

# 垂直湍流液 - 固流中大颗粒的相对速度<sup>1)</sup>

路展民 杨秀芝

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

**摘要** 通过量纲分析和实验测量, 对于垂直、局部均匀的湍流稀态液 - 固流中, 大颗粒的相对速度, 建立了无量纲参数表达式. 用分析和实验相结合的方法, 确定了表达式中无量纲参数的幂次及有关系数. 实验中用激光多普勒分相测量技术, 分别测出流体和颗粒的时均速度. 结果表明, 大颗粒相对速度强烈依赖于流体雷诺数, 当流体雷诺数较高时, 其幂次渐近于 1.5.

**关键词** 液 - 固流, 湍流, 相对速度, 激光多普勒测速, 速度差

## 前 言

在两相流中, 一般而言, 颗粒与其周围流体间存在着速度的差别. 在化工、环境、能源等涉及两相流的领域中, 估算颗粒雷诺数, 计算颗粒物的质量输运等, 需要两相速度差的信息. 作为第一步, 首先必须了解速度差所依赖的参数和依赖的程度. 在湍流两相流中, 两相速度差除了与重力有关外, 还与颗粒与涡的相互作用有关. 微小的颗粒能跟随湍流中微尺度涡的运动, 而较大尺度的颗粒则仅能跟随较大尺度以上的涡的运动. 由于比粘性耗散尺度大的涡的性质, 与粘性耗散尺度以下的涡的性质不同, 在考虑速度差时, 对小于粘性耗散尺度的小颗粒和比这尺度大很多的大颗粒, 两者的处理方法也有所不同. V.G. Levich<sup>[1]</sup> 对尺度大于最小涡的颗粒, 运用均匀各向同性湍流理论, 在忽略附加质量力后, 推导出气 - 固两相流中, 两相速度差最大值的表达式. D. Azbel<sup>[2]</sup> 运用类似方法, 给出了液 - 固流中尺度大于微尺度涡和小于微尺度涡的颗粒的相对速度的表达式. 但是上述工作都缺乏实验的检验. 近二十年来, 由于激光测量技术用于两相流研究的进展, 对于气 - 固流中的两相速度, 已有较多的实验结果<sup>[3~5]</sup>. 液 - 固两相的密度差别小, 对速度差的测量较难, 因此对液 - 固流中速度差的分析和测量并不多见. 本文的目的是通过量纲分析和实验测量, 建立一个可用于估计在均匀、稳定的湍流区内, 稀态液 - 固流两相速度差的表达式. 为了确定速度差依赖的参数, 在量纲分析时参考了颗粒在均匀、稳定的湍流场中运动的 BBO 方程. 实验时使用激光多普勒两相速度分相测量技术, 对加入不同材料、尺寸的颗粒的垂直管道中的水流中心区进行测量, 按测量结果及量纲分析原理, 确定了相对速度平均值表达式中无量纲参数的幂次以及有关的系数.

## 1 速度差的无量纲参数表达

### 1.1 无量纲参数的确定

由 Basset, Boussinesq 和 Oseen 给出的描写颗粒在流体中作非定常运动的一般方程的一维形式是

1997-11-05 收到第一稿, 1998-05-06 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目.

$$\rho_p V \frac{dv_p}{dt_p} = -V \nabla p + \frac{1}{2} \rho_f V \left( \frac{dv_f}{dt_f} - \frac{dv_p}{dt_p} \right) + \text{外力} + \text{阻力} + \text{Basset 力} \quad (1)$$

式中右端第一项为压强梯度力, 第二项为附加质量力,  $\rho_f, \rho_p$  分别是流体和颗粒的密度,  $v_f, v_p$  分别是流体的颗粒速度的垂直分量,  $V$  是颗粒体积. 当满足由 Corrsin 和 Lumley 等所指出的条件时<sup>[6~8]</sup>, 可忽略压强梯度力项展开式中的粘性力项. 若除重力外无其它外力并取坐标垂直向上沿平均流动方向, 则上式成为

$$\rho_p V \frac{dv_p}{dt_p} = \rho_f V \frac{dv_f}{dt_f} + \frac{1}{2} \rho_f V \left( \frac{dv_f}{dt_f} - \frac{dv_p}{dt_p} \right) - (\rho_p - \rho_f) g V + \text{阻力项} + \text{Basset 力项} \quad (2)$$

