

平面气固撞击流周期振荡的模拟分析

许宏鹏,赵海波,郑楚光

(华中科技大学煤燃烧国家重点实验室,湖北 武汉 430074)

摘要:由于喷嘴截面的高宽比远小于 1,平面狭缝喷嘴撞击流可看作二维撞击流。采用欧拉双流体模型对二维气 固撞击流进行数值模拟。模拟结果表明,当固相负载率 $m \leq 8.2$,颗粒粒径为 $60 \ \mu m \leq d_p \leq 175 \ \mu m$ 时,大间距的 平面气固撞击流也出现了周期振荡。通过分析射流轴线上不同位置的压力和速度的瞬时值和平均值,认为周期 振荡是由于撞击面上压力释放和持续射流的共同作用导致。讨论了不同条件对振荡周期的影响:振荡周期随喷 嘴间距或颗粒粒径的增加而增加;而随射流 Reynolds 数的增加或者固相负载率的增加而减小。 关键词:平面气固撞击流;双流体模型;振荡周期;流场形态 DOI: 10.3969/j issn 0438-1157.2013,06.003 中图分类号: TQ 021.1 文献标志码:A 文章编号: 0438-1157 (2013) 06-1907-09

Simulation and analysis of periodical oscillation of gas-solids two-phase planar opposed jets

XU Hongpeng, ZHAO Haibo, ZHENG Chuguang

(State Key Laboratory of Coal Combustion, Huazhong University of Science & Technology, Wuhan 430074, Hubei, China)

Abstract: As the ratio of height-to-width of planar nozzle is less than 1, the planar opposed jets are regarded as two-dimensional impinging streams. A numerical study of gas-solids two-phase planar opposed jets was conducted by using two-fluid model (TFM). It was concluded that periodical oscillation was the main flow regime for large nozzle separation with ratio of particle-to-gas mass flow $m \leq 8.2$, particle diameter 60 $\mu m \leq d_p \leq 175 \mu m$ and ratio of nozzle separation (L) to nozzle height (H) 12—20. This oscillation was resulted from pressure release on the impinging surface and the inertia of incessant axial jets, which was based on the instantaneous and mean distributions of static pressure and velocity at the jet axis. The effects of different simulation conditions on oscillation period were discussed. The period would be increased by enlarging nozzle separation or increasing particle diameters, while the period would be decreased by increasing jet Reynolds number or ratio of particle-to-gas mass flow.

Key words: planar gas-particle two-phase impinging flow; two fluids model; oscillation period; flow regime

引 言

强化相间传递是气固两相流的主要关注点。

2012-09-18 收到初稿,2013-02-21 收到修改稿。 联系人:赵海波。第一作者:许宏鹏(1987-),男,博士研 究生。

基金项目:国家重点基础研究发展计划项目(201010CB227004)。

Elperin^[1]提出的撞击流是将两股射流同轴相向对 置,在沿两喷嘴轴线的中心区域形成高度湍动、高 颗粒浓度的撞击区,可大大加强相间传热传质系

Received date: 2012-09-18.

Corresponding author: Prof. ZHAO Haibo, klinsmannzhb @ 163. com

Foundation item: supported by the National Basic Research Program of China (201010CB227004).

数。目前国内外对同轴对置撞击流的研究多集中于 单气相,并对不同间距和不对称条件下^[2-3]的流场 进行了实验和数值模拟研究。而颗粒浓度较大时, 通过实验的办法还无法准确测量撞击流场内颗粒的 运动情况。数值模拟提供了一种有效分析气固相运 动的途径。

对气固两相流的数值模拟方法主要有两种:欧 拉-拉格朗日颗粒轨道模型(DEM 方法)和欧拉-欧拉双流体模型(TFM)。前者直接跟踪颗粒的运 动轨迹,得到多相流中单个颗粒的运动行为。 Kitron等^[4]首先使用 Monte Carlo(MC)方法求 解了考虑颗粒间相互作用的固相 Boltzmann 方程; 徐永通等^[5]采用 DEM 方法得到水平撞击流反应器 的气相流场和颗粒运动,与实验结果基本吻合; Du 等^[6]采用改进后的 MC 方法对气固撞击流进行 了三维数值模拟。但在工程实际中,颗粒数目往往 较大,使用 DEM 方法需要跟踪大量颗粒的信息, 计算代价很大。而欧拉-欧拉双流体模型将固相看 做拟流体,具有与气相相似的流体性质,且气相和 固相相互渗透共存,基于颗粒动理论描述固相的运 动,适合颗粒浓度较高的工程问题^[7-8]。

