

分离涡方法模拟浓淡气固射流 两相非稳态流动特性研究

周昊, 岑可法, 樊建人

(能源清洁利用和环境工程教育部重点实验室, 浙江大学热能工程研究所, 浙江省 杭州市 310027)

THE NUMERICAL INVESTIGATION ON THE TRANSIENT CHARACTERISTICS OF THE GAS-SOLID TWO-PHASE FUEL RICH-LEAN BURNER FLOW

ZHOU Hao, CEN Ke-fa, FAN Jian-ren

(Clean Energy and Environment Engineering Key Lab of MOE,

Institute for Thermal Power Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, Zhejiang Province, China)

ABSTRACT: The detached-eddy-simulation (DES) approach was employed to study the turbulent flow in the fuel rich-lean separator and the gas-solid multiphase jet from the exit of a fuel rich-lean burner. The vortex shedding process was simulated and its effect on the fuel rich-lean separate performance was evaluated. Combined with the stochastic particle tracking method, the motion characteristics of the coal particle with various Stokes number in the gas-solid fuel rich-lean jet was tracked, which show the large vortex structure at the jet outer boundary is the main factor which make the small particle to mix together. The coal particles with large Stokes number ($St > 1$) diffuse very slowly in the jet flow, which makes the fuel rich-lean combustion be kept in a rather long distance downstream the exit of the nozzle.

KEY WORDS: Thermal power engineering; Detached eddy simulation; Coherent structure; Gas-solid two-phase flow; Fuel rich-lean combustion

摘要: 利用分离涡模拟 (Detached eddy simulation, DES) 这一新型湍流模拟技术对撞击式浓淡燃烧器内部和出口射流的气固两相流动结构进行了模拟, 获得了浓淡燃烧器出口射流的旋涡拟序结构, 模拟了射流出口旋涡生成、发展和脱落的规律。对于颗粒场, 应用了 Lagrangian 方法跟踪颗粒运动, 获得了浓淡燃烧器出口射流中不同 Stokes 数颗粒在射流场旋涡拟序结构作用下的运动扩散规律。结果表明, 射流外边界处的大涡是引起浓淡侧小颗粒相互混合的主要因素, 而煤粉气流中 Stokes 数大于 1 的颗粒在射流

中基本不会发生浓淡混合现象, 燃烧器下游的浓淡分离效果可以在较长的距离内得到保持。

关键词: 热能动力工程; 分离涡模拟; 拟序结构; 气固两相流; 浓淡燃烧

1 引言

气固两相射流在动力工程中得到广泛的应用, 其中一个重要的应用是锅炉燃烧器射流, 良好的燃烧器出口气固两相射流结构是保证锅炉高效、安全、低污染运行的重要因素。

在管内气固两相流测量方面, 徐明厚等采用 PDA 方法对浓淡分离器内的气固两相流动进行了测试^[1]; Levy, 蔡小舒等分别采用光纤探针对管内煤粉气流进行了详细的测量^[2-3]。

气固两相射流的扩散和混合过程比管内气固两相流更为复杂, 气固射流在流动过程中不断卷吸周围的气体, 使射流的流量不断增加, 固相浓度不断降低。樊建人等采用 LDA 对一、二次风同轴射流的速率分布进行了试验研究^[4]; 有些研究者采用 PDA 方法测量射流多相流动规律^[5]。但 LDA, PDA 方法要求颗粒浓度较低, 且要采用特殊的颗粒, 尚难应用于工业现场。文献^[6]则采用激光光纤探针对燃烧器出口的气固两相流动特性进行了测试, 但激光光纤探针只能逐点测量, 而且只能得到流场和颗粒浓度场的平均信息, 在浓淡气固射流两相流动非稳态特性研究方面尚有欠缺。

近年来在大型电站煤粉燃烧锅炉上得到较广

基金项目: 国家自然科学基金项目 (50236030, 20307007)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China(50236030, 20307007).