其中  $\frac{d}{dt_p}$  及  $\frac{d}{dt_f}$  分别是参考于颗粒和流体的运算. 考虑平稳的含颗粒湍流流动, 可认为流体和颗粒的运动均为平稳随机过程, 可将速度表为时均值  $\bar{v}_f, \bar{v}_p$  与脉动值  $v'_f, v'_p$  之和

$$v_f = \bar{v}_f + v'_f, \quad v_p = \bar{v}_p + v'_p \quad (3)$$

则瞬时速度差是

$$v_r = v_f - v_p = (\bar{v}_f - \bar{v}_p) + (v'_f - v'_p) \quad (4)$$

以  $v_r = v_f - v_p$  代入 (2) 式经整理后得

$$\left( \rho_p + \frac{1}{2} \rho_f \right) V \frac{dv_r}{dt_p} = \rho_p V \frac{dv_f}{dt_p} - \rho_f V \frac{dv_f}{dt_f} + (\rho_f - \rho_p) g V - \text{阻力项} - \text{Basset 力项} \quad (5)$$

对于直径为  $d_p$  的球形颗粒, 阻力  $F_s$  是

$$F_s = \frac{\pi}{8} d_p^2 \rho_f C_d |v_r| v_r \quad (6)$$

其中  $C_d$  是阻力系数, 与颗粒雷诺数  $Re_p = v_r d_p / \nu_f$  有关,  $\nu_f$  是流体运动粘性系数. 由于是平稳过程, 可令 Basset 力中的起动时间  $t \rightarrow \infty$ , 成为

$$F_b = \frac{3}{2} d_p^2 \rho_f \sqrt{\pi \nu_f} \int_{-\infty}^t \frac{dv_r}{dt'} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} \quad (7)$$

从式 (5) 可知, 瞬时速度差应与参数  $\rho_f, \rho_p, \nu_f, d_p$  及重力加速度  $g$  有关. 此外, 一般而言, 还应与湍流运动的重要参数——总体平均流速的时均值  $U$ , 流动尺度  $D$  有关. 至于流体和颗粒各自的湍流脉动的影响, 由于本文的对象为均匀、平稳湍流, 因此不考虑将湍流脉动作为参数.

由此可认为,  $v_r$  的统计平均值  $\bar{v}_r$  仅与  $\rho_f, \rho_p, \nu_f, U, D, d_p$  及  $g$  共 7 个参数有关. 依据量纲分析原理,  $\bar{v}_r$  应能表达于 5 个无量纲参数. 今取此 5 个参数为:

$Re_f \equiv \frac{UD}{\nu_f}$  为流体雷诺数,  $Re_p \equiv \frac{\bar{v}_r d_p}{\nu_f}$  为颗粒雷诺数,  $\left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right)$  为颗粒-流体相对密度差,  $\frac{d_p}{D}$  为颗粒相对尺寸,  $G \equiv \frac{D^3 g}{\nu_f^2}$  为重力参数. 因此应有函数关系

$$Re_p = \Phi \left[ \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right), Re_f, \frac{d_p}{D}, G \right] \quad (8)$$

此式是在描写单颗粒运动的方程的基础上提出的, 因此其中并不包含颗粒浓度的参数. 对于含稀态颗粒群的两相流, 可忽略颗粒对湍流结构的影响<sup>[9,10]</sup>, 并认为颗粒间没有碰撞和边界层的

交错. 在这些假定下, 本文对稀态含颗粒流动, 不增加关于浓度的参数, 而是将浓度的影响, 包含在有关的数值系数中.