平面狭缝喷嘴撞击流是一种典型的撞击流,由 于矩形喷嘴长宽比远大于1,使其具有与同轴对置 圆喷嘴撞击流明显不同的特点。Denshchikov 等[9-10] 以水作为工质,发现两股射流相向撞击后在 垂直射流方向上发生了周期偏转,并将这个过程称 为自激振荡。通过分析实验数据推导出振荡周期与 Reynolds 数和喷嘴间距的关系,并且认为流体的 性质也可能对振荡周期产生影响。Pawlowski 等^[11]对低 Reynolds 数的平面狭缝喷嘴单相撞击流 进行了模拟,对不同的喷嘴间距可能存在4种不同 的撞击流态:对称撞击流、非对称撞击流、偏转振 荡流以及产生涡旋分离的振荡流动。Teixeira 等^[12]提出采用 Storuhal 数(St) 描述发生在喷嘴 射流混合器中的撞击滞止点的周期性振荡,定义为 $St = \phi D/U_0$,其中, ϕ 表示振荡频率,D为喷嘴直 径, U₀ 为初始进口气速。孙志刚等^[13] 和 Li 等^[14] 分别在平面喷嘴的单气相撞击流实验中得到撞击面 的水平移动和周期振荡,并认为喷嘴间距与喷嘴高 度的比值 (L/H) 为 5 时,水平振荡向周期振荡 过渡;通过对振荡周期拟合得到几何因子 L/H 是 影响单气相撞击流振荡周期的主要因素。以上研究 多是从实验结果入手分析影响振荡周期的因素,而

缺乏对这种现象的合理解释。对于气固两相撞击流 的周期性振荡问题,目前还没有系统研究。本文从 建立气固撞击流二维模型入手,采用双流体模型计 算较高颗粒负载率时的撞击流流场分布,针对出现 的周期振荡,分析了产生原因,并研究影响气固撞 击流振荡周期的多种因素和周期振荡对流场的 影响。

1 模型介绍

1.1 守恒方程

双流体模型中,对气固两相采用相似的方法描述,其中质量连续方程和动量方程的表达式一致。 气固两相间通过曳力作用相联系。守恒方程如下 (下角标 *k*,*l*表示气相或固相)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\boldsymbol{\varepsilon}_{k}\boldsymbol{\rho}_{k}) + \nabla \cdot (\boldsymbol{\varepsilon}_{k}\boldsymbol{\rho}_{k}\boldsymbol{U}_{k}) = 0$$
(1)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_k \rho_k \mathbf{U}_k) + \nabla \cdot (\epsilon_k \rho_k \mathbf{U}_k \mathbf{U}_k) = -\epsilon_k \nabla P + \nabla \boldsymbol{\tau}_k + \beta (\mathbf{U}_k - \mathbf{U}_l) + \alpha_k \rho_k g$$
(2)

其中,体积分数 $\sum \epsilon_k = 1$;应力张量 r_k 与压力 P_k 、 容积黏度 μ_b 以及剪切黏度 μ_k 有关,表达式为

$$\boldsymbol{\tau}_{k} = (-P_{k}\boldsymbol{I} + \boldsymbol{\eta}\boldsymbol{\mu}_{b} \nabla \boldsymbol{U}_{k}) + 2\boldsymbol{\mu}_{k}\boldsymbol{S}_{k}$$
(3)

1.2 气相湍流模型

气相湍流的生成耗散机制与单气相时相同,但 是连续相与固相之间存在动量传递,对湍流场也会 产生影响,需要对单气相湍流模型进行修正^[15-16]。

$$\alpha_{\rm g} \varepsilon (\tau_{\rm g} : \nabla U_{\rm g} - \rho_{\rm g} C_{2\varepsilon} \varepsilon) / k + \Pi_{\varepsilon}$$
⁽⁵⁾

