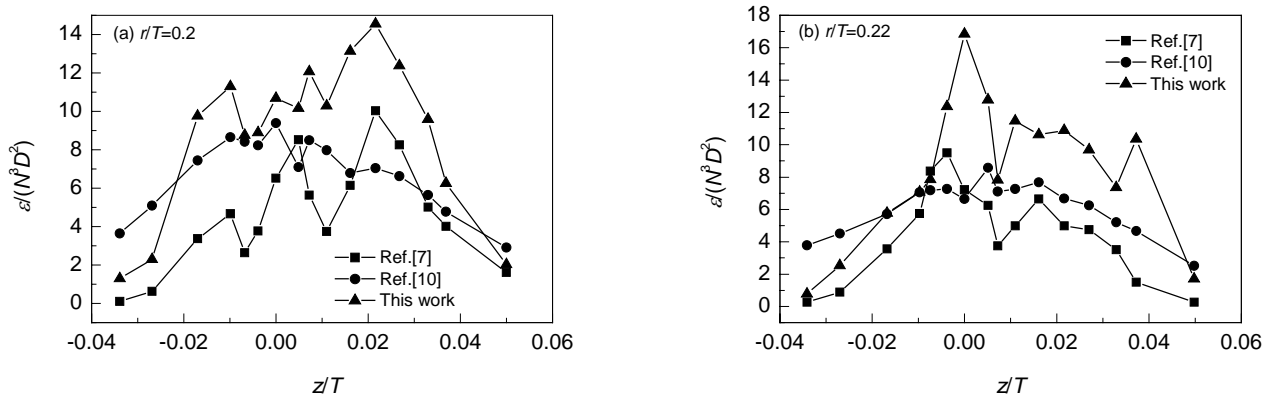


图 9 不同研究者所得轴向 ε 无因次化后的比较
Fig.9 Comparison of axial profiles of normalized ε of other researchers

将上述 6 个相位角度的湍流动能耗散率平均,取 $r/T=0.2$ 和 0.22 处的值与 Escudé 等^[7]和 Baldi 等^[10]所得结果进行比较,如图 9 所示.3 组曲线的趋势基本一致,峰值均位于射流区域附近,因此本实验采用的大涡 PIV 方法是可行的.然而,湍流动能耗散率的测量是一项复杂的任务,任何一种方法都有局限性. Escudé 等^[7]用湍流动能平衡法计算了湍流动能耗散率,在计算过程中忽略了压力速度相关项,引入一定的误差. Baldi 等^[10]用直接测量方法得到湍流动能耗散率,要求 PIV 的分辨率接近 Kolmogorov 尺度,但实验的 PIV 空间分辨率大于

Kolmogorov 尺度,导致实验结果偏小.本实验所采用的大涡 PIV 方法避开了空间分辨率的限制,但也存在一些缺陷.首先,本实验采用的是二维 PIV 系统,运用了各向同性假设;其次,Smagorinsky 亚格子模型中给定的 C_s 是一个常数,而不是根据当地的流场情况确定,这都会给实验结果带来误差.

4.4 湍流动能耗散率和湍流动能的比较

比较湍流动能分布和湍流动能耗散率分布可以发现,在高分布区 $[k/V_{up}^2 > 0.2, \varepsilon/(D^2N^3) > 20]$,两者的分布比较相似,都分布于尾涡靠近射流的区域.这是由于这部

分流体既具有较高的速度又具有较大的剪切形变速率, 高速流体被剪切为一系列湍涡. 大尺度湍涡产生了高的湍流动能, 小尺度湍涡产生了高的湍流动能耗散率. 因此该区域既有较高的湍流动能又有较高的湍流动能耗散率.