应用的水平浓淡燃烧技术将燃烧器出口煤粉射流分为浓淡两股,浓煤粉气流靠向火侧布置而淡煤粉气流布置于背火侧,从而获得稳定着火,防止炉内结渣和高温腐蚀,降低氮氧化物排放等效果^[7-8]。

由于浓淡煤粉气流在燃烧器出口处仅有一层隔板分隔,且浓淡侧存在速度差^[6],往往会存在如下疑虑:会不会发生混合层(mixing layer)现象,导致水平浓淡燃烧器出口后的浓淡两股射流在较短的距离内混合,从而使浓淡燃烧技术带来的好处丧失。由于浓淡燃烧器出口的浓淡分离现象对煤粉气流的着火、低 NO_x 排放具有重要的作用,在煤粉气流着火前和挥发分燃烧阶段应保证足够的浓淡分离效果。研究浓淡燃烧器出口的气固运动规律对于设计性能优良的浓淡燃烧技术具有重要的意义。

在气固射流的数值模拟方面,目前工业实际应用的计算方法也还主要基于雷诺平均方法(RANS)。但RANS将湍流中随机脉动运动的全部行为细节一律抹平,丢失了包含脉动运动中的大量有意义的信息,计算结果反映的是流动在时间历程上的统计平均表现,而无法反映流动的瞬时脉动特性。RANS方法采用涡粘性湍流模型封闭雷诺时均方程时,将湍流运动中所有大小尺度不同的涡同等对待,且认为它们都是各向同性的,因此不适合于强旋流之类的各向异性问题。同时对于如钝体绕流、突扩流动等大规模分离流动(Massively separated flow),采用RANS计算得到的结果是不可靠的^[9],RANS方法不能准确地获得大规模分离流动中的混沌和非稳态特性。

直接数值模拟(DNS)的基本思想是直接求解湍流控制方程而不采用任何模型假设,获得对流场的精确描述,但DNS的特性决定了它必须对所有时间尺度和空间尺度上的流动进行模拟,对计算机的运算速度和内存容量要求很高。目前DNS的计算只能应用于层流和较低雷诺数的湍流流动的求解^[10]。由于工业应用中流动的雷诺数普遍较高,目前DNS更适合于进行湍流机理的研究,距离实际应用尚有相当距离。

大涡模拟(LES)是一种与直接数值模拟相类似但更具实用性的方法,其基本思想是在流动的大尺度结构和小尺度结构(Kolomogrov scale)之间选一滤波宽度对控制方程进行滤波,把所有变量分为大尺度变量和小尺度变量,对大尺度量进行直接模拟,而对小尺度量采用亚格子模型(Subgrid model)

进行模拟。因此对于大尺度结构,大涡模拟可获得真实结构状态,而由于湍流中的小尺度涡具有各向同性的特点,采用统一的亚格子模型是合理的。大涡模拟获得的是物理真实的瞬态流场,由于大涡模拟的准确性及与DNS相比相对可接受的计算量,大涡模拟得到了较广泛的应用。

但大涡模拟还远未达到可以模拟高雷诺数和复杂几何形状的工业实际流动,大涡模拟的计算量虽然比直接模拟有所降低,如文献[11-12]报道采用LES的计算量分别是DNS的1/10和1/50,但如考虑有效分辨率(effective resolution),LES比DNS在每个计算方向上(包括时间)上大约分别仅节约 10^{14} 和 50^{14} ,这并不是一个很大的数字^[13]。LES对计算能力的要求却是惊人的,因此必然对计算对象的几何尺寸或雷诺数两者或两者之一有所限制。

为解决以上问题,分离涡模拟(Detached eddy simulation, DES)方法应运而生,Spalart提出的分离涡模拟方法是一种崭新的湍流模拟方法^[13]。DES是一种LES与RANS的混合方法,可以模拟任何雷诺数下的分离流动,而其计算量可以被接受。DES在近壁区采用RANS模拟方法,在分离区采用LES方法^[14]。DES可以对网格进行适应,在网格较粗的位置采用RANS模拟,而网格密度达到LES要求时就可调用LES求解。但DES不是一种分区方法,它不但可以模拟高雷诺数下的流动,而且可以象LES一样求解非定常的、三维湍流流动。

DES自1997年问世以来,主要在航空方面得到了较好的应用,与试验结果的对比表明这是一种较好的可应用于工业实际模拟的高级湍流模拟技术^[15-16],但由于其问世不久,全球使用该方法的研究人员还非常少。尤其是DES应用于气固两相流模拟的研究非常罕见。

本文利用DES这一新型湍流模拟技术对撞击式浓淡燃烧器内部和出口射流的气固两相流动结构进行了模拟,获得了浓淡燃烧器出口射流的旋涡拟序结构,全面地模拟了射流出口旋涡生成,发展和脱落的规律。同时研究了浓淡燃烧器出口射流中不同Stokes数颗粒在射流流场旋涡拟序结构作用下的运动扩散规律。