式(4)和式(5)右端的第三项分别表示由于气相加 速颗粒或者在某些区域当颗粒脉动大于气相脉动 时,湍动能将由固相转移至气相对气相湍流造成的 额外生成和耗散。其表达式分别为

$$\Pi_{k} = \beta(K_{12} - 2k)$$
$$\Pi_{\epsilon} = C_{2\epsilon}(\epsilon/k)\Pi_{k}$$
(6)

1.3 颗粒温度输运模型

基于颗粒动理学理论描述颗粒间的碰撞,定义 颗粒温度 $\Theta_s = \frac{1}{3} v'_s$ 表征其脉动,其中 v'_s 表示固相 脉动速度,方程如下

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_{s} \rho_{s} \Theta_{s}) + \nabla \cdot (\alpha_{s} \rho_{s} U_{s} \Theta_{s}) = \nabla \cdot (\alpha_{s} \rho_{s} k_{s} \nabla \Theta_{s}) + \alpha_{s} \rho_{s} \tau_{s} : \nabla U_{s} + \Pi_{\Theta} - \alpha_{s} \rho_{s} J$$

$$\tag{7}$$

最后两项分别表示气相湍流对固相脉动程度的影响,以及颗粒间的非弹性碰撞对固相湍动能的耗散 作用。气固相间湍流作用项表示为 *K*₁₂,以上各项 分别表达如下

$$\Pi_{\Theta} = \beta(K_{12} - 3\Theta_{\rm s})$$

$$J = 12(1 - e^2)\alpha_{\rm s}^2\rho_{\rm s}g_0\Theta_{\rm s} \sqrt{\Theta_{\rm s}/\pi}$$

$$K_{12} = \eta_{\rm t} [1 + (1 + X_{12})\eta_{\rm t}]^{-1}(2k + 3X_{21}\Theta_{\rm s}) \qquad (8)$$

1.4 本构关系以及模型参数

双流体模型中重要的是对固相采用类似气相的 性质参数进行描述,并建立本构方程^[15-16],对方 程组封闭。固相压力 P_s 、径向分布函数 g_0 、固相 剪切黏度 μ_s 、颗粒温度传导系数 κ_s 为

$$P_{s} = \alpha_{s} \rho_{s} \Theta_{s} + 2\rho_{s} (1+e) \alpha_{s}^{2} g_{0} \Theta_{s}$$

$$\tag{9}$$

$$g_0 = \frac{(2-\alpha_s)}{2(1-\alpha_s)^{1/3}} \tag{10}$$

$$\mu_{s} = \alpha_{s} \rho_{s} \left[\frac{2}{3} k_{12} \eta_{t} + \Theta_{s} (1 + \alpha_{s} g_{0} \zeta_{c2}) \right] \left[1 + 4 \alpha_{s} g_{0} (1 + e) \right]$$

$$(2/\tau_{12}^{\rm F} + B/\tau_2^{\rm c})^{-1} + 4\alpha_{\rm s}^2\rho_{\rm s}g_0(1+e)d_{\rm p}\sqrt{\frac{\Theta_{\rm s}}{\pi}} \qquad (11)$$

$$\kappa_{s} = \alpha_{s} \rho_{s} \left[\frac{9}{10} k_{12} \eta_{t} + \frac{3}{2} \Theta_{s} (1 + \bar{\alpha}_{c} \alpha_{s} g_{0}) \right] \left[1 + \frac{18}{5} \alpha_{s} g_{0} \frac{1 + e}{2} \right] \\ \left(\frac{9/5}{\tau_{1}^{F} 2} + \frac{\xi_{c}}{\tau_{2}^{c}} \right)^{-1} + \frac{18}{5} \alpha_{s}^{2} \rho_{s} g_{0} \frac{1 + e}{2} \frac{5}{9} d_{p} \sqrt{\frac{\Theta_{s}}{\pi}}$$
(12)

上式中分别定义 $\tau_1^F 2 = \alpha_s \rho_s / \beta$, 表征颗粒松弛 时间, $\tau_2^c = (6\varepsilon_s g_0 \sqrt{16\Theta_s / \pi} / d_p)^{-1}$, 表征颗粒碰撞 时间; $\tau_1^t = 3C_{\mu}k/2\varepsilon$, 表征湍流特征时间以及湍流 涡 流 过 单 个 颗 粒 的 特 征 时 间, $\tau_{12}^t = \tau_1^t [1+(1.8-1.35\cos^2\theta)\xi_r^2]^{-0.5}$ 。