为了了解湍流动能和湍流动能耗散率之间的关系, 求出各点湍流动能耗散率和湍流动能的相关系数, 取值一般介于-1~1 之间, 绝对值越大表示两者的关系越密切. 各点湍流动能耗散率和湍流动能的相关系数计算式如下:

$$R(k, \varepsilon) = \frac{\sum_{n=1}^{400} (k_n - k)(\varepsilon_n - \varepsilon)}{\sqrt{\sum_{n=1}^{400} (k_n - k)^2 \sum_{n=1}^{400} (\varepsilon_n - \varepsilon)^2}}, \quad (16)$$

求得平均相关系数为 0.363, 如图 10 所示. 从图可以看到, 在射流区相关系数普遍小于其他区域. 由于湍流动能产生于大尺度脉动, 耗散于小尺度脉动, 湍流动能主要受大尺度脉动的影响, 而湍流动能耗散主要由小尺度脉动控制, 本实验的 Re 较大, 湍流动能谱和耗散谱分离程度较大, 两种尺度的脉动之间联系较小, 因此相关系数较小. 在射流区, 湍动程度大于其他区域, 该区域的湍流动能谱和耗散谱分离程度更大, 两种尺度之间的联系较其他区域更小, 所以射流区的相关系数普遍小于其他区域.

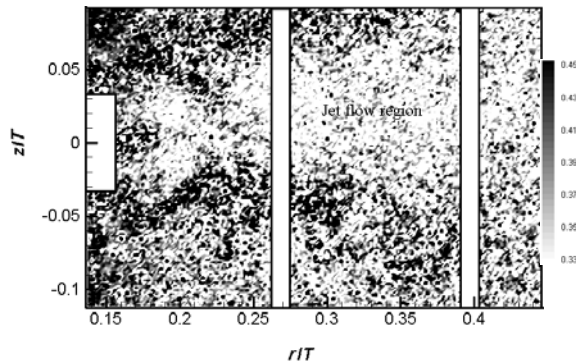


图 10 $\theta=20^\circ$ 时湍流动能与湍流动能耗散的相关系数分布
Fig.10 Correlation coefficient distribution of turbulence kinetic energy dissipation and turbulent kinetic energy at $\theta=20^\circ$

5 结论

采用 PIV 方法对六直叶涡轮桨搅拌槽内的流场进行了测量, 得到了速度分布和湍流动能分布. 由于 PIV 空间分辨率的限制, 用大涡 PIV 方法估算了湍流动能耗散率, 得到了较好的结果. 为了比较湍流动能耗散率和湍流动能的关系, 求得了两者的相关系数. 可以得到以

下结论:

(1) 六直叶涡轮桨桨叶扫过处产生射流, 射流方向与水平方向形成一定夹角(射流倾角 α), 随射流向壁面运动发生变化, 相位角 $\theta=40^\circ$ 时 α 达到最大值 13.2° , 射流的上下各形成一个尾涡, 两尾涡距离随射流运动而变化, $\theta=20^\circ$ 时两尾涡距离最小, 为 0.0387 (用槽径 T 无因次化).

(2) 湍流动能和湍流动能耗散率的峰值均位于尾涡靠近射流的区域.

(3) 湍流动能和湍流动能耗散率随着相位角的增加先增大后减小, 且两者都在 $\theta=30^\circ$ 达到最大值.

(4) 用相关系数计算了湍流动能和湍流动能耗散率的关系, 平均相关系数为 0.363. 在射流区相关系数普遍小于其他区域, 这是因为在射流区, 湍动程度大于其他区域, 该区域的湍流动能谱和耗散谱分离程度更大, 两种尺度之间的联系较其他区域更小.

符号表:

C	桨叶离底距离 (mm)	C_s	Smagorinsky 常数
d	两尾涡之间的距离	D	桨叶直径 (mm)
H	液位高度 (mm)	k	湍流动能 (m^2/s^2)
k_{res}	可解尺度湍流动能 (m^2/s^2)	N	桨叶转速 (r/min)
N_p	功率准数	p	瞬时压力 (Pa)
p_i'	不可解尺度压力 (Pa)	\bar{p}	可解尺度压力 (Pa)
P	输入功率 (W)	R	相关系数
\bar{S}_{ij}	可解尺度的变形率张量 (s^{-1})	T	搅拌槽内径 (mm)
\bar{u}	平均速度 (m/s)	u_i	瞬时速度 (m/s)
u_i'	脉动速度 (m/s)	u_i''	不可解尺度速度 (m/s)
\bar{U}_i	可解尺度速度 (m/s)	V	水的体积 (m^3)
V_{tip}	叶端线速度 (m/s)	α	射流倾角 ($^\circ$)
ε	湍流动能耗散率 (m^2/s^3)	η	Kolmogorov 尺度 (mm)
μ	粘度 (Pa·s)	ν	动力粘度 (m^2/s)
θ	相位角 ($^\circ$)	ρ	水的密度 (kg/m^3)
τ_{ij}	亚格子应力 (m^2/s^2)		

