

文章编号:1000-8055(2009)07-1464-06

两相圆湍射流颗粒弥散与速度相似性大涡模拟

王 兵, 张会强, 王希麟

(清华大学 航天航空学院 北京市 3E 能源重点实验室, 北京 100084)

摘 要: 气相采用大涡模拟方法、颗粒相采用拉格朗日轨道模型,对高雷诺数两相圆湍射流进行了数值模拟,研究了一种中等 Stokes 颗粒在大尺度涡结构中弥散特点以及两相速度统计特征。研究表明,颗粒弥散同时受流动涡结构和颗粒惯性决定,颗粒在涡结构的边缘或者涡与涡交织区域颗粒数密度高,形成倾向性分布。沿中心轴线两相平均速度衰减不同,颗粒相速度衰减慢于气相。射流近场两相速度沿径向变化显著,在射流远场两相平均速度都具有相似性,沿径向颗粒相平均速度衰减慢、分布平稳。

关 键 词: 大涡模拟; 两相圆湍射流; 颗粒倾向性分布; 速度相似性

中图分类号: O359

文献标识码: A

Large-eddy simulation of particle dispersion and velocity similarity in a two-phase round turbulent jet

WANG Bing, ZHANG Hui-qiang, WANG Xi-lin

(Beijing 3E Energy Key Laboratory, School of Aerospace,
Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: A high-Reynolds two-phase round turbulent jet was numerically simulated by means of large eddy simulation for gas-phase and particle trajectory model for particle-phase. The dispersion behavior of particles with median Stokes number in large scale structures was studied. Two-phase statistical velocities were compared with each other. It's shown that particle dispersion is dominated both by large eddy structures and particle inertia, resulting in a high particle concentration distribution in the edge of vortex structures or interlaced regions of vortexes (called as particle preferential distribution). The decaying rate of two-phase velocity in the axial direction is different, and the particle-phase velocity decays slower than that of gas-phase. In the near field, two-phase velocities differ from each other significantly. In the far field, two-phase mean velocities are similar, and particle velocity decays radially slower.

Key words: large-eddy simulation; two-phase round turbulent jet;
particle preferential distribution; velocity similarity

负载多分散颗粒的两相射流在动力与发动机工程以及其它工业领域中广泛应用,例如发动机中的喷射、固体火箭发动机喷管射流等。近年来,采用大涡模拟或者直接模拟对单相射流进行了大量数值模拟研究,例如 Verzicco 和 Orlandi^[1], Boersma 与其合作者^[2-3], Yuan 与其合作者^[4-5],

Schluter 和 Schonfeld^[6]等的代表性工作。与单相射流相比较,颗粒的弥散和湍流的调制是两相射流研究的重点。一般来说,连续相涡结构主导颗粒的弥散过程,离散颗粒的弥散又会影响涡结构的演化。颗粒尺寸和材质密度发生变化时,颗粒在湍流涡中的弥散发生变化,湍流调制规律相应改变^[7]。

收稿日期: 2008-07-01; **修订日期:** 2009-01-05

基金项目: 国家自然科学基金(50706021); 高校博士点基金(20070003018)

作者简介: 王兵(1977-),男,河北唐山人,博士生,主要从事动力推进技术与湍流多相流动、燃烧研究。E-mail:wbting@thu.edu.cn.

对于两相圆湍射流,颗粒在大尺度拟序结构中的扩散以及两相速度的统计特性研究还不深入. Uchiyama 和 Ichikawa^[8]用三维涡方法模拟了两相射流, Yuu 和其合作者^[9-10]采用直接模拟的方法模拟了低雷诺数两相射流,与 LDA (laser Doppler anemometer) 试验结果进行了比较. 近来, Almeida 和 Jaber^[11]采用大涡模拟的方法对 Gilland^[12]等人的试验工况进行了研究,比较了两相速度的统计特征,发现大颗粒的两相速度相关项沿轴线方向减弱,他们认为这主要是由两相滑移速度的变大而导致的. 实际上,射流近场涡结构的演变决定了整个射流场的流动结构和特征,关注射流近场的两相圆湍射流的研究对两相湍流控制和机理研究具有重要意义.

