

竖置管流中液固两相脉动特性和 颗粒浓度分布^{1),2)}

刘大有 路展民
(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 利用激光多普勒分相测量技术, 考察了液固两相自下而上通过竖置矩形管时, 固、液两相的时均速度、流向及横向的脉动强度和颗粒相的相对浓度分布, 证实了颗粒浓度的横向分布主要取决于颗粒的横向脉动强度分布 (即 $n_p \overline{v_p'^2} = \text{常数}$) 的分析结果.

关键词 液 - 固二相流, 激光分相测量技术, 脉动强度分布, 颗粒浓度分布

引 言

颗粒和流体 (液体或气体) 在竖置的长管内同向向上流动, 当流动达到定常、充分发展时, 颗粒浓度的横向 (对于圆管, 即径向) 分布常常不均匀, 快速流化床中稀相段内的流动就是其中一例^[1].

对这一现象, 我们曾从连续介质的观点作出过解释^[2]. 一是采用力平衡的观点, 即采用双流体模型的观点进行解释: 当流动达到定常、充分发展时, 固相加速度为 0, 说明所有外力的总和为 0; 在流场的大部分区域, 除固相本身脉动造成的压强作用外, 沿横向没有其它外力, 因此, 该压强必定均匀, 即颗粒的数密度 n 与横向脉动强度均方值 $\overline{v_p'^2}$ 的乘积 ($n_p \overline{v_p'^2}$) 为常数. 二是采用扩散模型的观点进行解释: 当流动达到定常、充分发展时, 扩散过程必已停止, 或已达到动态平衡; 若只有浓度梯度才能引起扩散, 则扩散过程停止时浓度分布必定均匀; 不均匀的浓度分布说明, 必定有其它扩散势存在. 我们曾论证过, 固相的脉动强度梯度也是一种扩散势. 两种解释有内在的紧密联系.

本文利用一个竖置的矩形管, 让液固两相自下而上通过矩形管, 在流动达到充分发展的测试段, 利用激光多普勒分相测量技术, 测量了固、液两相的时均速度, 流向及横向的脉动强度和颗粒相的相对浓度分布, 证实了 $n_p \overline{v_p'^2} = \text{常数}$ 的分析结果, 这也说明, 浓度的不均匀是由脉动强度梯度平衡的.

1 试验系统及测量方法

1.1 试验装置

试验装置如图 1 所示. 试验在竖置的有机玻璃矩形管中进行, 管子长 100 cm, 横截面为 1.5 cm×3.0 cm. 管路中有一个小水箱, 储存液固两相混合物, 试验中采用的是水和透明玻璃珠

1999-04-02 收到第一稿, 1999-05-31 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (19672065) 和中科院力学所所长择优基金资助项目.

2) 刘青泉博士参加了本课题的试验和测量工作.

混合物。流动介质的循环靠一水泵推动，介质由下而上地通过有机玻璃矩形管。为减小入口段的影响，并使介质内部有较充分的时间进行松弛，测量断面安排在距进水口 67.5 cm 处。测量断面的尺寸和坐标系布置如图 2 所示。