2 模拟结果与分析

2.1 计算条件

图 1 为模拟采用的平面喷嘴模型,上下设为压 力出口,左右延长部分为加速段,喷嘴置于平板



Fig. 1 Sketch map of planar opposed jets flow

上^[13],其高度 *H*=0.02 m。定义初始气相 Reynolds 数为

$$\operatorname{Re} = \rho_{\mathrm{g}} U_{0} H/\mu_{\mathrm{g}} \tag{13}$$

式中 U_0 为加速段进口气速,气体密度 $\rho_g = 1.22$ kg·m⁻³,动力黏度 $\mu_g = 1.82 \times 10^{-5}$ Pa·s。对平 板与加速段采用相同的壁面条件,气相设为无滑移 边界,对固相采用 Johnson & Jacksons 小滑移边 界条件^[17]。气固撞击流一般需要在一定长度的加 长管实现对颗粒加速,Tamir等^[18]通过实验得到, 当加速段长度 l 在 $1 \sim 1.2$ m 范围内,气相对颗粒 的加速比基本不变。因此,计算分为两部分,首先 计算长度 l = 1.2 m 的水平加速段内气相携带颗粒 的流动,其中固相初始速度为气相初始速度的 90%,并设置气相动能的 1%为初始湍动能^[19]。图 2 为模拟所得加速段流动稳定后出口截面气相速 度、颗粒速度和颗粒浓度瞬时分布;其次取加速段 出口截面的各个变量作为撞击流的喷嘴初始进口 条件。







计算采用笛卡尔坐标,最小网格(Δ)分别为 2.5、2、1 mm,工况为L/H=12,Re=27200, m=3.6, $d_p=60\ \mu$ m,进行网格独立性验证。比较 喷嘴轴线上的轴向(x方向)时均速度和时均颗粒 浓度(在3次连续振荡取时均)知,不同网格对撞 击流的时均速度影响不大[图3(a)],而颗粒浓度 分布有较大差别,特别是在撞击区[图3(b)]。考 虑所用计算时间,选最小网格为2 mm,在沿喷嘴 轴向与垂直方向的最大网格尺度分别为4 mm 和8 mm,对撞击区和出口区域使用2 mm 网格加密。 本文基于数值模拟结果解释了产生振荡的原因,并 分析一定的颗粒负载率和颗粒粒径条件下(表1),



图 3 网格独立性验证



(L/H =	:12,	Re =	27200,	$d_{\rm p} = 60$	μm,	m = 3.	6.)
--------	------	------	--------	------------------	-----	--------	----	---

表 1 几何条件和模拟参数

Table 1 Geometric conditions and simulation parameters

Parameter	Value
nozzle height $(H)/m$	0.02
length of inlet $pipe(l)/m$	1. 2
particle density($ ho_{ m p}$)/kg • m $^{-3}$	2500
ratio of particle-to-gas mass flow $rate(m)$	3. 6
particle-wall restitution $\operatorname{coefficient}(e_w)$	0. 7
L/H	12,16,20
initial gas Reynolds(Re)	13000 - 54000
particle diameter($d_{ m p}$)/ μ m	60
particle-particle restitution coefficient(e)	0.94
specularity coefficient(\$\phi)	0.05

振荡周期随初始气体 Re 和喷嘴间距的变化;其次 讨论改变颗粒粒径及负载率对振荡周期的影响。

2.2 振荡产生的原因

不同工况下的计算结果均得到类似平面狭缝喷 嘴单相撞击流的周期性振荡^[12-13],具体表现为流 体速度和流场内压力的周期变化。孙志刚等^[13]通 过对实验现象的观察认为流场内压力变化和射流大 涡结构的不稳定性造成射流偏离轴线。但气固撞击 流中,颗粒的存在影响气固流体的性质,进而可能 影响振荡。撞击区内流体发生撞击,形成一个高颗 粒浓度、高度湍动的区域,使其速度随时间的变化 较为复杂,图 4 所示为 L/H = 12, Re = 27200, $m=3, 6, d_p = 60 \ \mu m$ 条件下在撞击中心区 (x = 0, 5L)的气固相径向速度瞬时分布,其并未表现 出周期性变化,考虑选择离撞击区较近位置分析流 体速度在振荡过程中的周期性发展。由于大间距撞 击流的撞击区范围大约为 0. $2L^{[20]}$,所以选择射流 轴线上 x=0, 35L 处分析径向速度的周期变化。