本文气相采用大涡模拟方法、颗粒相采用拉格朗日轨道模型,对负载一种大 Stokes 颗粒的高雷诺数两相圆湍射流的涡结构演变以及颗粒的弥散进行研究,对两相速度的统计进行分析,尤其关注远近场不同,比较分析射流近场和远场两相速度特征.

1 物理模型和数值模拟方法

1.1 流动构型

图1是本文数值研究的圆湍射流的几何构型,图中还显示了计算域的大小. 其中,喷嘴直径 $D=0.015\text{ m}$,射流中心轴向速度 U_{jc} 为 20 m/s ,基于二者的雷诺数为 $20\,000$,计算域取为轴向 $25D$,径向 $4D$,周向 2π . 计算域三个方向的网格数为 $256 \times 64 \times 256$.

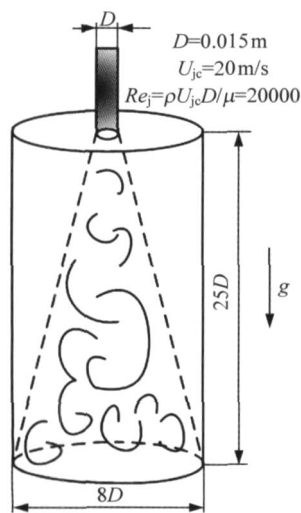


图1 计算几何构型示意图

Fig. 1 Sketch of the computational geometry

1.2 气相数值拟方法

本文对气相采用大涡模拟的求解方法. 采用柱坐标系,为了避免轴线奇异性,采用了如下的变量变换

$$q_r = rv_r, \quad q_\theta = v_\theta, \quad q_z = v_z \quad (1)$$

其中 r 是半径; v_r, v_θ 和 v_z 分别是径向、周向和轴向速度. 计算中采用了标准的 Smagorinsky 亚格子模式

$$\nu_t \triangleq (C_s \Delta)^2 |\bar{S}| = (C_s \Delta)^2 \sqrt{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (2)$$

其中 $\bar{S}_{ij}$ 是过滤速度场的应变率张量 ($i, j = r, \theta, z$), Δ 是过滤尺度,即 $\Delta = (r \Delta r \Delta \theta \Delta z)^{1/3}$. 本文中 C_s 取为 0.13 .

控制方程采用有限差分方法离散. 黏性项采用二阶中心差分格式,对流项采用混合的偏斜对称格式,以更好的消除偏斜误差. 时间推进采用三阶的 Runge-Kutta 算法.

本文采用了管流入口条件,即

$$\begin{cases} \bar{q}_r(r, \theta, 0) = q_{z0} \left(1 - \frac{2r}{D}\right)^{1/8}, \quad \frac{\partial \bar{q}_r}{\partial z} = \frac{\partial q_{z0}}{\partial z} = 0 \\ \left\{ z = 0, 0 \leq \frac{r}{D} \leq 0.5 \right\} \\ \bar{q}_z(r, \theta, 0) = 0, \quad \frac{\partial \bar{q}_z}{\partial z} = \frac{\partial q_{z0}}{\partial z} = 0 \\ \left\{ z = 0, 0.5 < \frac{r}{D} \leq R_L \right\} \end{cases} \quad (3)$$