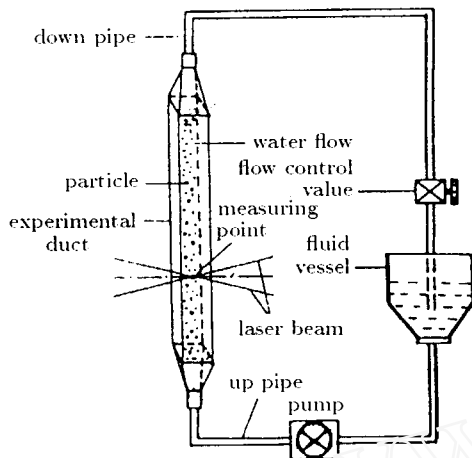


图 1 试验装置示意图

Fig.1 Schematic view of experimental set-up

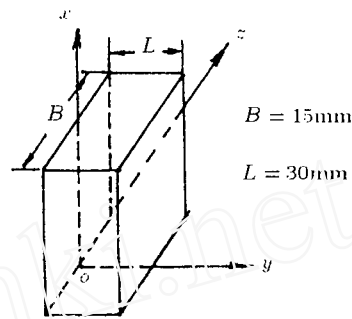


图 2 管截面内部尺寸及坐标系设置

Fig.2 The inner dimensions of duct section and the coordinate system

1.2 测量方法

试验采用激光多普勒分相测速系统，同时测量每一相的平均流速分布和颗粒群的相对浓度分布，还测量了每一相的流向和横向的脉动速度均方值分布。测量系统由一维激光多普勒测速计和两相数据分相采集及处理系统（包括两相信号分相器、分时器、计数型信号处理器和微机）组成。测速计为一维条纹型系统，工作于前向散射方式和正前向接收；He-Ne 激光管功率为 12 mW；激光束经 2.2 倍扩束，在空气中的发射角为 8.36° 。接收部分的相对孔径 $F/NO=16$ ，针孔直径为 0.15 mm。速度 - 频率转换系数 $K = 230.2 \text{ kHz/m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。由于本系统缺少光学频移装置，所以，测得的都是颗粒速度沿被测方向的分量的绝对值。

分相方法采用可见度 - 基座复合判别法，其原理详见文献 [3]。系统可自动分辨微粒和粗颗粒。小于 $6 \mu\text{m}$ 的微粒能很好地跟随水体运动，对这些粒子（以下称为微粒）的速度进行统计，可得到水流的平均速度和平均平方脉动速度等信息；绝大多数玻璃珠的直径都在 $50 \mu\text{m}$ 以上，因此，对 $50 \mu\text{m}$ 以上的粒子（以下称为颗粒）速度进行统计，可得到颗粒群的平均速度和平均平方脉动速度等信息。本实验所用的水介质事先经过过滤，以减少介于 $6 \mu\text{m}$ 与 $50 \mu\text{m}$ 之间的颗粒，然后加入适量粒径为 $3 \mu\text{m}$ 的硅胶微粉。

由于本测速装置不能辨别粒子速度的正负（即：测得的是速度分量的绝对值），因此，用统计方法计算粒子（微粒或颗粒）的平均速度和均方根的脉动速度时，会带来一定的误差。以正态分布为例，这种误差是平均速度 \bar{w} 与均方根脉动速度 $\sqrt{w'^2}$ 之比（即 $\bar{w}/\sqrt{w'^2}$ ）的函数（见表 1），其中 $\Delta\bar{w}$ 和 $\Delta\sqrt{w'^2}$ 是由于用速度分量的绝对值代替分量本身引起的误差。为了减少这种误差，应使该比值 $\bar{w}/\sqrt{w'^2}$ 尽量大。

对于流向 x ，除个别很小的区域外，平均速度 \bar{w} 比脉动速度的均方根 $\sqrt{w'^2}$ 约大两个量级，所以，分速度 u 为负值的概率很小，可忽略不计。对于横向 y ，平均速度 \bar{w} 几乎等于零，若用本测速装置直接测量横向脉动速度的均方根 $\sqrt{v'^2}$ ，就会有大的测量误差。为了克服这一困难，路展民等 [4] 使用了如下方法。

表 1
Table 1

$\bar{w}/\sqrt{w'^2}$	> 5	3	2	1.5	1.2	1.0
$(\Delta\bar{w})/\bar{w}$	0	0.00025	0.0085	0.039	0.093	0.17
$(\Delta\sqrt{w'^2})/\sqrt{w'^2}$	0	0.0046	0.068	0.179	0.28	0.36

