研究简报

# 垂直及倾斜上升管内气液两相弹状流壁面切应力的模拟

贺 潇，车得福
(西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室，陕西 西安 710049)

关键词：弹状流；壁面切应力；传质系数；计算流体动力学
中图分类号：O 359 文献标识码：A 文章编号：0438-1157 (2008) 06-1390-06

# CFD simulation of wall shear stress in gas-liquid vertical and inclined upward slug flow

HE Xiao, CHE Defu
(*State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi' an Jiaotong University, Xi' an* 710049, *Shaanxi, China*)

Abstract: Based on the VOF model, CFD simulations were carried out for wall shear stress in gas-liquid vertical and inclined upward slug flow. The simulation results showed that the thickness of the falling film in the vertical upward slug flow was always smaller than that in the inclined upward slug flow. In the vertical tubes, wall shear stress increased gradually from Taylor bubble nose to the falling liquid film until it became stable in the developed falling liquid film, but in the wake zone the wall shear stress appeared irregular. In the inclined tubes, the tip of the Taylor bubble nose was above the centerline of the tube and the smaller the angle, the greater the thickness of the falling liquid film. Meanwhile, for the wall shear stress of slug flow in an inclined tube, when $Fr_{TB}$ was small, the shear stress profile of falling liquid film on the top wall fluctuated significantly, but it was smooth on the bottom wall. With increasing $Fr_{TB}$, the difference between the shear stress profile on the top wall and the shear stress profile on the bottom wall gradually disappeared.

Key words: slug flow; wall shear stress; mass transfer coefficient; computational fluid dynamics

## 引 言

管内气液两相弹状流是管道输运工程中常见的流型，在多相混输过程中，管内金属基体表面的腐蚀破坏受近壁面区流动特性的强烈影响，尤其是两相流动在近壁面区的切应力等特性。在目前国内外大多数关于气液两相弹状流的文献中，均以垂直上升及下降管为研究对象。这是因为垂直管内的弹状流，截面上的流动参数分布可近似为轴对称，而对于倾斜管内的流动，由于浮力和重力的影响，截面上各流动参数的分布不能以轴对称近似，流动结构的复杂性增加了实验研究的难度。同时，以前对弹

2007-07-02 收到初稿，2008-03-21 收到修改稿。
联系人：车得福。第一作者：贺潇 (1982—)，男，硕士研究生。
基金项目：国家自然科学基金项目 (50231020，10372077)。

Received date: 2007-07-02.
Corresponding author: CHE Defu. E-mail: dfche@mail.xjtu.edu.cn
Foundation item: supported by the National Natural Science Foundation of China (50231020, 10372077).

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

状流壁面切应力随流体流速和管倾斜角度变化的研究很有限，并且不够全面。因此，本文基于对垂直上升管内的气液两相弹状流的研究，建立管内弹状流运动的数学模型，利用 VOF（volume of fluid）方法[1-2]进行 CFD 数值模拟，并验证模型的合理性，预测了垂直及倾斜上升管气液两相弹状流 Taylor 气泡形状和壁面切应力等流动特性参数，为弹状流壁面切应力对管壁面腐蚀产物膜破坏的研究提供理论依据。

## 1　CFD 模型的建立

### 1.1　控制方程

连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{u}) = 0 \tag{1}$$

动量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \boldsymbol{u}) + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{u}\boldsymbol{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \boldsymbol{u}) + \rho \boldsymbol{g} + \boldsymbol{F} \tag{2}$$

采用低 Reynolds 数湍流模型[3]来模拟湍流流动。

采用 VOF 方法进行界面追踪，控制方程如下

$$\frac{\partial \alpha_G}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \nabla \alpha_G = 0 \tag{3}$$

表面张力以散度的形式表示成体积力，出现在动量方程源项中

$$\boldsymbol{F} = \sigma \frac{\rho \kappa \nabla \alpha_G}{0.5(\rho_G + \rho_L)} \tag{4}$$