2 数值模拟方法

2.1 气相运动方程

湍流DES模拟技术建立于RANS近壁区模拟方

法和LES分离区模拟方法的基础上。原始形式的DES方法中RANS模拟如下所示^[17]

$$\frac{d\tilde{\nu}}{dt} = c_{b1}[1 - f_{i2}]\tilde{S}\tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma}[\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu})\nabla \tilde{\nu}) + c_{b2}(\nabla \tilde{\nu})^2 - [c_{w1}f_w - \frac{c_{b1}^2}{\kappa^2}f_{i2}][\frac{\tilde{\nu}}{d}]^2 + f_{i1}\Delta U^2] \quad (1)$$

式中 $\tilde{\nu}$ 为工作变量。涡粘度 ν_t 按下式计算

$$\nu_t = \tilde{\nu}f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (2)$$

式中 ν 为分子粘度。 \tilde{S} 可按下式计算

$$\tilde{S} \equiv f_{v3}S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2}f_{v2}, \quad f_{v2} = (1 + \frac{\chi}{c_{v2}})^{-3}, \quad f_{v3} = \frac{(1 + \chi f_{v1})(1 - f_{v2})}{\chi} \quad (3)$$

式中 S 为涡量绝对值。

函数 f_w 定义：

$$f_w = g[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6}]^{1/6}, \quad g = r + c_{w2}(r^6 - r), \quad r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2} \quad (4)$$

函数 f_{i2} 定义：

$$f_{i2} = c_{i3} \exp(-c_{i4}\chi^2) \quad (5)$$

函数 f_{i1} 定义：

$$f_{i1} = c_{i1}g_i \exp(-c_{i2} \frac{\omega_i^2}{\Delta U^2}[d^2 + g_i^2 d_i^2]) \quad (6)$$

其中, $g_i = \min(0.1, \Delta U / \omega_i \Delta x)$, Δx 为沿壁面的网格间距; 壁面条件为 $\tilde{\nu} = 0$ 。

各常数可取为：

$$c_{b1} = 0.1335, \quad \sigma = 2/3, \quad c_{b2} = 0.622, \quad \kappa = 0.41, \\ c_{w1} = c_{b1}/\kappa^2 + (1 + c_{b2})/\sigma, \quad c_{w2} = 0.3, \quad c_{w3} = 2, \quad c_{v1} = 7.1, \\ c_{v2} = 5, \quad c_{i1} = 1, \quad c_{i2} = 2, \quad c_{i3} = 1.1, \quad c_{i4} = 2.$$

DES 的计算公式通过采用 \tilde{d} 代替距最近壁面距离 d 获得, \tilde{d} 按下式定义：

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta) \quad (7)$$

其中, Δ 为所有的计算单元中心与最邻近计算单元中心间距离的最大值 (即这些单元之间共享了一个面), 即 $\Delta = \max(\delta_x, \delta_y, \delta_z)$ 。在 DES 的应用中, 与墙平行的网格间距与边界层的厚度相当, 在边界层中就应用 RANS 模型, 即 $\tilde{d} = d$ 。在分离区为 LES 计算区域, 长度尺度 $\tilde{d} = C_{DES}\Delta$, 推导出 Smagorinsky 涡粘度 $\tilde{\nu} \propto S\Delta^2$ 。类似于传统的 LES, Δ 在涡粘度的基础上, 比例于网格间距, 大致地生成伪 Kolmogorov 尺度。模型中 C_{DES} 的值可以取为 0.65。有关 DES 方法的详细介绍, 请参见文献[14-17]。

2.2 颗粒运动方程

对颗粒相做了如下假设：①颗粒相为稀相，不

考虑颗粒之间的相互碰撞及重力的影响；②对于单个计算工况, 进入计算区域的煤粉颗粒为规则球体；③主要考虑粘性力的作用, 根据牛顿第二运动定律, 无量纲的颗粒运动方程可描述为

$$\frac{dv}{dt} = \frac{f_p(u - v)}{St} \quad (8)$$

式中 v 为颗粒的当地速度; u 为颗粒所在点的流场速度; St 为颗粒的 Stokes 数, 定义为 $St = \frac{\rho_p d_p^2 / 18\mu}{H/U_0}$; 其中 H 是喷口出口宽度的一半, U_0 是喷口入口气流速度; f_p 为 Stokes 阻力系数修正因子, $f_p = 1 + 0.15Re_p^{0.687}$ 。