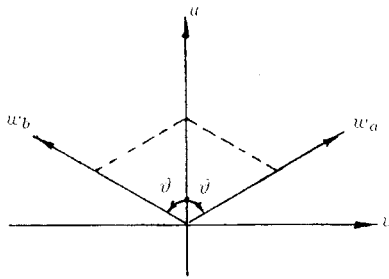


图 3 速度矢量示意图

Fig.3 Sketch of the velocity vectors

设 ζ_a 和 ζ_b 是 xoy 平面内与流向 x 分别成 ϑ 和 $(-\vartheta)$ 的两个方向, w_a 和 w_b 分别是沿 ζ_a 和 ζ_b 的速度分量 (参见图 3), $\overline{w_a'^2}$ 和 $\overline{w_b'^2}$ 是这两个方向上脉动速度的均方值, 则不难证明

$$\overline{v'^2} = \frac{1}{2\sin^2\vartheta} [\overline{w_a'^2} + \overline{w_b'^2} - 2\overline{w'^2} \cos^2\vartheta]$$

由于沿 ζ_a 和 ζ_b 方向的平均速度 \bar{w}_a 和 \bar{w}_b 与平均速度 \bar{w} 同一量级, 也都远大于这两方向上的脉动速度的均方根, 因此, w_a 和 w_b 出现负值的概率也很小, 可忽略不计. 当测得 $\sqrt{\overline{w'^2}}$ 后, 再测量沿 ζ_a 和

ζ_b 方向的脉动速度均方值 $\overline{w_a'^2}$ 和 $\overline{w_b'^2}$, 就可由上式求得横向脉动速度均方值 $\overline{v'^2}$. 试验中取 $\vartheta = 60^\circ$. 在十分靠近壁面处, 流向的平均速度 \bar{w} 也很小了, 在那里, 不论哪个方向, “平均速度远大于脉动速度均方根” 的条件都不满足, 用本方法得到的脉动速度都将包含较大的误差.

2 试验结果

试验中所用的玻璃珠的密度 $\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$, 直径 d 为 $0.125 \sim 0.20 \text{ mm}$, 颗粒的体积分数 α 约为 0.8×10^{-3} , 图 4~ 图 11 给出一组水流 Reynolds 数约为 7600 的试验结果.

图 4 和图 5 分别为水流和颗粒群的流向速度的分布, 图 6 和图 7 分别为水流和颗粒群的流向脉动速度的均方根的分布, 图 8 和图 9 分别为水流和颗粒群的横向脉动速度的均方根的分布, 图 10 为颗粒群数密度 (相对值) 分布. 由测得的数密度分布 $n_p(y)$ 和横向脉动速度均方根分布 $\sqrt{\overline{v_p'^2}}(y)$, 可求得 $n_p \overline{v_p'^2}(y)$ 分布, 见图 11.