为了激发射流流体和周围流体的自由剪切不稳定性,速度入口剖面施加一定的非定常扰动. 出口采用了改进的无反射 Sommerfeld 开口边界条件

$$\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} + q_{zcon} \frac{\partial \bar{q}_r}{\partial z} = \frac{C_1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\tau}_{rr} \right) + \frac{\partial \bar{\tau}_{r\theta}}{\partial \theta} - \bar{\tau}_{\theta\theta} \right) \quad (4a)$$

$$\frac{\partial \bar{q}_\theta}{\partial t} + q_{zcon} \frac{\partial \bar{q}_\theta}{\partial z} = \frac{C_1}{\rho} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \bar{\tau}_{r\theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\tau}_{\theta\theta}}{\partial \theta} \right) \quad (4b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q}_z}{\partial t} + q_{zcon} \frac{\partial \bar{q}_z}{\partial z} = \\ \frac{C_1}{\rho} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\tau}_{rz} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\tau}_{r\theta}}{\partial \theta} - \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{q}_\theta}{\partial z} \right] \right\} \end{aligned} \quad (4c)$$

其中 q_{zcon} 是大尺度涡的流向输运速度; C_1 是黏性调整系数,本文取 0.8 . 径向采用无穷远开口条件,轴向设置为周期性边界条件.

上述方程中变量符号上方的“-”表示滤波之后的物理量.

1.3 颗粒相数值算法

颗粒采用拉格朗日轨道模型. 颗粒设置为相

同直径 d_p 和材料密度 ($\rho_p = 1\,020\text{ kg/m}^3$) 的无蒸发固体刚性质点颗粒. 颗粒气载比小于 5%, 忽略颗粒碰撞和反向耦合. 在如上的假设下, 颗粒的控制力主要为拖曳力.

本文中所研究的颗粒密度远远大于气相密度, 可以忽略亚格子尺度脉动对颗粒运动的影响. 沿颗粒运动轨迹

$$\begin{cases} \frac{dv_{pr}}{dt} = \frac{f(v_{r@p} - v_{pr})}{\tau_p} + \frac{v_p^2 \theta}{r} \\ \frac{dv_{p\theta}}{dt} = \frac{f(v_{\theta@p} - v_{p\theta})}{\tau_p} - \frac{v_{pr} v_{p\theta}}{r} \\ \frac{dv_{pz}}{dt} = \frac{f(v_{z@p} - v_{pz})}{\tau_p} + g \end{cases} \quad (5)$$

$$\frac{dx_p}{dt} = v_p \quad (6)$$

其中 $v_{@p}$ 是颗粒所在位置处的气相速度矢量; v_p 是颗粒速度矢量; g 是重力加速度; f 是拖曳力修正系数. $v_{@p}$ 由二阶精度的拉格朗日插值获得

$$v_{@p}(x_p, y_p, z_p) = \sum_{i=1}^{n/2} \sum_{j=1}^{n/2} \sum_{k=1}^{n/2} \left[\prod_{\substack{l=1 \\ (l \neq i)}}^{n/2} \frac{x_p - x_l}{x_i - x_l} \prod_{\substack{l=1 \\ (l \neq j)}}^{n/2} \frac{y_p - y_l}{y_j - y_l} \prod_{\substack{l=1 \\ (l \neq k)}}^{n/2} \frac{z_p - z_l}{z_k - z_l} \right] v_{i,j,k} \quad (7)$$

其中 i, j, k 和 l 代表气相网格的指标, (x_p, y_p, z_p) 是颗粒位置坐标.

颗粒运动方程和位移方程采用 3 阶精度的 Adams-Bashforth 格式. 在数值模拟中, 每隔 100 个无量纲时间步, 向流场中释放 20 个颗粒.

2 结果与分析

2.1 涡结构和颗粒弥散

图 2 给出了不同时刻单相射流中心线截面涡量等值线图. 对本文研究的射流, 从周向涡量判断流动在 $5D \sim 7D$ 位置处开始失稳产生涡环, 涡环在向下游输运过程中不断发展, 被拉伸成小尺度涡. 在 $z > 20D$ 的流场, 涡尺度小, 横向扩散范围大, 流动进入充分发展湍流.