传质与壁面切应力有着密切的联系。根据 Chilton-Colburn 的类比关系，传质系数 $k_d$ 与壁面切应力 $\tau_w$ 之间的关系可表示为[4]

$$k_d = 17.24\left(\frac{\tau_w}{\rho}\right)^{0.5} Sc^{2/3} \times 10^{-5},\ Sc > 100 \tag{5}$$

### 1.2　网格划分和边界条件设定

计算区域的管径为 36 mm，管长为 500 mm。Taylor 气泡的初始形状假定为一个直径为 32 mm、高度为 180 mm（5*D*）圆柱体和一个半径为 16 mm 半球体头部的组合，球心与圆柱体上表面中心重合。管子进口处液体速度为 $U = U_m$，$V = 0$；管子出口处为自由出流边界条件 $\frac{\partial U}{\partial x} = 0$，$V = 0$。在轴对称边界上 $\frac{\partial U}{\partial y} = 0$，$V = 0$。在相界面气侧，压力设为恒定，运动条件 $u \cdot n = 0$。坐标系固定在管壁上，边界条件设定如图 1 所示。

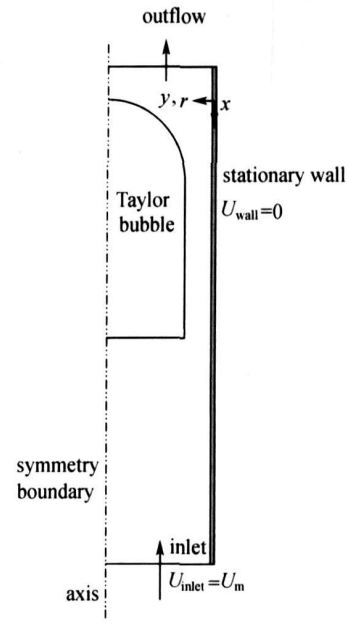



图 1　垂直管中弹状流的坐标系设定示意图

Fig. 1　Schematic map of moving coordinates system attached to Taylor bubble nose in vertical pipe

对于垂直管采用二维轴对称模型，而在倾斜管中，重力和倾斜造成了相对管轴线的不对称性，因此需要采用三维网格。计算区域的管径为 36 mm、管长为 500 mm，端面采用结构化四边形网格，同时为了获得下降液膜近壁面处的传质系数和壁面切应力的细节变化，在壁面附近网格加密，端面网格总数为 992，径向网格数为 500。Taylor 气泡的初始形状假定为一个圆柱体和一个半球体头部的组合。圆柱体直径为 32 mm、高度为 180 mm（5*D*），半球体头部的半径为 16 mm，球心与圆柱体上表面中心重合。管壁采用无滑移边界条件。坐标系固定在管壁。

利用商业软件 FLUENT6.2 完成模型的数值计算。假定流体不可压、等温、物性不变。流场的求解采用压力速度耦合的 PISO 方法。气液相界面采用 Youngs[5] 提出的分段线性界面重构法（PLIC）追踪。时间步长取 $10^{-4}$ s，每个时间步内迭代的最大次数为 150 次，时间步长总和为 0.85 s，并且足以保证充分发展下降液膜的形成。

## 2　结果讨论

### 2.1　垂直管弹状流

模拟结果显示，Taylor 气泡头部形状为近似半球冠面，Taylor 气泡尾部为扁平或内凹面，向

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

上运动的 Taylor 气泡将前方液体推向管壁，形成未充分发展的环形下降液膜，其向下逐渐加速并且越来越薄，直到壁面切应力与液膜重力达到平衡，形成恒定厚度和恒定速度的终端充分发展下降液膜。当充分发展下降液膜进入 Taylor 气泡尾迹区时，弥散小气泡从 Taylor 气泡尾迹区脱落，促使 Taylor 气泡尾迹区成为混乱无秩序的强烈湍动。