Fig. 4 Radial gas and solid instantaneous velocity at x=0.5L of case L/H=12, Re=27200, m=3.6, $d_p=60~\mu$ m

图 5 为撞击中心区的静压差与轴线 x = 0.35L处气相径向速度随时间的变化。在 $t \approx 0.02$ s 双向 射流在撞击驻点撞击并偏转形成径向射流,造成驻 点处压力迅速增加;而径向射流形成的大涡结构使 得撞击区以及周围区域的压力发生较大差值,由于 平面撞击流的撞击作用面分布较圆喷嘴撞击流更为 狭窄,压力不均更强烈体现在垂直射流轴线的方向 上,在大约 $t=0.08\sim0.09$ s 时射流开始向上下方 向偏离轴线;由于初期射流动能参与径向射流的发 展以及撞击过程损失,射流偏离射流轴线程度较小 并在持续射流作用下返回轴线,双向射流再次撞击 (t=0.15~0.16 s), 撞击区内压力再次增加,并 在惯性作用下射流反向偏转,随着射流持续提供动 能以及径向射流充分发展,这种周期振荡也将趋于 稳定。而撞击区内压力最大值对应时刻要提前于 x=0.35L 处气相径向速度的最大值。表明射流撞 击造成的压力变化是导致振荡的主要原因。





profile at different positions of axis line

图 6 中, *x*=0. 35*L* 处固相径向速度达到最大 值的时间要滞后于气相,表明气固撞击流中气相首 先偏转,固相在曳力作用下继而偏离轴线。故选取 撞击区驻点压力最大的时刻为周期振荡的开始,对 应射流气相发生相向撞击。考虑固相的滞后,分别 用 *t* 和 *t*[']表示气固两相的振荡时间。

图 7 是上述工况在一个振荡周期内的气固速度 矢量图,与实验结果相似^[3]。撞击区以及附近区域 射流的偏转较为明显,气相偏离提前于固相,径向 射流结构被破坏,并在壁面限制以及流体阻滞作用 下,与偏离轴线的射流在径向方向产生较大的旋 涡,形成低压区。在 *T*/4 和 3/4*T* 时刻,射流在惯 性作用下撞击壁面,也耗散部分动能。



Fig. 6 Radial gas and solid instantaneous velocity at x=0.35L

2.3 振荡周期研究和流场特点

本文进一步分析不同间距、不同入口气速等因 素对振荡的影响。结合图 5~图 7,以撞击区压力 连续 3 次出现峰值的时间间隔作为一次偏转振荡的 周期,对应的射流气固相径向速度为正负峰值各出 现一次,得到不同工况的周期分布。如图 8 所示, 振荡周期随着进口气相 Re 增加而减小,并逐渐趋 于稳定;稳定振荡的周期以及对应的最小 Re 随间 距的增加而增大。当 3 种间距下撞击流振荡趋于稳 定时,对应的周期近似相等,约为 0. 12 s,所以当 L/H = 12, 16, 20 时,分 别 取 Re = 27200, 48800,54400 作为获得稳定周期的最小 Re,并选 这 3 种工况进行分析。定义 $\tau=L/U_0$ 表征流体获得



 $(L/H=12, Re=27200, m=3.6, d_p=60 \ \mu m)$



图 8 不同间距的振荡周期随 Re 的变化

Fig. 8 Oscillation periods variation with initial Reynolds number and different nozzle separation



射流动能快慢的时间,则以上 3 种工况对应的特征 时间 τ 分别为 0. 6H、0. 53H 和 0. 5H, τ 越小,表 示进口气速越大。

由图 9 知,在 L/H = 16 和 Re = 48800、 L/H = 20 和 Re = 54400 时撞击区压力分布相近, 但两者压力分布均与 L/H = 12 和 Re = 27200 时压 力分布存在明显区别。