与图 2 的时刻相对应, 图 3 给出了颗粒位置的分布图. 图中显示的颗粒 Stokes 数 (流动的特征时间基于 D/U_{jc}) 为 185, 属于中等惯性颗粒范围. 在 $z < 10D$ 范围内, 颗粒受气相涡影响小, 处于剪切区 (射流主流和周围环境流交界区域) 的颗粒按螺旋方式运动. 在湍流的充分发展区域, 颗粒

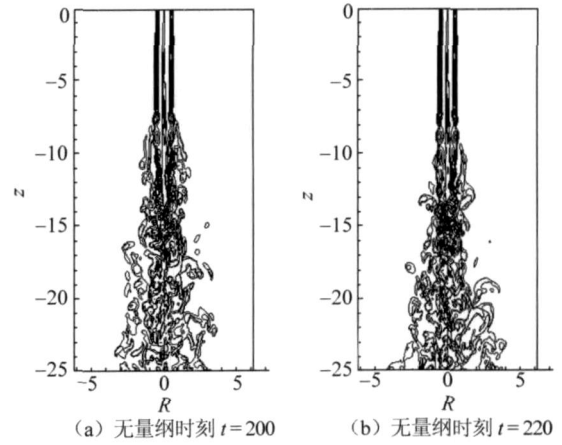


图 2 不同时刻大尺度涡的空间演化图
Fig. 2 Evolution of large scale vortex at different non-dimensional time

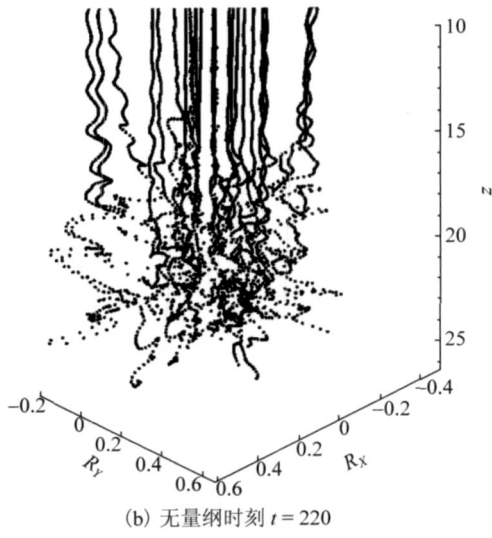
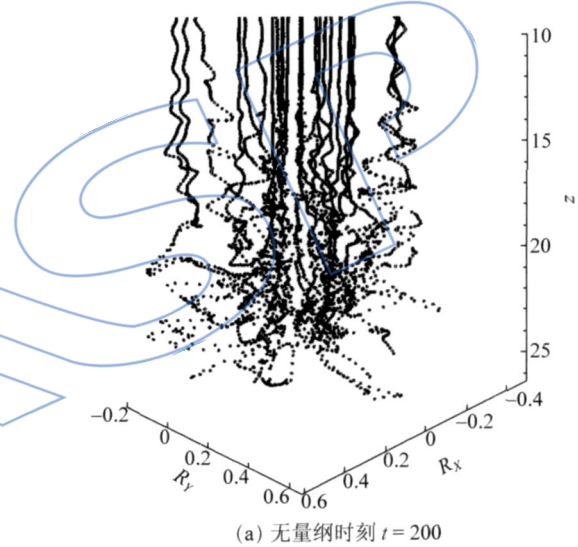


图 3 不同瞬时刻颗粒空间位置分布图
Fig. 3 Particle spatial distribution at different non-dimensional time

弥散同时受流动涡结构和颗粒惯性决定,因此颗粒在涡结构的边缘或者涡与涡交织区域颗粒数密度高,并且颗粒可以穿过较低涡量的涡核心区域,形成倾向性分布.