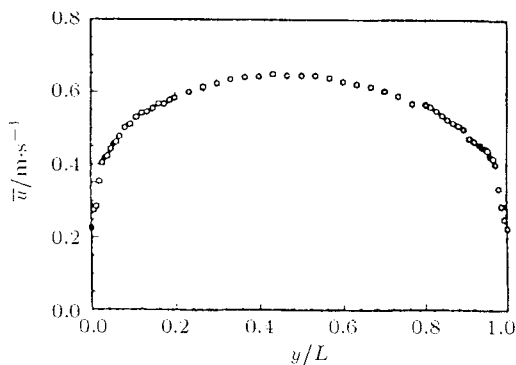


图 4 水流平均速度分布

Fig.4 Averaged velocity distribution of water

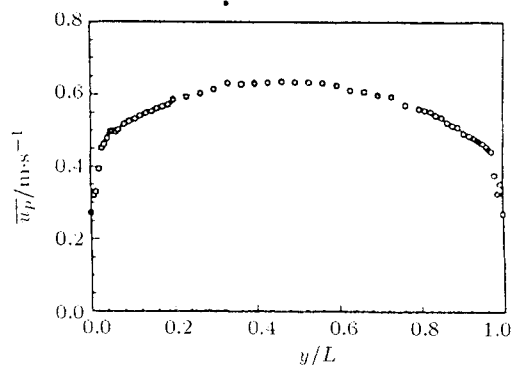


图 5 颗粒群的平均速度分布

Fig.5 Averaged velocity distribution of particles

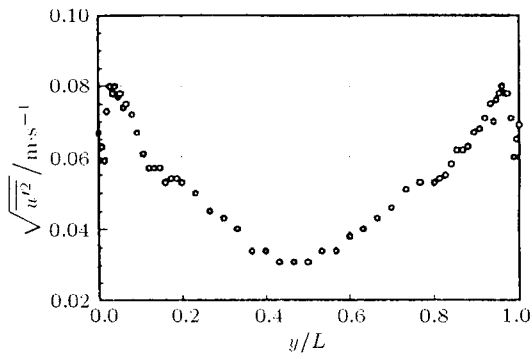


图 6 水流的流向脉动强度分布

Fig.6 Distribution of longitudinal fluctuation intensity of water

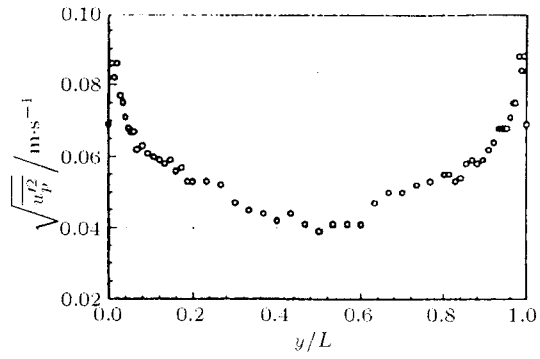


图 7 颗粒群的流向脉动强度分布

Fig.7 Distribution of longitudinal fluctuation intensity of particles

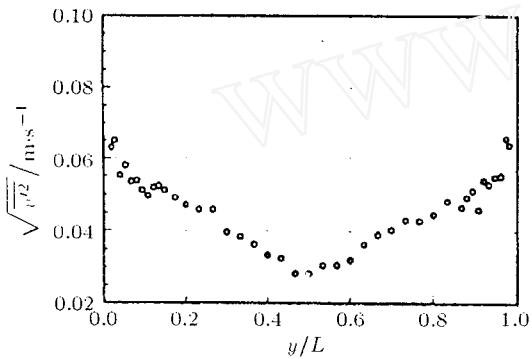


图 8 水流的横向脉动强度分布

Fig.8 Distribution of transverse fluctuation intensity of water

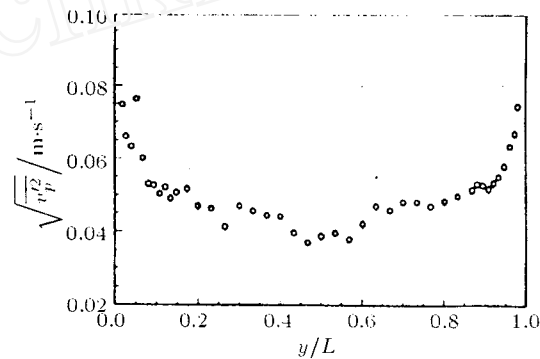


图 9 颗粒群的横向脉动强度分布

Fig.9 Distribution of transverse fluctuation intensity of particles

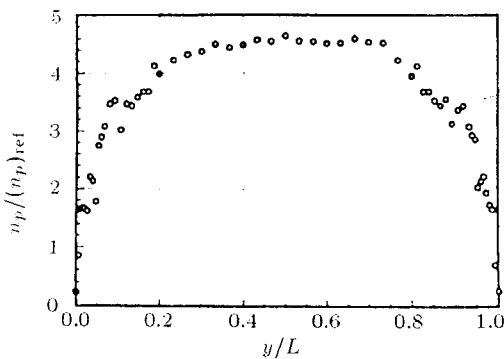


图 10 颗粒群的相对浓度分布

Fig.10 Relative concentration distribution of particles

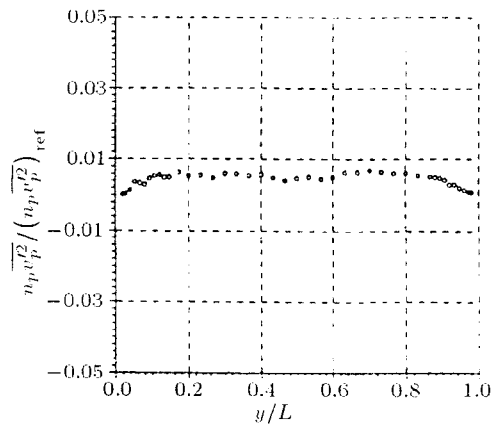


图 11 $n_p \overline{v_p'^2}$ 分布

Fig.11 Distribution of $n_p \overline{v_p'^2}$

3 理论分析, 与测量结果的比较

在下面的分析中, 假设颗粒大小和质量均匀, 并把距离壁面十分近的狭窄区域排除在外.