颗粒运动采用气固两相耦合计算方法进行, 将颗粒与气相运动同步计算。时间步长每后推一步, 入口处有新的一组颗粒进入, 当颗粒轨迹超出计算区域时, 不再跟踪。时间步长与气相流动非定常计算时间步长一致, 取为 0.001s。

2.3 初始条件与边界条件

研究对象为应用于某 200MW 锅炉的撞击式浓淡燃烧器。入流条件为充分发展湍流, 平均速度 $U_0 = 25\text{m/s}$, 喷嘴高度 $2H = 0.46\text{m}$, 雷诺数 $Re = 763612$, 煤粉密度 1300kg/m^3 , 研究了四档代表颗粒, 分别为 $d_p = 1\mu\text{m}, 10\mu\text{m}, 50\mu\text{m}$ 和 $100\mu\text{m}$, 对应的 St 数分别为 $4.34 \times 10^{-4}, 0.043, 1.08, 4.34$ 。图 1 示出了本文研究的撞击式浓淡燃烧器结构示意图和计算区域, 计算区域长 7m, 宽 7m, 计算区域的出口边界采用零梯度边界, 横向边界和射流环境速度均为 0。由于本文的主要研究目的为浓淡射流的混合情况, 考虑到计算机计算能力, 采用二维计算, 网格总数约为 11 万。在隔板下游, 射流边界处采用细化网格。

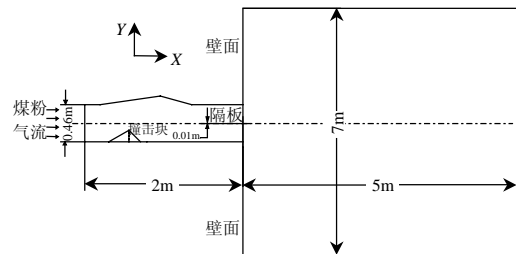


图 1 计算对象与计算区域示意图
Fig. 1 The computational object and domain

3 基于 DES 方法的浓淡气固两相射流湍流拟序结构模拟

图 2 示出了射流进入相对稳定期后不同时刻下粒径为 $10\mu\text{m}$ 的颗粒在浓淡燃烧器出口射流中的瞬

态分布。图中同时给出了燃烧器内部和射流中的涡量分布，以便进行涡分布与颗粒分布特性的比较。可见对于该粒径的颗粒，由于其 St 数 (0.043) 较小，颗粒具有良好的跟随性，并进入涡的核心区域，在核心区有颗粒的气体和无颗粒的气体以环形圈的形式一圈间隔一圈分布。由图同时可以看到，对于撞击式浓淡分离器，其对 $10\mu\text{m}$ 小颗粒的分离作用还较弱的，在燃烧器出口位置颗粒的分布密度基本相同。小颗粒在宽度方向的扩散非常严重，略好于 $1\mu\text{m}$ 的颗粒，但仍基本布满射流空间。在浓淡燃烧器下游，小颗粒的空间弥散能力很强，在射流的左右侧基本均匀分布，没有浓淡分离效果。

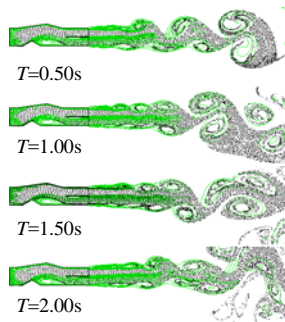


图 2 不同时刻下粒径为 $10\mu\text{m}$ 的颗粒瞬态分布
Fig. 2 The transient particle distribution with a diameter of $10\mu\text{m}$

图 3 给出了不同时刻下粒径为 $50\mu\text{m}$ 的颗粒在浓淡燃烧器出口射流中的瞬态分布。可见对于该粒径的颗粒，由于其 St 数已大于 1 ($St=1.08$)，此时颗粒自身的惯性力与所受流体涡团的作用力处于同一量级，颗粒已比较难以进入涡团中心，颗粒在涡团离心力作用下，向涡结构的外缘聚集。由图还可以看到，对于撞击式浓淡分离器，其对 $50\mu\text{m}$ 颗粒的分离作用较强，在燃烧器出口位置颗粒的分布明显呈浓侧多，淡侧少的特性。虽然浓淡侧之间存在速度差导致浓淡隔板后部存在拟序涡结构，但可以看到在距离燃烧器出口较近区域内 (3m 内)，浓淡