## 1.2 无量纲参数幂次的理论预示

本文处理其尺寸大于流体流动微尺度的大颗粒的情况. 对这样的大颗粒, 其运动是由较大尺度的涡 (一般为含能涡) 所带动的. 若  $\epsilon$  是湍流能量耗散,  $D$  是流体流动尺度,  $a_f$  是这些涡的加速度的某个代表性的值,  $\lambda$  是这些涡的尺度. 则按均匀、各向同性湍流理论, 应有关系:  $a_f \sim (\epsilon^2/\lambda)^{1/3}$ ,  $\epsilon \sim U^3/\lambda$ . 又按 Hutchinson 等 (1971)<sup>[11]</sup>, 在湍流管道流动中间较宽的范围, 含能涡的尺度约为管道尺寸  $D$  的 1/10, 即有  $\lambda \sim D/10$ . 因此就有

$$a_f \sim 10 \cdot U^2/D = 10 \cdot \frac{\nu_f^2}{D^3} Re_f^2 \quad (9)$$

即这些涡的加速度与  $Re_f^2/D^3$  成正比. 由此可考虑两种较简单的情况. 按式 (9) 估计管道中轴上流体涡加速度的量级, 并与  $g$  作比较可知: 当  $Re_f$  相当高且  $D$  不很大时有  $a_f \gg g$ , 此时, 方程 (5) 中的重力项可以忽略, 因此, 仅需 3 个无量纲参数即可表达  $Re_p$ ,

$$Re_p = \phi_1 \left[ \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right), \frac{d_p}{D}, Re_f \right] \quad (10)$$

另一种情况是, 当  $Re_f$  接近湍流-层流的临界雷诺数而  $D$  又不太小时, 有  $a_f \ll g$ , 此时方程 (5) 中与流体加速度有关的项可以略去, 方程简化为

$$\left( \rho_p + \frac{1}{2} \rho_f \right) V \frac{dv_r}{dt_p} = (\rho_p - \rho_f) V g - \text{阻力项} - \text{Basset 力项} \quad (11)$$

亦即忽略湍流涡动力后, 方程退化为与描写均匀层流中单个颗粒的相对运动的方程相同的形式. 当方程 (11) 所描写的颗粒运动稳定后, 瞬态项趋于零, 阻力与重力平衡, 就有

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 (\rho_p - \rho_f) g = \frac{\pi}{8} d_p^2 \rho_f C_d v_r^2 \quad (12)$$

对于  $Re_p > 1$  时的大颗粒的阻力系数  $C_d$ , 为了筒体表达, 此处不采用准确度高、范围宽的复杂式子, 而取在  $1 < Re_p < 200$  内有一定准确度的表达式

$$C_d = \frac{24}{Re_p^{2/3}} \quad (13)$$

(13) 式代入 (12), 且因已是稳态层流, 不再区分瞬时值与时均值, 可得

$$\bar{v}_r = v_r = \left[ \frac{d_p^{1.07}}{18 \nu_f^{0.67}} \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right) g \right]^{0.75} \quad (14)$$

改写成无量纲参数表达式为

$$\begin{aligned} Re_p &= 0.115 \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right)^{0.75} \left[ \left( \frac{d_p}{D} \right)^3 \cdot \left( \frac{D^3 g}{\nu_f^2} \right) \right]^{0.75} = \\ &0.115 \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right)^{0.75} \cdot \left( \frac{d_p}{D} \right)^{2.25} \cdot G^{0.75} \end{aligned} \quad (15)$$

因此,也只需 3 个参数即可表达  $Re_p$ . 从 (9) 式又可以预估,参数  $Re_f$  的幂次应为参数  $G$  的幂次的 2 倍. 由此,并参考 (10), (15) 两式,将含稀态大颗粒的两相流中的  $Re_p$  一般地表为

$$Re_p = \alpha \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right)^a \cdot \left( \frac{d_p}{D} \right)^b \cdot \varphi(G^c, Re_f^{2c}) \quad (16)$$

其中  $\alpha$  是一个与颗粒浓度有关的数值系数,  $a, b$  及  $c$  均为幂次值. 函数  $\varphi(G^c, Re_f^{2c})$  表达  $G$  和  $Re_f$  两者对  $Re_p$  的贡献,应具有当  $Re_f$  很低时,其中的  $Re_f$  可以略去,  $Re_f$  很高时,其中的  $G$  可以略去的性质.