图 10 所示为喷嘴轴线上气固相的瞬时轴向速 度分布,初始时刻 t(t')=0,气固相速度基本符合 同轴对置圆喷嘴撞击流的速度场,撞击区内速度梯 度最大。从 T/4 时刻的气相瞬时速度可知,射流 在大间距下的偏转程度更大,需要消耗更多的动 能,这也是造成大间距下轴向气固速度要小的原 因。在气相曳力作用下,固相的轴向速度在不同间 距下的分布与气相类似。在 T/4 时刻(图 7),由 于原来的撞击面已发生偏斜,两相射流并未直接撞 击,因此撞击区内速度将出现一个"真空区",不





同于撞击而导致的速度最小。从瞬时速度可进一步 确认,受流场内压力分布以及喷嘴出口条件影响, 撞击流在周期振荡过程中伴随着撞击驻点轻微的水 平移动。此外,喷嘴出口固相速度不等表明加速段 中固相对气相的速度比与初始气速有关,气速越 大,加速比反而减小^[17]。

2.4 不同颗粒参数对振荡周期的影响

气固撞击流中颗粒的参数也是影响流动的重要 因素。由图 9 知, *L*/*H*=16, 20 的两种工况量纲 1 压力变化接近, 固选用 *L*/*H*=16、*Re*=48800 的 工况分析颗粒参数对振荡周期的影响, 而选用 *L*/ *H*=20、*Re*=54400 的工况作为比较。其中颗粒粒 径以及颗粒负载率是主要考虑因素, 见表 2 的计算 工况选取。采用 2.3 节的方法得到不同颗粒参数工 况下的振荡周期, 如图 11 所示。

当 m = 3.6 时, d_p 分别取 60、75、100 μ m。 图 12 对比了这 3 种工况下气相轴向时均速度的变

表 2 计算工况

Table 2	Simulation	conditions

De recerce et err	Vaule			
Farameter	L = 16 H	L=20H		
initial gas Reynolds(<i>Re</i>)	48800	54400		
particle diameter($d_{\rm p}$)/ μ m	60—170	100 - 170		
ratio of particle-to-gas mass flow $rate(m)$	3.6,5.1,8.2	8.2		





化。结合2.2节和2.3节中的分析,随着粒径的增加,携带颗粒和周期振荡过程中消耗更多的气相动能,在相同的气相流量进口条件下,撞击前轴向速度明显减小,导致射流撞击时撞击区内静压差与压力梯度均减小,即削弱导致撞击面偏斜的动力,使得大颗粒工况的振荡晚于小颗粒;另一方面,轴向速度的减小不足以为偏转的射流提供返回轴线的动力,因此导致振荡周期的延长,为获得足够能量来促使并维持稳定的周期振荡。

上述分析说明携带不同粒径颗粒的气固撞击流 周期振荡过程具有相似性。结合图 11 的结果,主 要以 $d_p = 100 \ \mu m$ 的颗粒,分析负载率分别为 3. 6、 5. 1 和 8. 2 以及增加初始气速对振荡周期的影响 (L/H=20, Re=54400 的特征时间 τ 较小相当于 增加初始气速)。图 13 为气相轴向时均速度分布, 对 L/H=16 的工况,当射流发生相向撞击时,忽 略驻点的水平偏移,气相速度随固相负载率的增加 而增加;结合图 9 和图 10 分析,固相负载率的增加 加一方面增加了射流惯性,另一方面气固相间相互 作用得到加强,这就保证了撞击区较大的静压差以 及较大的压力梯度,射流惯性的增加可以尽快使偏 离的射流返回轴线,因此增加颗粒负载率有助于减 小振荡周期。对比 L/H=16、Re=48800 和 L/H=20、Re=54400 这两种工况,一方面增加初





Fig. 12 Axial gas mean velocity with different

particle diameters at m=3.6



始气速可以减小振荡周期,另一方面大间距下颗粒 在轴向上的扩散分布更均匀,气固相间作用也更强 些,可以抵消大间距造成的振荡过程额外耗散,由 图 11 可知,后者的振荡周期略小于前者。