根据 Bugg 等[6] 的理论，在 $N_f = 2.1 \times 10^4$，$Eo = 158$条件下，惯性力起支配作用。图 2 为在惯性力起支配作用、不同 $Fr_{TB}$条件下 Taylor 气泡形状模拟结果。随着 $Fr_{TB}$的增大，Taylor 气泡尾部由扁平变得内凹，尾流区域的湍流强度加大，从 Taylor 气泡尾部撕裂分离出的小气泡增多。

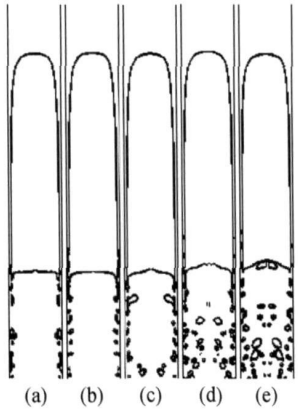



图 2 Taylor 气泡形状模拟结果

Fig 2 Simulation results for Taylor bubble shapes

(a) $Fr_{TB} = 1.057$; (b) $Fr_{TB} = 1.460$; (c) $Fr_{TB} = 2.067$; (d) $Fr_{TB} = 2.470$; (e) $Fr_{TB} = 3.283$

此外，Dumitrescu[7] 和 Davis 等[8] 认为在头部区域内下降液膜流动特性服从势流理论，Brown[9] 得到具有普适性的气泡头部曲率半径表达式 $R_0 = 0.75R_c$，$R_c = 0.5D - \delta$（$\delta$是下降液膜终端厚度）。图 3 为不同 $Fr_{TB}$时下降液膜厚度 $\delta/D$ 沿气泡长度 $x/D$ 方向的变化。$Fr_{TB}$ 对 Taylor 气泡头部曲率影响较小，模拟结果与 Dumitrescu[7]、Davis 等[8] 和 Brown[9] 的结果一致。Taylor 气泡头部曲率半径为 $R_0 = 0.72R_c$，与 Brown[9] 的结果较为接近。所预测的 Taylor 气泡形状与前人实验结果吻合较好，证明了模型选择的正确性。

壁面切应力沿 Taylor 气泡长度方向的分布如图 4 所示。由图 4 可以看出，壁面切应力沿着 Taylor 气泡长度方向逐渐增大，直到形成充分发展的终端下降液膜，随着 $Fr_{TB}$ 的增大，壁面切应力随之增大；而在尾迹区，壁面切应力是杂乱无章

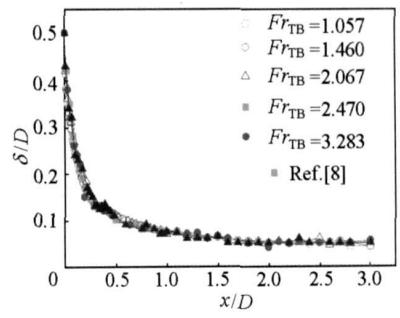



图 3 不同 $Fr_{TB}$时下降液膜厚度沿 Taylor 气泡长度的变化

Fig. 3 Normalized thickness of falling liquid film along Taylor bubble length at different $Fr_{TB}$

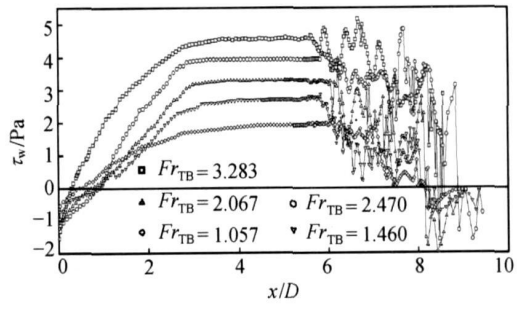



图 4 垂直管内不同 $Fr_{TB}$下壁面切应力沿着 Taylor 气泡长度方向的变化

Fig. 4 Wall shear stress along Taylor bubble length at different $Fr_{TB}$ ($N_f = 2.1 \times 10^4$, $Eo = 158$)