整理实验数据时,先对参数  $\left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right)$  的幂次  $a$  取预定值 0.75,在此条件下,对添加 4 种不同颗粒的 4 种流动所测得的颗粒雷诺数  $Re_{pe}$  拟合出参数  $(d_p/D)$  应有的幂次  $b$ ,然后在  $a, b$  已确定的条件下引入仅与  $G$  及  $Re_f$  有关的参数  $F_1$

$$F_1 = Re_{pe} / \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right)^a \cdot \left( \frac{d_p}{D} \right)^b \quad (17)$$

比较式 (17) 及 (16) 可知  $F_1 = \alpha \varphi(G^c, Re_f^{2c})$ . 在  $G$  参数不变时,对  $F_1$  的实验值随  $Re_f$  变化趋势的考察结果表明,在本文实验的  $Re_f$  范围内,当  $Re_f$  较高时,  $F_1$  即以  $Re_f^{1.5}$  的规律变化,当  $Re_f$  较低时,随着  $Re_f$  的下降,  $F_1$  与  $Re_f^{1.5}$  的偏离也愈大.

## 2 实验方法和测量技术

### 2.1 理想速度差和实际测量的速度差

在以上列出的关于两相速度差的方程式 (5) 和随后的分析中,瞬时速度差均定义为颗粒速度与相同时刻该颗粒周围流体的平均速度之差,即  $v_r(t_i) = v_f(t_i) - v_p(t_i)$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$ . 因此,速度差的时均值是

$$\bar{v}_r = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K v_r(t_i) = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K v_f(t_i) - \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K v_p(t_i) = \bar{v}_f - \bar{v}_p \quad (18)$$

即两相速度差的时均值等于同时采样的两相速度时均值之差. 但是,这是理论上定义的速度差,在实际测量中,两相瞬时流速目前还不能被同时采集,  $v_f$  及  $v_p$  是在不同时刻采得的. 设实际测量的速度差的时均值为  $\bar{v}_{re}$ , 则有

$$\bar{v}_{re} = \bar{v}_{fe} - \bar{v}_{pe} = \frac{1}{K_1} \sum_{k=1}^{K_1} v_f(t_k) - \frac{1}{K_2} \sum_{j=1}^{K_2} v_p(t_j) \quad (19)$$

其中  $K_1, K_2$  是采样个数,当  $k = j$  时,  $t_k \neq t_j$ . 对于可认为是平稳随机过程的湍流两相速度,平均值与采样时间无关,只要采样个数  $K_1$  及  $K_2$  足够大,就有

$$\bar{v}_{fe} = \frac{1}{K_1} \sum_{k=1}^{K_1} v_f(t_k) = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K v_f(t_i) = \bar{v}_f \quad (20)$$

$$\bar{v}_{pe} = \frac{1}{K_2} \sum_{j=1}^{K_2} v_p(t_j) = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K v_p(t_i) = \bar{v}_p \quad (21)$$

因此就有

$$\bar{v}_{re} = \bar{v}_{fc} - \bar{v}_{pe} = \bar{v}_f - \bar{v}_p = \bar{v}_r \quad (22)$$