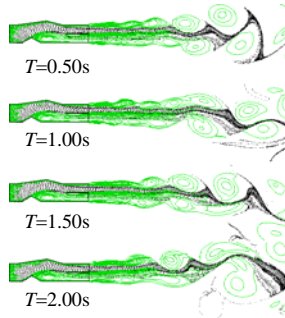


图 3 不同时刻下粒径为 $50\mu\text{m}$ 的颗粒瞬态分布
Fig. 3 The transient particle distribution with a diameter of $50\mu\text{m}$

两股射流之间的颗粒没有发生明显的混合，说明浓淡分离效果在这个区域内得到很好的保持，使浓淡燃烧的效果得到保证。在射流的下游较远位置，浓淡两股射流则在涡的作用下，逐渐汇成一股，并分布在涡的外缘。

图 4 为不同时刻下粒径为 $100\mu\text{m}$ 的颗粒在浓淡燃烧器出口射流中的瞬态分布。可见对于该粒径的颗粒，由于其 St 数已足够大 ($St=4.34$)，此时颗粒自身的惯性力大于所受流体涡团的作用力，颗粒表现出大颗粒的特性，颗粒只能在远离涡街的外围运动，不能进入涡团，说明由于大颗粒的惯性较大，对涡团的跟随性变差。颗粒难以进入涡团中心，颗粒已很难被涡团离心力带动，表现为浓煤粉射流基本呈直线运动，受到涡团的作用在某些位置略有弯曲。由图同时可知，对于撞击式浓淡分离器，其对 $100\mu\text{m}$ 颗粒的分离作用已相当好，在撞击块上发生明显的碰撞现象。在燃烧器出口位置颗粒的分布也明显浓侧颗粒密度高，淡侧的颗粒密度已经很低。浓淡两股射流之间的大颗粒没有发生明显的混合，大颗粒基本都在向火侧，说明浓淡分离效果在这个区域内得到很好的保持，使浓淡燃烧的效果得到保证。

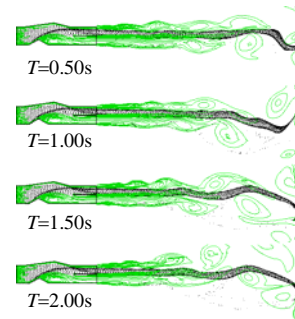


图 4 不同时刻下粒径为 $100\mu\text{m}$ 的颗粒瞬态分布
Fig. 4 The transient particle distribution with a diameter of $100\mu\text{m}$

为定量分析，采用颗粒横向扩散函数 $D_y(t)$ 以描述颗粒在横向方向上扩散程度^[18]

$$D_y(t) = \left(\sum_{i=1}^{n_i} (Y_i(t) - Y_m(t))^2 / n_i \right)^{1/2} \quad (9)$$

式中 $Y_i(t)$ 为 t 时刻 i 颗粒的横向瞬时位移； $Y_m(t)$ 为 t 时刻所有颗粒的横向瞬时平均位移，由瞬时速度和时间步长获得； n_i 为 t 时刻的颗粒总数。

图 5 示出了 St 数对颗粒横向扩散函数的时均值的影响。图中示出了两条曲线，一条代表全部颗粒，即包含了燃烧器内和燃烧器出口后射流内的所有颗粒。另一条曲线则仅代表了燃烧器出口后射流的颗

粒。可见,随颗粒 Stokes 数的增加,喷口出口射流中颗粒的横向扩散函数值随之下降,即颗粒的横向扩散能力变弱。如考虑计算区域内的所有颗粒,当 $St < 1.08$ 时,随颗粒 Stokes 数的增加,计算区域内颗粒的横向扩散函数值呈下降趋势;当 $St > 1.08$ 时,随颗粒 Stokes 数的增加,计算区域内颗粒的横向扩散函数值的下降趋势消失。对照图 2~4,可知由于大颗粒在撞击块上发生了强烈的碰撞分离,使这些颗粒发生了很强的横向位移,从而增大了整体的横向扩散函数值。因此在分析研究气固两相浓淡射流的颗粒扩散强度时,对喷口出口射流中的颗粒进行统计获得颗粒横向扩散函数值才是正确的做法。