参考文献:

- [1] Tsinober A, Kit E, Dracos T. Experimental Investigation of the Field of Velocity Gradients in Turbulent Flows [J]. J. Fluid Mech., 1992, 242: 169-192.
- [2] Andreopoulos Y, Honkan A. Experiments of Rotation, Strain, and Dissipation Rate Tensors in Turbulent Flows [J]. Measurement Science and Technology, 1996, 7: 1462-1476.
- [3] Wu H, Patterson G K. Laser Doppler Measurements of Turbulence Flow Parameters in a Stirred Mixer [J]. Chem. Eng. Sci., 1989, 44: 2207-2221.
- [4] Wu H, Patterson G K, Van Doorn M. Distribution of Turbulence Energy Dissipation Rates in a Rushton Turbine Stirred Mixer [J]. Experiments in Fluids, 1989, 8: 153-160.
- [5] Baldi S, Yianneskis M. On the Direct Measurement of Turbulence Energy Dissipation in Stirred Vessels with PIV [J]. Ind. Eng. Chem. Res., 2003, 42: 7006-7016.
- [6] Wernersson E S W, Tragardh C. Scale-up of Rushton Turbine Agitated Tanks [J]. Chem. Eng. Sci., 1999, 54: 4245-4256.
- [7] Escudé R, Liné A. Experimental Analysis of Hydrodynamics in a Radially Agitated Tank [J]. AIChE J., 2003, 49(3): 585-603.
- [8] Sheng J, Meng H, Fox R O. A Large Eddy PIV Method for Turbulence

- Dissipation Rate Estimation [J]. Chem. Eng. Sci., 2000, 55: 4423–4434.
- [9] Kilander J, Rasmuson A. Energy Dissipation and Macro Instabilities in a Stirred Square Tank Investigated Using an LE PIV Approach and LDA Measurements [J]. Chem. Eng. Sci., 2005, 60: 6844–6856.
- [10] Baldi S, Yianneskis M. On the Quantification of Energy Dissipation in the Impeller Stream of a Stirred Vessel from Fluctuating Velocity Gradient Measurements [J]. Chem. Eng. Sci., 2004, 59: 2659–2671.
- [11] Lee K C, Yianneskis M. Turbulence Properties of the Impeller Stream of a Rushton Turbine [J]. AIChE J., 1998, 44(1): 13–23.
- [12] 张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流理论与模拟 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2005. 75–78.

Investigation of Turbulence Kinetic Energy Dissipation Rate in a Stirred Tank Using Large Eddy PIV Approach

LIU Xin-hong¹, MIN Jian¹, PAN Chun-mei¹, GAO Zheng-ming¹, CHEN Wen-min²

(1. College of Chemical Engineering, Beijing University of Chemical Technology, Beijing 100029, China;

2. China National Coal Group Corporation, Beijing 100010, China)

Abstract: The flow field of impeller region in a Rushton impeller stirred tank with a diameter of 0.476 m was measured using particle image velocimeter (PIV). Average velocity and turbulent kinetic energy k distribution were obtained. Turbulence kinetic energy dissipation rate ε was estimated by using a large eddy PIV approach. Cross-correlation coefficient of ε and k was calculated to analyze the relation between them. The results show that the large eddy PIV approach could effectively estimate ε distribution. Impeller stream inclines slightly upwards, accompanied with two vortices on both sides of the stream. The incline angle of impeller stream and the distance between the centers of two vortices changes as the stream moves towards the tank wall. The incline angle increases before the phase angle $\theta=40^\circ$, then decreases with the maximal value 13.2° at $\theta=40^\circ$. The distance between the centers of two vortices decreases before $\theta=20^\circ$, then increases with the minimum value 0.0387 (normalized by the tank diameter T) at $\theta=20^\circ$. The peaks of turbulent kinetic energy and turbulence kinetic energy dissipation are both located in the vortex region near the jet flow. Average cross-correlation coefficient of ε and k is equal to 0.363, the cross-correlation coefficient in the center impeller stream is larger than that in the other parts of the region.

Key words: particle image velocimeter; large eddy simulation; turbulent kinetic energy; turbulence kinetic energy dissipation rate; trailing vortex; cross-correlation coefficient