的，这是由于尾迹区混乱的湍流涡漩造成的。数值模拟结果与 Mao 等[10] 和 Nakoryakov 等[11] 的实验结果一致。

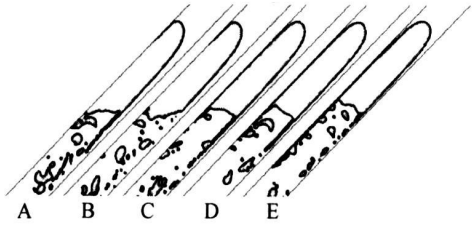
## 2.2 倾斜管弹状流

气液两相弹状流动现象较为复杂，易变形界面的存在与运动会对气液流场产生较大影响。运动界面在管内分布方式除了取决于气相和液相的流量、流体物性以及管子的直径外，还取决于管倾角。本文对 45°、80°、85° 倾斜管中单个 Taylor 气泡进行数值模拟，通过比较倾斜管内 Taylor 气泡运动速度的半经验理论分析解和数值解，验证模型选择的正确性，以达到对倾斜管气液两相弹状流壁面切应力的准确预测。

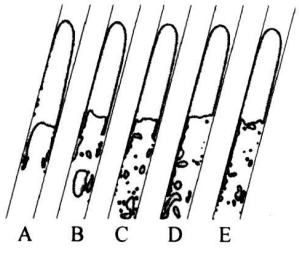
图 5 为 Taylor 气泡相界面分布的剖面图。在各倾角的倾斜管中由于浮力作用，气泡头部位置将偏离管中心线，这种情况在混合物流速较低时尤为明显，如图 5 (a) 中 A、B，图 5 (b) 中 A 和图 5 (c) 中 A。随着混合物流速的增大，气泡头部位置逐渐向管子中心线靠近，并且形状趋近于对称，如

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

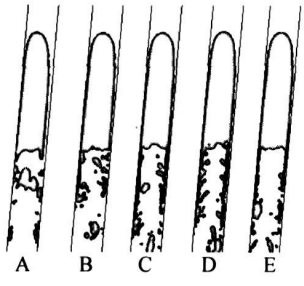
图 5 中 C、D。当流速超过一定值后，气泡头部将位于管中心线，此时整个流动为近似轴对称的，如图 5 中 E。同时倾角越大，流动的不对称程度越小，这与文献 [12] 的结论一致。




(a) 45° inclined angle




(b) 80° inclined angle




(c) 85° inclined angle

**图 5　管倾角 45°、80°、85°、$N_f=2.1\times10^4$ 和 $Eo=158$ 时不同混合物流速下的气泡形状**

**Fig. 5　Taylor bubble shapes for 45°, 80° and 85° inclined angles with $N_f=2.1\times10^4$ and $Eo=158$ at different mixture velocities**

$U_m/m\cdot s^{-1}$：A—0.8；B—1.2；C—1.4；D—1.8；E—2.2

倾斜上升气液弹状流中，由于重力作用，液膜将失去轴对称的环形结构，而出现明显的气液分层。图 6 所示为相同气液流速下，3 种倾角液膜厚度变化情况的比较。垂直上升流动时，气泡头部顶点位于管中心线，液膜厚度始终小于对应位置倾斜上升弹状流的液膜厚度；倾斜上升流动时，气泡头部顶点偏向管中心线上方，倾角越小，相同轴向位置测得的液膜厚度越大。这与文献 [12] 的结论一致，验证了模型的可用性。

