

文章编号: 1000-8055(2003) 02-0269-05

幂律流体物性参数及叶型几何 对离心泵湍流流动的影响

曾卓雄¹, 刘文红², 余春锦¹, 亢力强²

(1. 南昌航空工业学院 机械系, 江西 南昌 330034;

2. 西安交通大学 能源与动力工程学院, 陕西 西安 710049)

摘要: 详细阐述了颗粒拟温度方程, 计算了不同型线的叶轮及改变幂律流体物性参数对湍流流动的影响。计算结果表明, 叶轮吸力面上的颗粒拟温度小于压力面上的, 而且靠近壁面处的大于叶道中的。颗粒拟温度可探讨性地成为叶片磨损程度的衡量指标之一。从减轻叶片磨损角度来讲, 双圆弧型线比单圆弧的好, 叶片出口角小的比出口角大的好。这对改进适应两相流的叶轮设计, 具有重要的指导意义和应用价值。

关键词: 航空、航天推进系统; 幂律流体; 两相流; 流动指数; 湍流

中图分类号: O359

文献标识码: A

Turbulent Flow of Power Law Fluid under the Influence of Its Material Parameters and Pump Impeller Blade Geometry

ZENG Zhuo-Xiong¹, LIU Wen-hong², YU Chun-jin¹, KANG Li-qiang

(1. Nanchang Institute of Aeronautical Technology, Nanchang 330034, China;

2. Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: The character of pseudothermal temperature equation is expounded; numerical computation of two phase flow of power law fluid in different kind of pump impeller blade and under the influence of its material parameters (viscosity and flow exponent) has been performed. Pseudothermal temperature on tension side is higher than that on suction side, and pseudothermal temperature near wall is higher than that in interior. Pseudothermal temperature can be used to describe abrasion level. Form the point of view of diminishing the abrasion, we can find blade pump impeller with double arc shape is better than that with single arc shape, pump impeller with small outlet angle is better than that with big outlet angle. The conclusions lay foundation for efficient design and improving the property of pump impeller.

Key words: aerospace propulsion; power law fluid; two-phase flow; flow exponent; turbulence

1 前言

孔祥言^[1]研究了幂律流体的渗流, Hirofumi M^[2]对幂律流体的粘度测量进行了研究, 权晓波

等^[3, 4]对幂律流体在管道中的湍流流动进行了研究, 然而, 他们的研究基本是针对单相的幂律流体, 对带有颗粒的幂律流体的两相流动的系统研究相当缺乏。本文在单相的幂律流体以及比较成

熟的两相流动的基础上,对带有颗粒的幂律流体的两相流动做了进一步的研究与探讨。

2 计算模型

颗粒相动力学理论在近 10 多年来成为描述颗粒相运动行之有效的方法,它类比于稠密气体分子运动论建立了颗粒相的控制方程组,从理论上获得了颗粒相粘性系数、颗粒相压力、热传导系数及其它一些参数的表征方法,由于颗粒动力学模型物理意义明确,且几乎没有经验参数,因此近年来得到了国内外研究者的重视。在密相流动中,对颗粒采用颗粒拟温度方程已被越来越多的研究者所接受^[5,6]。尽管在稀相流中,一般来说,颗粒间的碰撞不再占主导地位,但当颗粒直径较大以及在附面层中颗粒的堆积,使得颗粒间的碰撞作用也不容忽视,颗粒拟温度越大,则反映出颗粒无规则运动越强,颗粒和颗粒之间的碰撞以及颗粒与壁面间的碰撞也就越频繁。这些年来,颗粒拟温度方程也被逐渐地扩展于稀相流中^[7]。

在贴体坐标系下,稳态时幂律流体与颗粒间的两相湍流流动控制方程可参考文献[8],其颗粒拟温度方程为:

$$\frac{3}{2} \nabla \cdot (\alpha \rho_k \vec{U}_k \Theta) = - \nabla \cdot (\alpha P_{pk} + \vec{\tau}_p) : S_p - \nabla q - \gamma_p - 3C_D \alpha \Theta \quad (1)$$

左边项为颗粒拟温度的对流输送,右边第一项为颗粒相应力所做的变形功,第二项为颗粒拟温度的热传导,第三项为非弹性碰撞引起的粘性耗散,第四项为颗粒和流体作用引起的耗散。