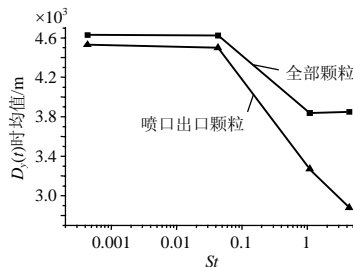


图 5 St 数对颗粒纵向扩散函数平均值的影响

Fig. 5 The effect of St on the mean value of longitudinal diffusion function

图 5 同时说明,随颗粒 Stokes 数的增加,考虑全部计算区域内的颗粒横向扩散函数值与喷口后射流中的颗粒横向扩散函数值之间的差值逐步增大,说明煤粉浓淡分离器内的浓淡分离的效果随 St 数的增加而显著强化。

为分析不同粒径颗粒在纵向的分布规律,引入频度分析方法对喷口出口射流中颗粒的横向位置进行分类分析。图 6 示出了颗粒在 1s 时刻在不同横向位置 Y_i 的分布规律,统计获得了颗粒在横向方向各 ΔY 区间的分布比例,由此可以获得燃烧器出口横向上颗粒数量分布的信息以及颗粒弥散范围;可见随颗粒粒径的变大,颗粒的弥散性随之变弱,浓淡分离效果更明显。

4 结论

本文应用 DES 这种湍流新型模拟技术,对浓淡燃烧器出口气固两相射流的湍流拟序结构,固相颗粒在拟序结构中的瞬态分布等进行了数值试验。描绘了燃烧器内部和燃烧器出口涡的形成、卷起的拟序特征,分析涡的形成对浓淡分离效果的影响。采用 DES 与非稳态颗粒轨道模型相结合的方法,对燃烧器内和燃烧器出口的气固两相流动进行了数值模

拟。结果表明,浓淡燃烧器出口气固两相射流虽然

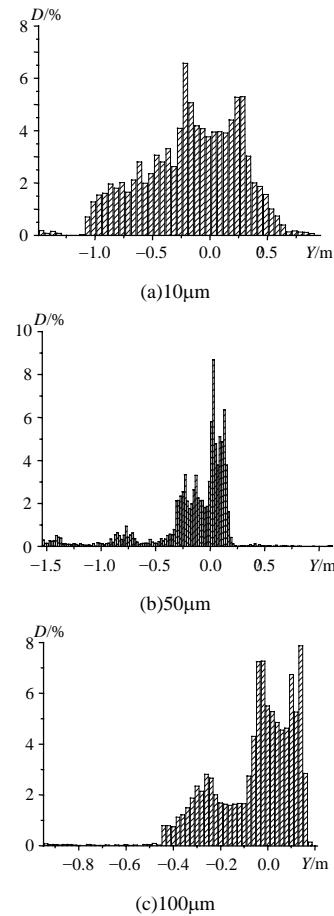


图 6 不同粒径颗粒在横向位置 Y_i 的分布规律
Fig. 6 The distribution characteristics along the Y_i direction of particles with various diameters

为两股速度不同的平行流动,但其大涡结构主要存在于射流外边界,中心隔板后的涡结构较小且比较弱,对浓淡分离效果的影响较小。不同 St 数的颗粒在浓淡燃烧器出口气固两相射流中的运动规律也通过 DES 数值模拟获得,小颗粒的空间弥散性好,可进入涡团中心,没有浓淡分离作用。大颗粒($>50\mu\text{m}$)的浓淡分离效果明显,主要分布于涡团边缘。数值模拟结果表明,气固两相浓淡射流的浓淡分离效果可以在燃烧器喷口下游较长的距离内(约 3m)得到保持。

参考文献

- [1] Xu Minghou, Sheng Changdong, Yuan Jianwei. Two-phase flow measurements and combustion tests of burner with continuously variable concentration of coal dust[J]. Energy & Fuels, 2000, 14(3): 533-538.
- [2] Yilmaz A, Edward K L. Roping phenomena in pulverized coal conveying lines[J]. Powder Technology, 1998, 95(1): 43-48.
- [3] 蔡小舒,潘咏志,欧阳新,等. 电厂煤粉管道中煤粉运行状况诊断研究[J]. 中国电机工程学报, 2001, 21(7): 83-86.