亦即在此条件下，速度差的实际测量值应趋近于理想值。

## 2.2 实验设备和材料

为使实验点处于局部均匀的流动中，测量在垂直管道内离入口较远的含颗粒水流中心区进行。按管道直径和水流雷诺数估算，湍流微尺度约几十微米，而所使用的颗粒的最小直径约 0.1 mm。因此可以认为，颗粒尺寸是大于微尺度的。水箱中的含颗粒水流由泵驱动沿垂直玻璃管道（内径  $D = 2$  cm，长 110 cm）向上流动，至出口端再转折向下，回到水箱，作循环流动。使用不同比重  $\nu$  的材料和不同直径的颗粒，计有玻璃微珠（ $\nu = 2.65$ ， $d_p$  为 0.18~0.20 mm，取平均为 0.19 mm），玻璃微珠（ $\nu = 2.65$ ， $d_p$  为 0.105~0.125 mm，取平均为 0.115 mm），硅酸锆颗粒（ $\nu = 3.60$ ， $d_p$  为 0.091~0.101 mm，取平均 0.095 mm），阳离子交换树脂（ $\nu = 1.60$ ， $d_p$  为 0.35~0.40 mm，取平均为 0.37 mm）。用一台工作于前向散射方式的激光多普勒测速计（LDV）测量离管道入口约 75 cm 处中轴上的两相轴向速度。水流雷诺数  $Re_f$  自  $1.50 \times 10^4$  至  $2.54 \times 10^4$ 。颗粒的平均体积浓度估计约在  $5 \times 10^{-4}$  至  $3 \times 10^{-3}$  之间。小颗粒的浓度低，大颗粒的浓度高。

## 2.3 测量技术

按可见度 - 基座复合判别法的原理<sup>[12]</sup>，区分流体相和颗粒相的速度数据。微米量级能追随流体小涡运动的粒子产生的 LDV 信号，具有较高的可见度（Vis.）值，由具有高 Vis. 的信号可得流体相速度数据；另一方面，几十微米以上的从激光探测体中间部位穿越的透明颗粒产生的 LDV 信号，具有很高的基座（Ped.）值，由具有高 Ped. 的信号可得颗粒相的速度数据。

上述原理由分相器、计数型处理器和微型机三者配合实现。分相器提供判别 LDV 信号相属性的标志，计数型处理器处理 LDV 信号，提供速度数据，微型机则控制数据的采集和进行统计处理。原理方框图示于图 1。实践表明，在液 - 固流中，由于两相差别小，分相测量必须谨

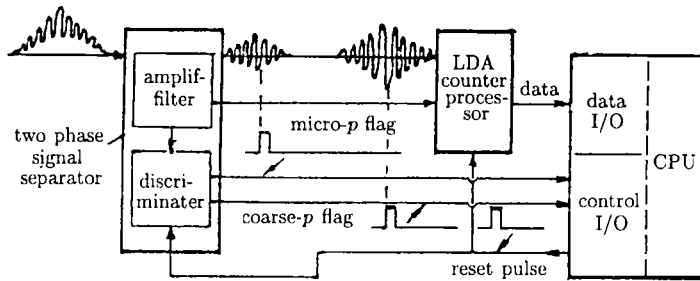


图 1 两相信号区分和处理系统

Fig.1 Two phase signal separation and processing system

慎进行。本文实验中的两相速度数据，系先由分相器按标志将 LDV 信号流分为两路分别对应于微粒和颗粒的 LDV 模拟信号流，然后用一台计数型信号处理器及微型机分别采集、处理。当流动稳定时，按平稳过程的性质，这种“不同时”的采样不会对时均值的测量带来明显影响。