耗散项^[9]:

$$\gamma_p = 3(1 - e^2) \alpha^2 \rho_p g_0 \Theta_p \left[\frac{4}{d_p} \frac{\Theta}{\pi} - \nabla \vec{U}_p \right]$$

$e = 1$ 时,颗粒之间为弹性碰撞,这时候不耗散能量; $e = 0$ 时,颗粒之间为完全非弹性碰撞; $0 < e < 1$ 时,颗粒以非弹性碰撞形式耗散能量。

颗粒的动力学压力则由类似于稠密气体分子运动的理论得到^[10]:

$$P_{pk} = \rho_p (\bar{\omega} + 4\alpha \eta_{g0}) \Theta \quad (2)$$

剪切应力:

$$\vec{\tau}_p = \zeta_g \nabla \vec{U}_p + 2\mu_p S_p - \frac{2}{3} \mu_p \nabla \vec{U}_p \quad (3)$$

剪切变形率:

$$S_p = \frac{1}{2} [\nabla \vec{U}_p + (\nabla \vec{U}_p)^T] \quad (4)$$

颗粒的第二粘性系数^[9,11]:

$$\zeta_g = \frac{4}{3} \alpha^2 \rho_p d_p g_0 (1 + e) \left(\frac{\Theta}{\pi} \right)^{1/2} \quad (5)$$

稀相的颗粒动力粘性系数:

$$\mu_{pdil} = \frac{5}{96} \frac{\pi}{\rho_p d_p} \frac{\Theta}{\pi}$$

密相的颗粒动力粘性系数^[12]:

$$\mu_p = \frac{2\mu_{pdil}}{(1 + e)g_0} \left[1 + \frac{4}{5} (1 + e) g_0 \alpha \right]^2 + \frac{4}{5} (1 + e) \rho_p d_p g_0 \alpha^2 \frac{\Theta}{\pi} \quad (6)$$

C_D 为相间阻力系数

$$C_D = \begin{cases} \frac{3}{4} \frac{C}{\xi d_p} |\vec{U}_f - \vec{U}_p| \rho_f \alpha_f^{-2.65} \\ \alpha \leq 0.2 \\ 150 \frac{\alpha \mu_f}{(\alpha \xi d_p)^2} + 1.75 \frac{\rho_f |\vec{U}_f - \vec{U}_p|}{\alpha \xi d_p} \\ \alpha > 0.2 \end{cases} \quad (7)$$

$$C = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) & Re_p < 1000 \\ 0.44 & Re_p \geq 1000 \end{cases}$$

湍流模型采用 $K-\epsilon-\Theta$ 模型^[13], 计算算法采用 DIPSAR 算法^[13], 边界条件可参考文献[8]。

3 计算结果与分析

先对圆管内单相幂律流体的湍流流动及圆管内密相液固两相的湍流流动进行计算,图 1、图 2 分别给出了单相幂律流体及两相的速度分布图,可见在湍流充分发展区域,计算结果与实验数据^[14,15]吻合很好。