- Cai Xiaoshu, Pan Yongzhi, Ouyang Xin *et al.* The study of diagnosing the running condition of pulverized coal in pipe[J]. Proceedings of CSEE, 2001, 21(7): 83-86.
- [4] Fan Jianren, Zhao Hua, Jin Jun. Two-phase velocity measurements in particle-laden coaxial jets[J]. The Chemical Engineering Journal and the Biochemical Engineering Journal, 1996, 63(1): 11-17.
- [5] Li Z Q, Sun R, Wan Z X *et al.* Gas-particle flow and combustion in the near-burner zone of the swirling stabilized pulverized coal burner. Combustion Science and Technology, 2003, 175(11): 1979-2014.
- [6] 周昊, 杜黎龙, 王正华, 等. 水平浓淡燃烧器出口气固浓淡射流的混合特性研究[J]. 中国电机工程学报, 2003, 23(7): 178-182.
Zhou hao, Du lilong, Wang zhenghua *et al.* The diffusion characteristics of the horizontal fuel rich-lean gas-solid burner flow[J]. Proceedings of CSEE, 2003, 23(7): 178-182.
- [7] 周昊, 岑可法, 樊建人, 等. 弯头对煤粉浓淡分离器工作特性影响的数值模拟研究[J]. 中国电机工程学报, 2003, 23(1): 132-135.
Zhou Hao, Cen Kefa, Fan Jianren *et al.* A simulation study on the separating performance of an impact type fuel rich-lean burner affected by the elbows[J]. Proceedings of CSEE, 2003, 23(1): 132-135.
- [8] 聂其红, 孙绍增, 吴少华, 等. 新型水平浓淡风低 NO_x 煤粉燃烧器在贫煤锅炉的应用研究[J]. 中国电机工程学报, 2002, 22(7): 155-159.
Nie Qihong, Sun Shaozeng, Wu Shaohua *et al.* Study on application of new type HBC-SSA burners with low NO_x emissions in a lean coal fired boiler[J]. Proceedings of CSEE, 2002, 22(7): 155-159.
- [9] Squires K D, Forsythe J R, Spalart P R. Detached-eddy simulation of the separated flow around a forebody cross-section[EB/OL]. <http://www.Eas.asu.edu/~squires/publications.html>.
- [10] 樊建人, 罗坤, 金焱辉, 等. 直接数值模拟三维气固两相混合层中颗粒与流体的双向耦合[J]. 中国电机工程学报, 2003, 23(4): 153-157.
Fan Jianren, Luo Kun, Jin Hanhui *et al.* Direct numerical simulation of the two-way coupling effects between particles and fluid in the three-dimensional particle-laden mixing layer[J]. Proceedings of CSEE, 2003, 23(4): 153-157.
- [11] Durcros F, Comte P, Lesieur M. Large-eddy simulation of transition to turbulence in a boundary layer developing spatially over a flat plate[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1996, 326: 1-36.
- [12] Akselvoll K, Moin P. Large eddy simulation of a backward facing step flow[C]. Elsevier: Engineering Turbulence Modelling and Experiments-2, 1993.
- [13] Spalart P R, Jou W Y, Strelets M *et al.* Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach[C]. Greyden Press, Columbus, OH.: First AFOSR International Conference on DNS/LES, Ruston, LA. Advances in DNS/LES, 1997.
- [14] Andrei T, Michael S, Michael S *et al.* Detached-eddy simulations past a circular cylinder[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2000, 63(1-4): 293-313.
- [15] Shur, Spalart P R, Strelets M *et al.* Travin A. Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack[C]. Elsevier: Engineering Turbulence Modelling and Experiments-4, Rodi & Laurence Eds, 1999.
- [16] Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows [C]. Reno, NV: 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2001.
- [17] Philippe R, Spalart. Young-person's guide to detached-eddy simulation grids[R]. NASA/CR-2001-211032, 2001.
- [18] Ling W, Chung J N, Troutt T R *et al.* Direct numerical simulation of a three-dimensional temporal mixing layer with particle dispersion [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1998, 358: 61-85.

收稿日期: 2004-12-07。

作者简介:

周昊(1973-), 男, 江苏吴江人, 博士, 副教授, 研究方向为工程热物理专业。