## 3 实验结果及其归纳

### 3.1 速度差时均值的测量结果与管道剖面时均流速的关系

图 2 给出速度差与管道平均流速  $U$  的关系，实芯标记表示不同的剖面时均流速  $U$  时的两

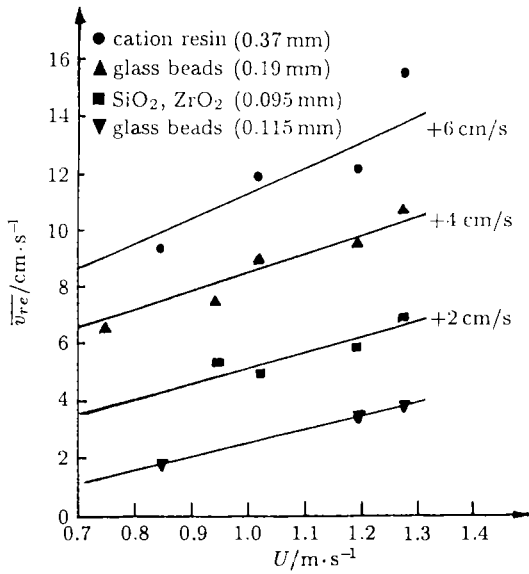


图 2 速度差与管道平均流速  $U$  的关系  
Fig.2 Velocity difference versus  $U$

相速度差的实验值, 实线为这些实验点的平滑线. 为便于观察时区分不同组的实验值, 从  $v_{r2}$  至  $v_{r4}$ , 每组数据已各自加上了平移量 2 cm/s, 4 cm/s, 6 cm/s, 管道剖面时均流速按测得的中心时均值  $U_c$  的  $1/1.24$  取值.

### 3.2 颗粒雷诺数与颗粒相对尺寸的关系

为了考察测得的颗粒雷诺数  $Re_{pe}$  与颗粒相对尺寸 ( $d_p/D$ ) 的关系, 引入参数  $F$

$$F = Re_{pe} / \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right)^{0.75} \quad (23)$$

在实验中重力参数  $G = D^3 g / \nu_f^2$  是不变的, 因此参数  $F$  在相同的流体雷诺数  $Re_f$  下, 应仅与 ( $d_p/D$ ) 有关, 即  $F$  可表为

$$F = K(Re_f) \cdot \left( \frac{d_p}{D} \right)^b \quad (24)$$

对此式取对数, 由  $\ln F$  与  $\ln(d_p/D)$  的线性关系可求得幂次  $b$ . 图 3 示出 4 种颗粒的流动在 3 种  $Re_f$  下的  $\ln F - \ln \left( \frac{d_p}{D} \right)$  关系 (其中计算  $F$  所用的  $Re_{pe}$  是从图 2 所示  $v_r$  的原始数据平滑后的值  $v_{re}$  得到的). 由图可以看出, 对每一  $Re_f$  之值, 4 种颗粒的流动的实验数据均落在斜率为 2.25 的直线之上或附近. 因此,  $Re_{pe}$  与  $d_p/D$  之间, 有符合于理论预示的关系

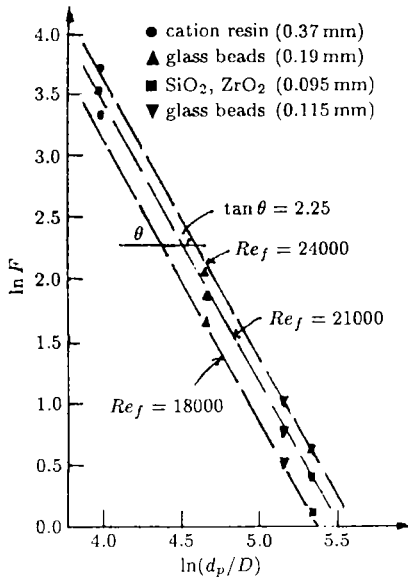


图 3 参数  $F$  与颗粒相对尺寸的关系  
Fig.3 Parameter  $F$  versus  $d_p/D$

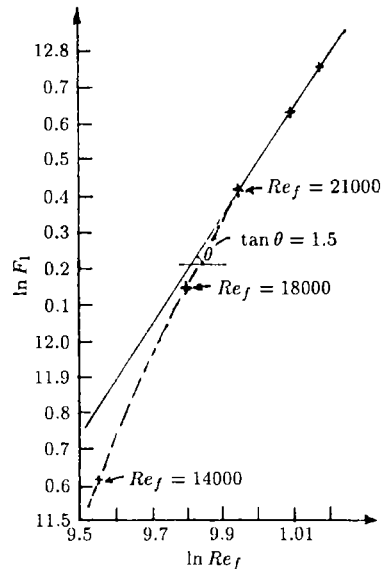


图 4 参数  $F_1$  与流体雷诺数的关系  
Fig.4 Parameter  $F_1$  versus  $Re_f$

$$Re_{pc} \sim \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1\right)^{0.75} \cdot \left(\frac{d_p}{D}\right)^{2.25} \cdot K(Re_f) \quad (25)$$