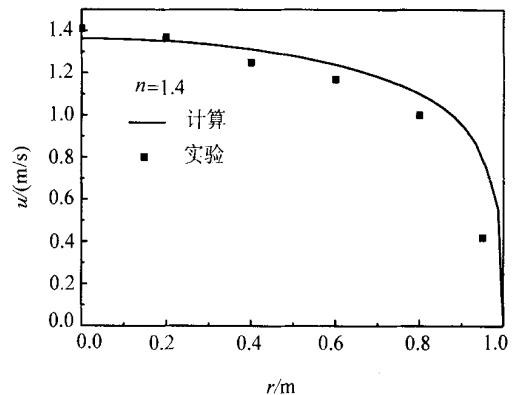


图 1 幂律流体的速度分布

Fig. 1 Velocity of power law fluid

在计算单相幂律流体及液固密相两相流的基础上,对含颗粒的幂律流体的密相两相流进行了计算。计算区域取为叶轮回装面一个完整的叶道。

计算泵叶轮是一个离心叶轮, 叶轮内径 0.15 m,

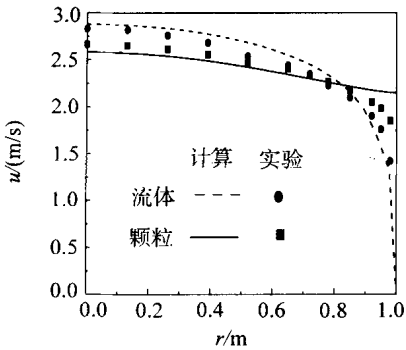


图 2 两相的速度分布
Fig. 2 Velocity of two phase flow

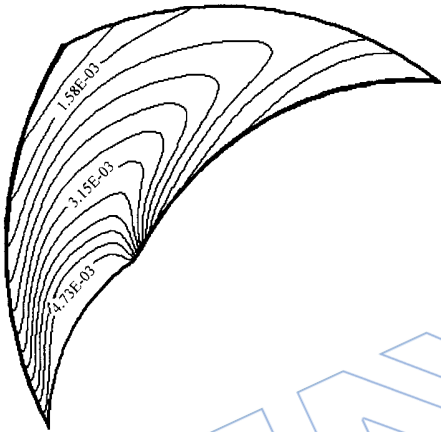


图 3 工况 1 幂律流体的紊动能等值线
Fig. 3 Kinetic energy contour of power law fluid at condition 1

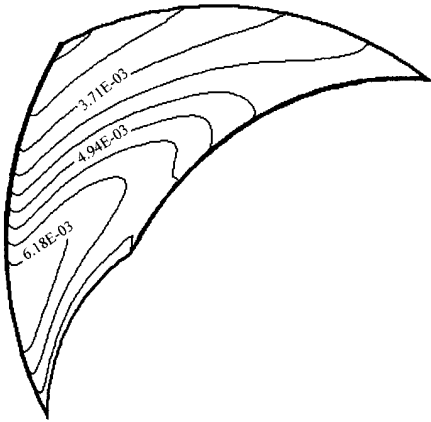


图 4 工况 1 颗粒的紊动能等值线
Fig. 4 Kinetic energy contour of particle at condition 1

叶轮外径 0.325 m, 叶片数为 6, 叶片进口安装角 30 °; 叶轮转速 1250 r/min, 幂律流体密度为 $\rho_f = 800 \text{ kg/m}^3$, 颗粒材料密度为 $\rho_p = 2000 \text{ kg/m}^3$, 进口平均相对速度为 $u_{in} = 16.0 \text{ m/s}$, 颗粒平均直径

为 $d_p = 2 \times 10^{-3} \text{ m}$, 进口平均体积浓度为 $\alpha_{in} = 2.5\%$ 。

计算工况为:

- (1) 叶片型线为单圆弧, 出口安装角 30 °; 稠度系数为 $3 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 流动指数为 1.6。
- (2) 叶片型线为单圆弧, 出口安装角 25 °; 稠度系数为 $3 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 流动指数为 1.6。
- (3) 叶片型线为双圆弧, 出口安装角 30 °; 稠度系数为 $3 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 流动指数为 1.6。
- (4) 叶片型线为单圆弧, 出口安装角 25 °; 稠度系数为 $3 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 流动指数为 1.3。
- (5) 叶片型线为单圆弧, 出口安装角 25 °; 稠度系数为 $7 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 流动指数为 1.6。

图 3、图 4 为两相的无因次湍动能 (K_p/U_m^2) 等值线, 从图中可见, 从进口到出口, 湍动能减小。图 5 及图 6 分别为幂律流体和颗粒的速度矢量分布, 进口到出口, 速度是减小的, 而且压力面上的速度小于吸力面上的速度, 由于受叶片引导, 两相的速度分布很相似。

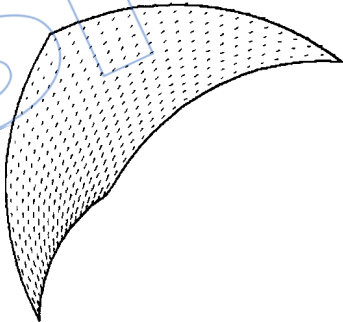


图 5 工况 1 幂律流体的速度矢量分布
Fig. 5 Velocity vector distribution of power law fluid at condition 1