2.2 两相速度统计特征

图 4 给出了射流半宽沿轴线位置的变化.一般来说,对于充分发展的射流,射流半宽与轴线位置有如下线性增长关系

$$\delta_{0.5} = \alpha(z/D - z_0/D) \tag{8}$$

其中 α 为线性增长率,一般为 0.08~0.09 的常数,

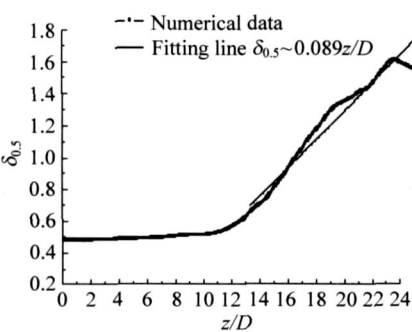
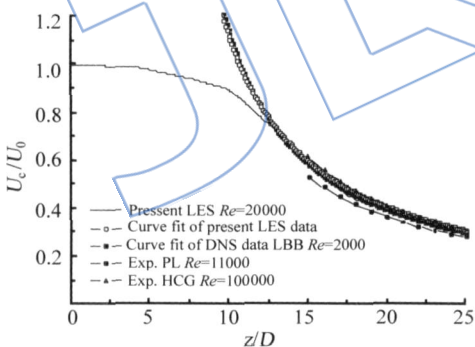


图 4 射流半宽增长
Fig. 4 Increase of jet half-width



(a) 气相平均速度

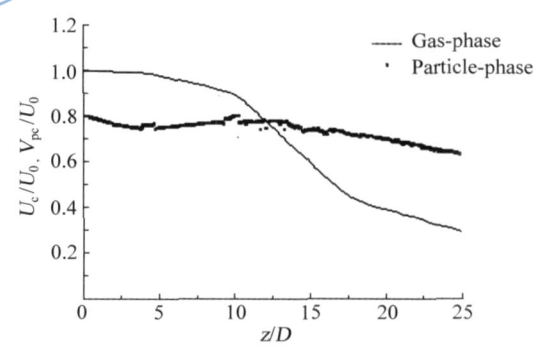
z_0 为射流的虚拟原点.由本文计算数据拟合得到的射流半宽增长率为 0.089.

图 5 给出了两相轴向平均速度沿中心轴线的变化.气相数据与已有直接数值模拟合实验结果进行了比较,符合良好.气相射流充分发展后,流动具有相似性.对于本文研究的工况,射流在 $z/D > 12$ 进入充分发展,轴向平均速度按照如下拟合关系衰减.

$$U_c/U_0 = B_u/(z/D - z_0/D) \tag{8}$$

其中 B_u 是速度衰减率,这里为 6.31; z_0 为射流虚拟原点,这里为 4.41D.表 1 列出了数值模拟或者实验测得的速度衰减率常数以及虚拟坐标原点数值,本文研究结果与已有研究结果比较符合良好.

图 5(b)还给出了颗粒相轴向平均速度沿轴线变化的情况.在喷嘴出口即射流进口,颗粒的轴向速度设置为 $0.8U_0$.颗粒相速度沿轴线衰减慢,衰减速度小于气相.在射流发展阶段 $z/D < 5$,有非常微弱的衰减,之后基本保持不变,进入充分发展阶段 $z/D > 12$,颗粒速度衰减加快,但仍小于气相速度的衰减.从射流喷嘴位置到射流出口 $z/D = 25$,气相速度衰减 70%,而颗粒相速度只衰减 23%.



(b) 颗粒相平均速度

图 5 两相轴向平均速度统计结果

Fig. 5 Statistical results of two phase mean velocities in the axial direction

表 1 平均流参数比较

Table 1 Comparison of mean flow parameters

文献	[2]	[13]	[14]	[15]	[16]	本文
雷诺数	2.4×10^3	8.7×10^4	1.0×10^5	1.1×10^4	1.0×10^5	2.0×10^4
单相/两相	单相	单相	单相	单相	单相	两相
衰减率常数 B_u	5.9	5.9	5.7	6.1	5.8	6.31
虚拟原点 z_0	4.9	-	3	-	4.0	4.41

图 6 给出了射流近场和射流远场不同轴向位置处气相轴向平均速度的分布. 其中横坐标 $\eta = r/(z - z_0)$ 是无量纲的径向位置. 在射流近场, 不同位置处轴向速度的剖面变化显著, 不具相似性. 远离射流喷嘴, 轴向速度沿径向扩散显著. 在射流远场, 不同截面位置处的轴向速度具有相似性, 即 U_z/U_c 和 η 的关系与轴向位置无关. 本文数值模拟结果与先前实验结果或直接数值模拟结果

相符.