### 3.3 颗粒雷诺数与流体雷诺数的关系

为了考察测得的颗粒雷诺数  $Re_{pc}$  与流体雷诺数  $Re_f$  的关系, 引入参数  $F_1$

$$F_1 = Re_{pc} / \left[ \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1\right)^{0.75} \cdot \left(\frac{d_p}{D}\right)^{2.25} \right] \quad (26)$$

它应与  $Re_f$  及  $G$  有关, 当重力参数  $G$  不变时, 则仅与  $Re_f$  有关. 图 4 示出  $\ln F_1$  与  $\ln Re_f$  的关系 (其中实验点的  $\ln F_1$  之值已是 4 种颗粒的流动在相同  $Re_f$  下的平均值). 图中的直线是一条表示  $F_1 \sim Re_f^{1.5}$  的关系的直线. 由图可见, 当  $Re_f$  低时 (例如  $Re_f = 14000$ ,  $\ln Re_f = 9.55$ ), 数据点偏离该直线较远. 随着  $Re_f$  的增大, 偏离减小, 当  $Re_f \geq 21000$  时, 数据点即完全落在该直线上. 因此,  $Re_{pc}$  与  $Re_f$  之间, 有符合于理论预示的关系

$$Re_{pc} \sim \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1\right)^{0.75} \cdot \left(\frac{d_p}{D}\right)^{2.25} \cdot Re_f^{1.5} \cdot K_1(Re_f) \quad (27)$$

当  $Re_f$  增大时, 其中的  $K_1(Re_f)$  渐近于某一定值, 此时就有表达式

$$Re_{pc} = \alpha \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1\right)^{0.75} \cdot \left(\frac{d_p}{D}\right)^{2.25} \cdot Re_f^{1.5} \quad (28)$$

按此式, 对  $Re_f = 24000$  ( $U = 1.2 \text{ m/s}$ ) 时的 4 种不同颗粒的流动, 可求得  $\alpha$  的平均值是 0.080, 使用这一系数, 按 (28) 式计算出的颗粒雷诺数  $Re_{pc}$  与由实验所得的平滑值  $Re_{pe}$  的对比见表 1, 该 4 种颗粒的有关参数一并在表中列出. 在本文中, (28) 式成立的条件  $Re_f \geq 21000$ , 是在实验中重力参数  $G$  不变的条件下获得的. 当  $G$  增大时, 所需的  $Re_f$  值也必须相应地增大.

表 1 颗粒材料参数、速度差测量值  $v_{re}$ 、颗粒雷诺数测量值  $Re_{pe}$  及计算  $Re_{pc}$   
( $Re_f = 24000$ ,  $U = 1.2 \text{ m/s}$ )

Table 1 Particle parameters, measured velocity difference  $v_{re}$ , particle Reynolds number measured value  $Re_{pe}$  and calculated value  $Re_{pc}$  ( $Re_f = 24000$ ,  $U = 1.2 \text{ m/s}$ )

Particle material	Glass beads	Glass beads	SiO <sub>2</sub> ·ZrO <sub>2</sub>	Cation resin
$\rho_p/\rho_f$	2.65	2.65	3.60	1.60
mean diameter $d_p$ ,mm	0.19	0.115	0.095	0.37
(measured) $v_{re}$ cm/s	5.85	3.5	4.0	7.6
(measured) $Re_{pe}$	11.1	4.0	3.8	28.1
(calculated) $Re_{pc}$	12.2	3.9	3.6	25.6

## 4 结 论

1) 运用量纲分析方法和均匀、各向同性湍流理论, 对含大颗粒的湍流两相流中的颗粒的相对速度提出了无量纲参数表达式.

2) 使用激光多普勒分相测量技术, 实验检验了相对速度无量纲参数表达式中, 参数幂次预定的正确性, 以及流体雷诺数较高时, 渐近趋势的正确性.