由于与 z 轴垂直的两个侧面离测量平面 $z = 0$ 较远, 可忽略它们的影响, 所以, 测点附近的流动近似为平面二维的 ($\frac{\partial}{\partial z} = 0$). 由于流动是定常的 ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$), 测量断面处的流动基本上已充分发展 ($\frac{\partial \varphi}{\partial x} \approx 0$, φ 是除流体静压强 p 以外的各种物理量, φ 也包括压强梯度 ∇p), 因此, 根据各相的连续性方程可得: 水流和颗粒群的 y 向平均速度 \bar{v} 和 \bar{v}_p 均为零, 并由此推论出, 各相动量方程的惯性项均为零.

由于颗粒浓度很低 ($\alpha \approx 0.8 \times 10^{-3}$), 因此, 由颗粒 - 颗粒碰撞引起的无规则运动可忽略不计; 与湍流应力相比, 分子黏性应力可忽略不计; 此外, 像许多管流研究一样, 我们假设 ($\frac{\partial p}{\partial y} \approx 0$). 根据以上分析, 两相的动量方程可近似表示为^[2]

$$-(1-\alpha)\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} [(1-\alpha)\rho\bar{u}'\bar{v}'] - (1-\alpha)\rho g - F_x = 0 \quad (1)$$

$$-\alpha\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} [\alpha\rho_p\bar{u}'_p\bar{v}'_p] - \alpha\rho_p g + F_x = 0 \quad (2)$$

$$-\frac{\partial}{\partial y} [(1-\alpha)\rho\bar{v}'^2] - F_y = 0 \quad (3)$$

$$-\frac{\partial}{\partial y} [\alpha\rho_p\bar{v}'_p{}^2] + F_y = 0 \quad (4)$$

其中 F_x 和 F_y 是相间阻力的两个分量, ρ 和 ρ_p 分别是水体的和颗粒材料的密度. 由于 \bar{v} 和 \bar{v}_p 均为零, 除湍流脉动以外又没有其它类型的无规则运动, 所以 $F_y = 0$, 这样, 由式 (4) 可得出如下结论: 沿 y 方向

$$\alpha\rho_p\bar{v}'_p{}^2 = n_p m_p \bar{v}'_p{}^2 = \text{常数}, \quad n_p \bar{v}'_p{}^2 = \text{常数} \quad (5)$$

在文献 [3] 中, 采用类似于气体分子动理学理论 (kinetic theory of gas molecules), 从微观角度解释了上式 (5).