图 7 给出了射流近场和射流远场不同轴向位置处颗粒相轴向平均速度的分布. 在射流近场, 不同位置处速度轴向速度的剖面变化显著, 不具相似性. 远离射流喷嘴, 轴向速度沿径向扩散显著. 在射流远场, 不同截面位置处的轴向速度具有相似性, 并且在径向的衰减远远小于气相, 速度分布平缓.

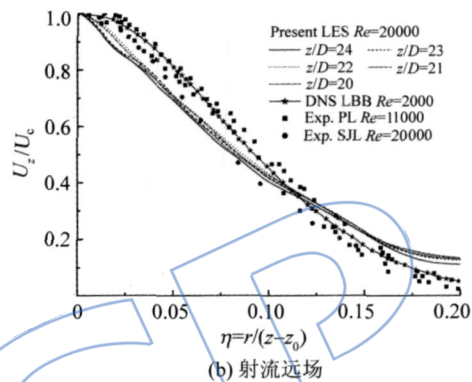
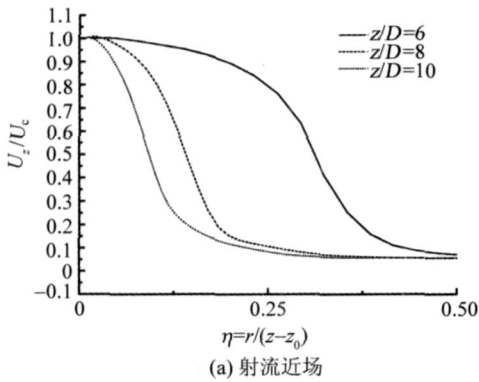


图 6 射流近场和远场不同轴向位置处气相轴向平均速度分布

Fig. 6 Gas-phase mean velocities in the axial direction at different positions in the near field and the far field

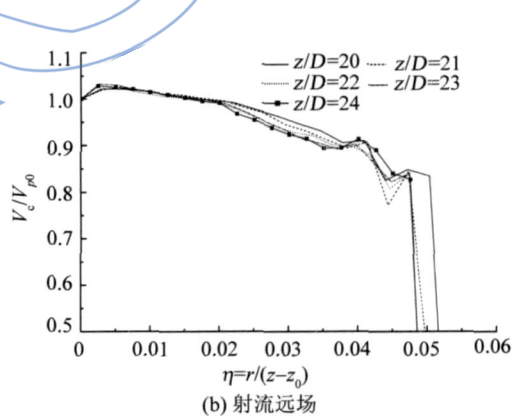
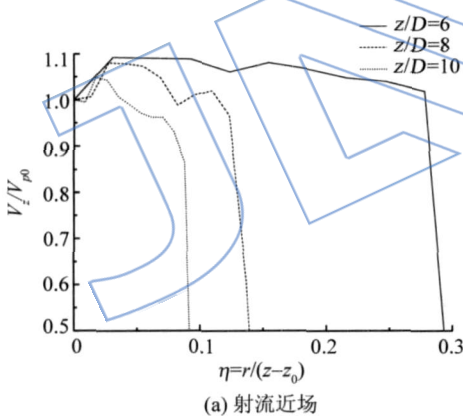


图 7 射流近场和远场不同轴向位置处颗粒相轴向平均速度分布

Fig. 7 Particle-phase mean velocities in the axial direction at different positions in the near field and the far field

3 结 论

气相采用大涡模拟方法、颗粒相采用拉格朗日轨道模型对雷诺数为 20 000 的两相圆湍射流进行了数值模拟, 研究了一种 Stokes 颗粒为 158 的颗粒在大尺度涡结构中弥散特点以及两相速度统计特征.