此外,当 $d_p = 60 \sim 75 \ \mu m$,振荡周期随粒径和 负载率的变化均较小,表明对颗粒的加速以及气固 相间动量和能量的转移程度相当;而随着颗粒粒径 $(d_p > 75 \ \mu m)$ 的增加,更多的气相动能被颗粒消 耗,表现为周期变化梯度增加,需要获得更多的射 流动能来维持振荡,因此振荡周期变大。

3 结 论

平面气固撞击流的周期振荡行为具有与同轴对 置圆喷嘴撞击流相似的特点,如撞击区总是速度梯 度最大的区域;但是径向射流的结构被破坏,并且 偏转后的射流很可能冲击壁面,是平面撞击流的

第 64 卷

不足。

本文从几何条件、颗粒粒径以及不同初始条件 对平面撞击流的周期振荡进行模拟。初步解释平面 撞击流产生振荡的原因,并得到以下结论。

(1) 大间距下,采用较大的进口气相 *Re* 可获 得较稳定的撞击。

(2)相同的气相 Re 下,携带大颗粒消耗更多 的气相动能,在气相流量恒定的前提下,需要延长 射流的时间获得稳定振荡。

(3)颗粒负载率较大时,气固相间动量交换作 用增强,是减小振荡周期的原因。特别是在 $d_p =$ $60 \sim 100 \ \mu m$,负载率达到 & 2 时,对应的振荡周 期甚至要小于同样气相条件下较稀疏的气固撞 击流。

符号说明

- d_{p} ——颗粒粒径, μm
- - g₀——径向分布函数
- *H*——平面喷嘴高度及加速段径向高度,m
- *L*——喷嘴间距,m
- *l* ——加速段长度,m
- *m*——固相质量负载率
- *P*——压力,Pa
- Re——气相 Reynolds 数
- *T*──振荡周期,s
- *t*,*t*'-----时间,s
- U,u——分别为 x 方向的时均速度和瞬时速度, m s⁻¹ U_0 ——加速段初始气速, m • s⁻¹
 - *v*——*y*方向的瞬时速度,m•s⁻¹
 - *β*───相间曳力系数
 - ε₄───体积分数
 - ∲───壁面摩擦系数
 - κ.——颗粒温度传导系数
 - μ。——固相剪切黏度系数
 - ρ_k ——气固相密度
 - *τ*ℯ───应力张量
 - *Θ*───固相颗粒温度
- 下角标
 - g——气相
 - s-----固相

References

[1] Elperin I T. Transport Processes in Opposing Jets (Gas Suspension) [M]. Minsk: Science and Tech Press, 1972: 213

- Champion M, Libby P A. Reynolds stress description of opposed and impinging turbulent jets (I): Closely spaced opposed jets [J]. *Physics of Fluids A*: *Fluid Dynamics*, 1993, 5 (1): 203
- [3] Li W F, Sun Z G, Liu H F, Wang F C, Yu Z H. Experimental and numerical study on stagnation point offset of turbulent opposed jets [J]. Chemical Engineering Journal, 2008, 138 (1): 283-294
- [4] Kitron A, Elperin T, Tamir A. Monte Carlo simulation of gas-solids suspension flows in impinging streams reactors
 [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1990, 16 (1): 1-17
- [5] Xu Yongtong (徐永通), Tang Huiqing (唐惠庆), Ye Shufeng (叶树峰), Cai Zhangping (蔡漳平), Xie Yusheng (谢裕生), Chen Yunfa (陈运法). Three dimensional numerical simulation of gas-solid flows in impinging streams reactor [J]. Computer and Applied Chemistry (计算机与 应用化学), 2007, 24 (11): 1511-1515
- [6] Du M, Zhao C S, Zhou B, Guo H W, Hao Y L A modified DSMC method for simulating gas-particle two-phase impinging streams [J]. Chemical Engineering Science, 2011, 66 (20): 4922-4931
- [7] Benyahia S, Syamlal M, O'Brien T J. Study of the ability of multiphase continuum models to predict core-annulus flow
 [J]. AIChE Journal, 2007, 53 (10): 2549-2568
- [8] Enwald H, Peirano E, Almstedt A E Eulerian two-phase flow theory applied to fluidization [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1996, 22: 21-66
- [9] Denshchikov V, Kondrat'ev V, Romashov A, Chubarov V. Auto-oscillations of planar colliding jets [J]. Fluid Dynamics, 1983, 18 (3): 460-462
- [10] Denshchikov V, Kondrat'ev V, Romashov A Interaction between two opposed jets [J]. *Fluid Dynamics*, 1978, 13 (6): 924-926
- Pawlowski R P, Salinger A G, Shadid J N, Mountziaris T
 J. Bifurcation and stability analysis of laminar isothermal counter flowing jets [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2006, 551: 117-140
- [12] Teixeira A M, Santos R J, Costa M R P F N, Lopes J C B. Hydrodynamics of the mixing head in RIM: LDA flowfield characterization [J]. AIChE Journal, 2005, 51 (6): 1608-1619
- [13] Sun Zhigang (孙志刚), Li Weifeng (李伟锋), Liu Haifeng (刘海峰), Yu Zunhong (于遵宏). Oscillation characteristic of two planar opposed jets [J]. CIESC Journal (化工学报), 2009, 60 (2): 338-344
- [14] Li W F, Yao T L, Liu H F, Wang F C. Experimental investigation of flow regimes of axisymmetric and planar opposed jets [J]. AIChE Journal, 2011, 57 (6): 1434– 1445
- [15] Balzer G, Simonin O, Boelle A, Lavieville J. Unifying modelling approach for the numerical prediction of dilute and dense gas-solid two-phase flow [R]. Chato: Electricite de France, 1996
- [16] Simonin O. Continuum modeling of dispersed two-phase