设有一边长分别为 Δx , Δy 和 Δz 的长方体 (控制体), 面积为 $(\Delta x \Delta z)$ 的两底面分别位于坐标 y 和 $(y + \Delta y)$ 处. 由于颗粒的无规则运动, 位于坐标 y 的底面的负侧, 不断地有颗粒穿过该底面进入控制体, 同时把它们所具有的正动量代入控制体; 在该底面的正侧, 不断有颗粒穿过该底面飞出控制体, 同时把它们所具有的负动量带出控制体, 这种飞进的和飞出的颗粒, 都使控制体获得正动量. 在 Δt 时间间隔内, 通过该底面, 外界传输给控制体的总动量 (包括以上两部分) 为 $n_p m_p \bar{v}'_p{}^2 \Delta t \Delta x \Delta z$, 所以正应力为 $[n_p m_p \bar{v}'_p{}^2]_y$. 同理, 可以证明, 在 Δt 时间间隔内, 外界通过位于坐标 $(y + \Delta y)$ 的底面传输给控制体的动量为 $(-n_p m_p \bar{v}'_p{}^2 \Delta t \Delta x \Delta z)$, 正应力为 $[-n_p m_p \bar{v}'_p{}^2]_{y+\Delta y}$.

对于本文研究的情况, 沿 y 方向, 控制体内颗粒群的平均加速度为零, 这表明外力的合力在该方向的分力必定为零; 又由于在该方向上没有其它外力, 所以, 作用于上述两底面上的正应力之代数和为零, 即

$$-[n_p m_p \bar{v}'_p{}^2]_{y+\Delta y} + [n_p m_p \bar{v}'_p{}^2]_y = 0$$

由于坐标 y 是任选的, 由此就推导出式 (5). 图 11 完全证实了这一分析结果.

利用式 (1) 和 (2) 消去压强梯度后得到

$$F_x = (1 - \alpha) \frac{\partial}{\partial y} [\alpha \rho_p \overline{u'_p v'_p}] - \alpha \frac{\partial}{\partial y} [(1 - \alpha) \rho \overline{u' v'}] + (1 - \alpha) \alpha (\rho_p - \rho) g =$$

$$(1 - \alpha) \alpha \left[(\rho_p - \rho) g + \rho_p \frac{\partial (\overline{u'_p v'_p})}{\partial y} - \rho \frac{\partial (\overline{u' v'})}{\partial y} + \left(\frac{\rho_p \overline{u'_p v'_p}}{\alpha} + \frac{\rho \overline{u' v'}}{1 - \alpha} \right) \frac{\partial \alpha}{\partial y} \right] \approx$$

$$(1 - \alpha) \alpha (\rho_p - \rho) g \approx \alpha (\rho_p - \rho) g \quad (6)$$

为了从理论上估算两相平均速度差的大小, 假设每个颗粒受到的相间阻力等于 Stokes 阻力, 则单位体积内 n_p 个颗粒受到的总阻力 F_x 为: $F_x \approx n_p 3\pi d \mu (\bar{u} - \bar{u}_p)$, 代入式 (6), 得到两相平均速度差 $(\bar{u} - \bar{u}_p)$ 的近似表达为

$$\bar{u} - \bar{u}_p \approx \frac{(1 - \alpha) \alpha (\rho_p - \rho) g}{n_p 3\pi d \mu} = \frac{(1 - \alpha) (\rho_p - \rho) g d^2}{18 \mu}$$

对于本试验所用的粒径范围, 可求得该速度差的估计值为 0.014~0.036 m/s. 这个值远小于每一相的速度, 因此, 两相的平均速度几乎相等, 这与测量结果图 4 和图 5 是一致的.

4 结 论

本文给出了含玻璃珠 (体积分数约 0.8×10^{-3}) 的水流由下向上通过竖置矩形管时, 在流动近乎充分发展的截面上, 各相的平均速度分布、各相的纵向脉动速度 (u' 和 u'_p) 和横向脉动速度 (v' 和 v'_p) 均方值分布、以及颗粒群数密度 n_p 的分布的测量结果, 证实了 $n_p \overline{v'_p}^2 = \text{常数}$ 的分析结果.