在射流近场, 流动从层流向湍流转捩, 惯性颗粒运动受气相影响小, 在剪切区螺旋运动. 在射流远场, 颗粒弥散同时受流动涡结构和颗粒惯性决定, 颗粒在涡结构的边缘或者涡与涡交织区域颗

粒数密度高, 形成倾向性分布.

文中计算得到的射流半宽、速度统计结果以及气相速度平均流参数(衰减常数和虚拟原点)与理论研究、已有数值模拟或实验结果相符. 沿中心轴线两相平均速度衰减不同, 颗粒相速度衰减慢于气相. 射流近场两相速度沿径向变化显著; 在射流远场两相平均速度都具有相似性, 沿径向颗粒相平均速度衰减慢分布平稳.

参考文献:

[1] Verzicco F L, Orlandi P. Direct simulations of the transi-

- tional regime of a circular jet[J]. *Physics of Fluids*, 1994, 6(2): 751-759.
- [2] Boersma B J, Brethouwer G, Nieuwstadt F T M. A numerical investigation on the effect of the in flow conditions on the self-similar region of a round jet[J]. *Physics of Fluids*, 1998, 10: 899-909.
- [3] Lubbers C L, Brethouwer G, Boersma B J. Simulation of the mixing of a passive scalar in a round turbulent jet[J]. *Fluid Dynamics Research*, 2001, 28: 189-208.
- [4] Yuan L L, Street R L. Trajectory and entrainment of a round jet in cross flow[J]. *Physics of Fluids*, 1998, 10: 2323-2335.
- [5] Yuan L L, Street R L, Ferziger J H. Large-eddy simulations of a round jet in cross flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1999, 379: 71-104.
- [6] Schluter J U, Schonfeld T. LES of jets in cross flow and its application to a gas turbine burner[J]. *Flow Turbulence Combustion*, 2000, 65(2): 177-203.
- [7] 容易. 稀疏气固两相圆湍射流颗粒调制规律研究[D]. 北京:清华大学, 2006.
RONG Yi. Study on particle modulations in dilute gas-solid two-phase round turbulent jets[D]. Beijing: Tsinghua University, 2006. (in Chinese)
- [8] Uchiyama T, Fukase A. Vortex simulation of gas-particle two-phase compound round jet[J]. *Powder Technology*, 2006, 165: 83-91.
- [9] Yuu S, Umekage T, Tabuchi M. Direct numerical simulation for three-dimensional gas-solid two-phase jet using two-way method and experimental verification[J]. *J SME International Journal, Series B*, 1996, 39: 230-238.
- [10] Yuu S, Ueno T, Umekage T. Numerical simulation of the high Reynolds number slit nozzle gas-particle jet using sub-grid-scale coupling large eddy simulation[J]. *Chemical Engineering Science*, 2001, 56: 4293-4307.
- [11] Almeida T G, Jaber F A. Large eddy simulation of a dispersed particle-laden turbulent round jet[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008, 51: 683-695.
- [12] Gilland I, Bauckhage F U. Measurement of phase interaction in dispersed gas/particle two-phase flow[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2001, 27: 1313-1332.
- [13] Rodi W. A new method of analyzing hot wire signals in highly turbulent flow and its evaluation in a round jet[R]. DISA Information, Feb. 1975: 9-18.
- [14] Wygnanski I, Fiedler H E. Some measurements in the self-preserving jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1969, 38: 577-612.
- [15] Panchapakesan N R, Lumley J L. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium: Part 1 - Air jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, 246: 197-223.
- [16] Hussein H J, Capp S P, George W K. Velocity measurements in a high Reynolds number, momentum-conserving axisymmetric turbulent jet[J]. *Journal of Fluid Mech.*, 1994, 258: 31-75.