由于倾斜管的非轴对称性，沿着管圆周方向的切应力分布是不同的，为了便于分析，取纵向的轴

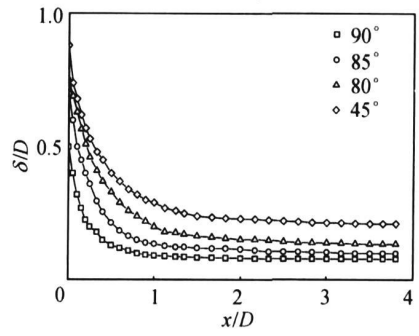
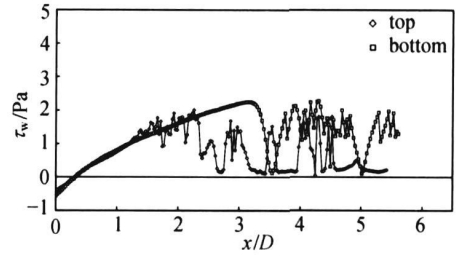
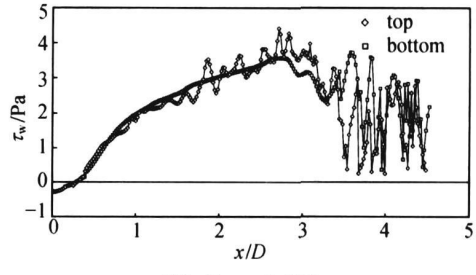



**图 6　不同管倾角下的 Taylor 气泡下降液膜厚度**

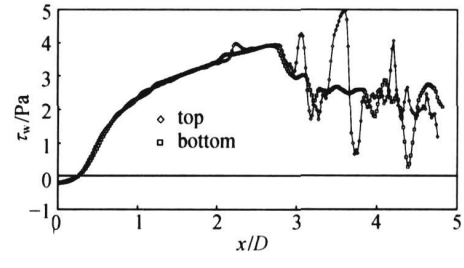
**Fig. 6　Falling liquid film thickness for different inclined angles with $N_f=2.1\times10^4$, $Eo=158$ and $U_m=0.8\ m\cdot s^{-1}$**