参 考 文 献

- 董元吉, 李静海, 郭慕孙. 快速流化床径向空隙率分布测定及关联. 化学反应工程和工艺, 1988, 4(1): 75~81 (Tung Yuanki, Li Jinghai, Kwauk Mooson. Radial voidage profiles in a fast fluidized bed. *Chemical Reaction Engineering and Technology*, 1988, 4(3): 75~81 (in Chinese))
- 刘大有. 现有泥沙理论的不足和改进——扩散模型和费克定律适用性的讨论. 泥沙研究, 1996, (3): 39~45 (Liu Dayou. A comment on the defect of sediment theory—a discussion on the suitability of the diffusion model and the Fick's law. *Journal of Sediment Research*, 1996, (3): 39~45 (in Chinese))
- 刘大有. 论气(水)力输送中颗粒悬浮机理和悬浮功. 见: 第七届全国化学工程论文报告会文集(上). 北京, 1994. 251~254 (Liu Dayou. On the suspension mechanics of particle and the concept of suspension work in hydraulic pipelines. In: Proceedings of the 7th National Conference of Chemical Engineering NCCE'94, Beijing, 1994. 251~254)
- 路展民, 李广达, 彭五顺等. 气泡-水流两相流的激光多普勒法测量. 力学学报, 1988, 20(6): 489~495 (Lu Zhanmin, Li Guangda, Peng Wushun et al. LDA measurements of bubble-water two-phase flow. *Acta Mechanica Sinica*, 1988, 20(6): 489~495 (in Chinese))
- 路展民, 袁茂竹. 用一维激光多普勒测速计测量二维湍流速度脉动均方值及雷诺切应力. 实验力学, 1987, 2(1): 64~67 (Lu Zhanmin, Yuan Maozhu. Simple way the determine mean square value of 2-D turbulent velocity fluctuation and Reynolds shear stress. *Journal of Experimental Mechanics*, 1987, 2(1): 64~67 (in Chinese))
- 刘大有. 二相流体力学. 北京: 高等教育出版社, 1993 (Liu Dayou. Fluid dynamics of two-phase systems. Beijing: Chinese Higher Education Press, 1993. 9 (in Chinese))

DISTRIBUTIONS OF THE FLUCTUATIONS OF EACH PHASE AND THE PARTICLE CONCENTRATION OF LIQUID-SOLID FLOW IN A VERTICALLY SET DUCT ¹⁾

Liu Dayou Lu Zhanmin

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract The distribution of particle phase concentration in two-phase flows in a vertically set duct can be studied by using two-fluid model or diffusion model. The same result " $n_p \overline{v_p'^2} = \text{constant}$ " is deduced from both models.

In the two-fluid model, the principle of force equilibrium is applied for each phase. In a steady fully developed pipe flow the inertial force is zero and there are no other external force on particle phase along the transverse direction besides the particle partial pressure caused by the fluctuation of particles, so a zero gradient of particle pressure, i.e. $m_p n_p \overline{v_p'^2} = \text{constant}$, can be resulted from the momentum equation.

In the diffusion model, the concentration distribution is determined by diffusion process. For an steady fully developed pipe flow, an equilibrium among the diffusions caused by various diffusion potentials is reached. There are two main diffusion potential: concentration gradient and fluctuation intensity gradient of particles. The equilibrium between the two diffusion potentials means $\frac{1}{n_p} \frac{\partial n_p}{\partial y} + \frac{1}{\overline{v_p'^2}} \frac{\partial \overline{v_p'^2}}{\partial y} = 0$. Then the same result as in two-fluid model " $n_p \overline{v_p'^2} = \text{constant}$ " is deduced.

Using two-phase velocity separation technique of LDV, the distributions of averaged velocity, the streamwise and transverse fluctuation velocities of each phase and the relative concentration of particles in a liquid-solid concurrent upward flow in a vertically set duct are completed. It is confirmed that the transverse concentration distribution of particles in fully developed sections depends mainly on the distribution of the intensity of transverse fluctuation and that " $n_p \overline{v_p'^2} = \text{constant}$ ".

Key words liquid-solid flow, distribution of fluctuation intensity, distribution of particle concentration

Received 2 April 1999, revised 31 May 1999.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (19672065) and the Priority Support Foundation from Director of Institute of Mechanics.