3) 在不计颗粒群对流体湍流参数的影响的条件下, 大颗粒的雷诺数依赖于颗粒和流体的比密度、颗粒的相对尺寸、流体雷诺数以及无量纲重力参数. 其中, 对流体雷诺数有强烈依赖, 当流体雷诺数较高时, 其幂次渐近于 1.5.

致谢 本文改写时与刘大有研究员进行了讨论, 很有帮助. 对此作者深表感谢.

### 参 考 文 献

- 1 Leivich VG ed. Physicochemical Hydrodynamics. Translated by Scriptor Technica. Prentice-Hall, Inc, 1962. 174~183
- 2 Azbel DS ed. Two-phase Flow in Chemical Engineering. Cambridge University Press, 1981. Chapter 6, Paragraph 10
- 3 Lee S L, Durst F. On the motion of particle in turbulent duct flows. *Int J Multiphase Flow*, 1982, 8: 125~146
- 4 Tsuji Y, Morikowa Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a horizontal pipe. *J Fluid Mechanics*, 1982, 120: 385
- 5 Tsuji Y, Morikowa Y, Shiomi H. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. *J Fluid Mechanics*, 1984, 139: 417
- 6 Corrsin S, Lumley J. On the equation of motion for a particle in a turbulent fluid. *Appl Sci Research*, 1956, 6A: 114
- 7 Hinze JO. Turbulence. New York: McGraw-Hall Book Company, Inc, 1959. 352
- 8 Soo SL. Fluid Dynamics of Multiphase Systems. Blaisdell, Mass, 1967. 35
- 9 Rashidi M, Hetsroni G, Banerjee SJ. Particle-turbulence interaction in a boundary layer. *Int J Multiphase Flow*, 1990, 16(6): 935~949
- 10 Lu Zhanmin, Liu Dayou, Yang Xiuzhi. The suppression effects of sub-millimeter particles on the water turbulence in a horizontal pipe. Int Conference on Fluid Mechanics and Theoretical Physics, June 1~3, 1992. Beijing
- 11 Hutchison P, Hewitt G, Dukler AE. Deposition of liquid or solid dispersion from turbulent gas streams: a stochastic model. *Chem Engng Sci*, 1971, 26: 419~439
- 12 Lu Zhanmin, Li Guanda et al. LDA measurements of bubble-water two-phase flow. *Acta Mechanica Sinica*, 1988, 20(6): 489



## RELATIVE VELOCITIES OF LARGE PARTICLES SUSPENDED IN A VERTICAL TURBULENT LIQUID FLOW <sup>1)</sup>

Lu Zhanmin Yang Xiuzhi

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing 100080, China*)

**Abstract** A dimensionless formula for estimating the time-mean velocity differences between fluid and large particles has been given. The particles are suspended in a homogeneous turbulent liquid flow and their sizes are larger than the size of the micro-eddy of the turbulent liquid flow. A comparison between the orders of the accelerations of the eddy and the gravity shows that in a flow with considerable high Reynolds number, the dynamic force of eddy is dominant and the influence of the gravity to the motion of the particles can be ignored, on the other hand, in a flow with sufficiently low Reynolds number, the gravity is dominant and the influence of the dynamic force of eddy to the motion of the particles can be ignored. By combining these two situations, it is possible to predict theoretically the general form of the dimensionless relationship between the relative Reynolds number of the large particles and the other four dimensionless numbers. In addition to the dimensional analysis, experimental measurements are provided, the coefficient and the powers of the dimensionless numbers in the formula have been determined and examined by the results of the measurements. The experiments are carried out in a pipe water flow with suspended particles, for different set of the experiments, the densities and sizes of the particles are different. Measurements of two-phase velocities in the pipe center have been made by using two phase velocity separation technique of LDV. It is shown that the relative velocity depends on the relative size of the particle to the liquid flow with a power of 1.25, and strongly depends on the Reynolds number of the fluid flow with a power approaching to 1.5 for rather high fluid flow Reynolds numbers.

**Key words** liquid-solid flow, relative velocity, velocity difference turbulence, laser Doppler velocimetry

---

Received 5 November 1997, revised 6 May 1998.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China.