(a) $Fr_{TB}=1.502$




(b) $Fr_{TB}=3.503$



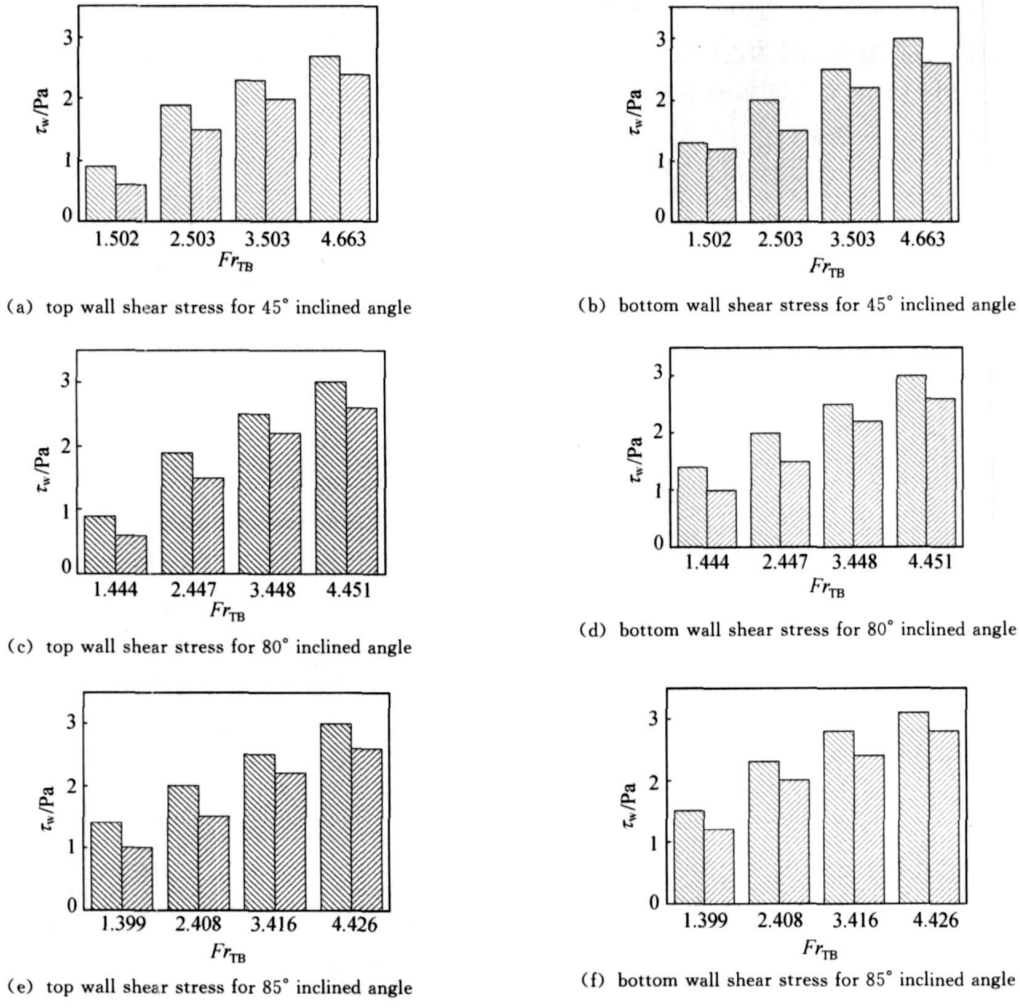

(c) $Fr_{TB}=4.663$

**图 7　45°倾斜管，$N_f=2.1\times10^4$，$Eo=158$ 时，不同 $Fr_{TB}$ 上、下管壁面切应力对比**

**Fig. 7　Top and bottom wall shear stresses at different $Fr_{TB}$ with $N_f=2.1\times10^4$, $Eo=158$, 45° inclined angle**

切面作为研究对象，取轴切面的上、下管壁面进行比较，得出如下结果：倾斜管内气液两相弹状流壁面切应力沿 Taylor 气泡长度方向的变化情况与垂直管有着相同的趋势。同时，倾斜管内弹状流壁面

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net




(a) top wall shear stress for 45° inclined angle
(b) bottom wall shear stress for 45° inclined angle
(c) top wall shear stress for 80° inclined angle
(d) bottom wall shear stress for 80° inclined angle
(e) top wall shear stress for 85° inclined angle
(f) bottom wall shear stress for 85° inclined angle

**图 8　45°、80°、85°管上、下壁面在不同 $Fr_{TB}$ 下降液膜区和尾迹区壁面切应力平均值**

Fig. 8　Top and bottom wall shear stress average values in falling liquid zone and Taylor bubble wake zone for 45°, 80° and 85° inclined angles at different $Fr_{TB}$ ($N_f=2.1\times10^4$, $Eo=134$)

falling liquid zone; Taylor bubble wake zone

切应力分布相比垂直管又呈现了一些不同的特征，特别是当 $Fr_{TB}$ 较小时，上管壁面的切应力曲线在液膜区有明显波动，而下管壁面在对应区域的切应力分布则比较光滑，这是由于 Taylor 气泡在发展过程中出现了与上管壁浸润的现象从而使气弹尾部与上管壁接触的区域出现波动，使壁面切应力过早进入杂乱无章的状态，如图 7 (a)、(b) 所示。但是，随着 $Fr_{TB}$ 的增大，上、下壁面切应力分布曲线越来越靠近，当 $Fr_m \geqslant 3.5$ 时，上、下管壁面切应力在液膜区的分布曲线非常接近，如图 7 (c) 所示。这可以理解为，当 $Fr_m \geqslant 3.5$ 时，惯性作用远大于浮力的影响，使得重力场的非轴对称性对速度场的影响非常小以至于可以忽略，Taylor 气泡趋于轴对称，下降液膜分布也接近于轴对称，上、下管壁液膜内的速度梯度分布也很接近，从而壁面切应力分布也相近。

研究发现管倾角对管上、下壁面切应力分布的不对称性存在影响。此外，倾斜管内液膜区的平均壁面切应力大于 Taylor 气泡尾迹区的平均壁面切应力，见图 8。因此根据式 (5) 可知液膜区的平均传质系数大于气泡尾迹区。

## 3　结　论

(1) 垂直管中 Taylor 气泡呈轴对称形状，头部为近似半球冠面，尾部为扁平或内凹面。壁面切应力沿着 Taylor 气泡长度方向逐渐增大，直到形成充分发展的终端下降液膜。壁面切应力随着 $Fr_{TB}$ 的增大而增大，在尾迹区则是杂乱无章的。

© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

(2) 在倾斜管中，气泡头部位置将偏向管中心线上方，随着混合物流速的增大，气泡头部位置逐渐向管子中心线靠近，并且形状趋近于对称。同时，相同混合物流速下倾角越大，流动的不对称程度越小。

(3) 倾斜管内充分发展下降液膜的壁面切应力随着 $Fr_{TB}$ 的增加而增加，而在尾部区域却表现为杂乱无章。上、下管壁面切应力分布存在着差别，上管壁面的切应力曲线在液膜区有明显波动，而下管壁面在相应区域的切应力分布则比较光滑。随着 $Fr_{TB}$ 的增大，这种差别变得越来越不明显。下降液膜区的壁面切应力平均值大于 Taylor 气泡尾迹区域。

## 符 号 说 明

$D$——管径，m

$Eo$——Eötvös 数

$Fr$——Froude 数

$g$——重力加速度，$m \cdot s^{-2}$

$k_d$——传质系数，$m \cdot s^{-1}$

$N_f$——量纲 1 黏度的倒数

$\boldsymbol{n}$——壁面法向坐标

$p$——压强，Pa

$Sc$——Schmidt 数

$U$——轴向速度，$m \cdot s^{-1}$

$U_m$——流速的面积分平均值，$m \cdot s^{-1}$

$u$——速度，$m \cdot s^{-1}$

$V$——径向速度，$m \cdot s^{-1}$

$\alpha$——流体体积分数

$\kappa$——Von Karman 常数 ($k = 0.42$)

$\mu_{eff}$——有效黏性系数，$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$

$\rho$——流体密度，$kg \cdot m^{-3}$

$\sigma$——表面张力，$N \cdot m^{-1}$

$\tau_w$——壁面切应力，Pa

下角标

m——气液相混合

TB——Taylor 气泡

w——壁面

## References


[1] Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundary. *J. Comput. Phys.*, 1981, 39: 201-225

[2] Wang Zhifeng (王志峰), Liu Ruxun (刘儒勋). Front tracing methods. *Mechanics and Engineering* (力学与实践), 2000, 22 (3): 1-14

[3] Wang Fujun (王福军). The Analysis for the Computational Fluid Dynamics (计算流体动力学分析). Beijing: Tsinghua University Press, 2005

[4] Chilton C H, Colburn A P. Mass transfer coefficients prediction from data on heat transfer and fluid friction. *Ind. Eng. Chem.*, 1934, 26: 1183-1187

[5] Youngs D L. Numerical Method for Fluid Dynamics. New York: Academic Press, 1982: 273-285

[6] Bugg J D, Saad G A. The velocity field around a Taylor bubble rising in a stagnant viscous fluid: numerical and experimental results. *Int. J. Multiphase Flow*, 2002, 28: 791-803

[7] Dumitrescu D T. Stromung an einer Luftblase im seukrechteu. *Rohr. Z. Angew. Math. Mech.*, 1943, 23 (3): 139-149

[8] Davies R M, Taylor G I. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes. *Proc. Roy. Soc. Ser. A, London*, 1950, 200: 375-390

[9] Brown R A S. The mechanics of large bubble in tube (Ⅰ): Bubble velocities in stagnant liquid. *Can. J. Chem. Engng.*, 1965, 43: 217-223

[10] Mao Z S, Dukler A E. An experimental study of gas-liquid slug flow. *Exp. Fluids*, 1989, 8: 169-182

[11] Nakoryakov V E, Kashinsky O N, Kozmenko B K. Experimental study of gas-liquid slug flow in a small-diameter vertical pipe. *Int. J. Multiphase Flow*, 1986, 12: 337-355

[12] Xia Guodong (夏国栋). Investigation on the hydrodynamic characteristics of upward gas-liquid slug flow in vertical and inclined tubes [D]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University, 1996


© 1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net