flows//Combustion and Turbulence in Two-Phase Flows [R]. Von Karman Institute of Fluid Dynamics Lecture Series, 1996: 1-47

- [17] Johnson P C, Jackson R. Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1987, 176: 67-93
- [18] Tamir Abraham Impinging-Stream Reactors: Fundamentals and Applications (撞击流反应器:原理和应用)[M]. Wu

Yuan (伍沅), trans Beijing: Chemical Industry Press, 1994: 47

- [19] Patankar S V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow
 [M]. New York: Taylor & Francis, 1980: 69
- [20] Hosseinalipour S M, Mujumdar A S Flow and thermal characteristics of steady two dimensional confined laminar opposing jets ([]): Unequal jets [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 1997, 24 (1): 39-50



《化工结晶过程原理及应用》评介

化工结晶过程是重要的化工操作单元,广泛地应用于各种化工产品和其他工 业产品及中间产品的生产。尤其是在盐、碱、糖、药等产品的生产中,化工结晶 过程更是不可或缺的过程,而且应用历史久远。早在几千年前,人类就开始利用 盐碱湖水和海水结晶制取盐、碱。近些年来,由于结晶过程在有机、高分子、油 脂、轻工、医药等产品及水的净化等方面的广泛应用,结晶过程更是成为人们十 分关注的技术。《化工结晶过程原理及应用》的作者,都是多年从事盐、碱等产品 生产、设计、研究、教学方面的老专家,对化工结晶过程都有很深的造诣。该书 作者不仅详尽地讲述了化工结晶过程的基础理论,而且对结晶工艺过程和设备及 其设计、结晶过程在各个领域中的应用作了广泛的阐述,并且引入了大量的实例。 尤其是在应用篇中,以第十四章结晶在纯碱生产中的应用为重点实例,全面、系 统并结合生产讲述了结晶过程从原理到设备设计的全过程,起到了举一反三的效 果,对实际应用和学习具有指导意义。

进入 21 世纪后,又出现了许多结晶过程新的研究成果和新技术,尤其是掌控 结晶过程可以改变产品性能、提升产品的功能、简化产品生产过程。《化工结晶过 程原理及应用》第一版,出版十分应时,填补和完善了此类专著的不足,受到广



大读者的欢迎,不断被高校教材和其他有关专著引用,并且获得了中国(全国)大学出版社优秀图书奖首届优秀学术著作 一等奖。为了满足广大读者的需求和适应本学科的发展、反映新成果,进行修订再版。《化工结晶原理及应用》第二版又 有许多专家加盟编写,这些知名专家通力合作,使此专著内容更新、更加全面完善。相信《化工结晶过程原理及应用》第 二版的出版,将对化工结晶过程的发展产生积极影响,会受到更多读者的欢迎。