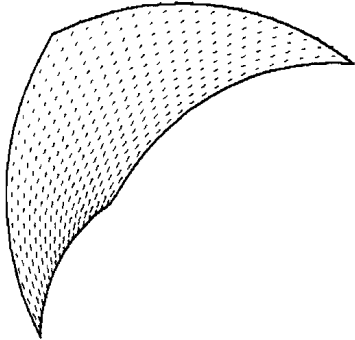


图 6 工况 1 颗粒的速度矢量分布
Fig. 6 Velocity vector distribution of particle at condition 1

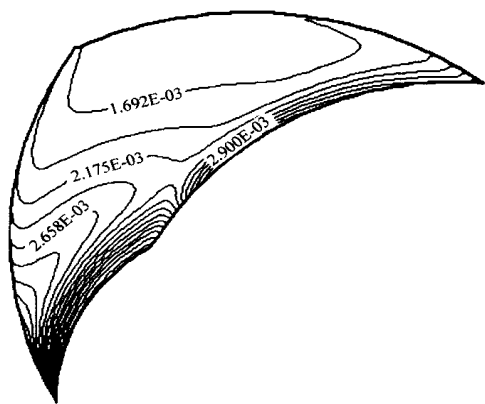


图 7 工况 1 颗粒的拟温度等值线

Fig. 7 Pseudothermal temperature contour of particle at condition 1

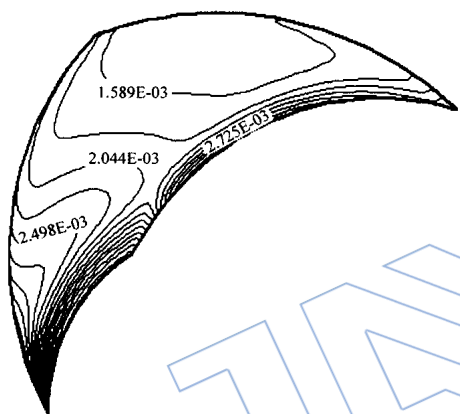


图 8 工况 2 颗粒的拟温度等值线

Fig. 8 Pseudothermal temperature contour of particle at condition 2

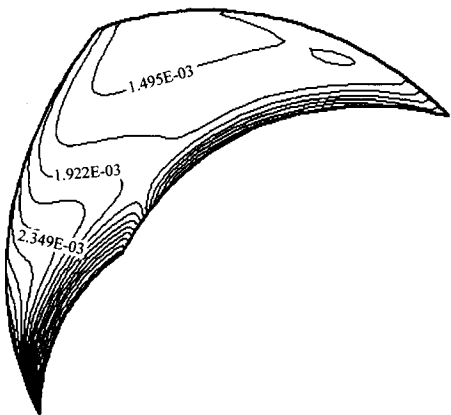


图 9 工况 3 颗粒的拟温度等值线

Fig. 9 Pseudothermal temperature contour of particle at condition 3

的无因次颗粒拟温度(θ/U_{∞}^2)的等值线。由于颗粒的惯性作用及叶轮与颗粒的相对运动,吸力面上的颗粒拟温度小于压力面上的颗粒拟温度,而且靠近壁面处的大于叶道中的,这是由于该处颗粒与壁面碰撞,导致该处颗粒随机脉动大。而实践表明^[13,16],这些部位正是叶片磨损最严重的地方,因此作者探讨性地认为颗粒对叶片的磨损除了取决于叶片表面附近颗粒密集程度以及颗粒与叶片表面之间的相对速度大小外,颗粒拟温度也可成为叶片磨损的衡量指标之一。由图可见,从减轻叶片磨损角度来讲,双圆弧型面的叶轮比单圆弧型面的好,出口角小的叶轮比出口角大的好。

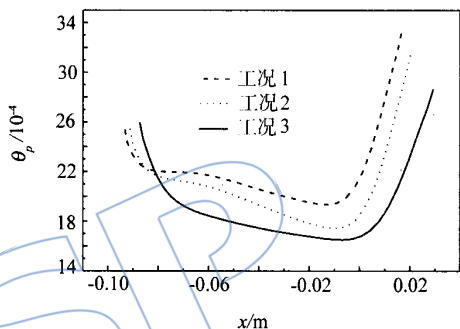


图 10 沿中心圆周颗粒的拟温度分布

Fig. 10 Pseudothermal temperature distribution of particle along center circle

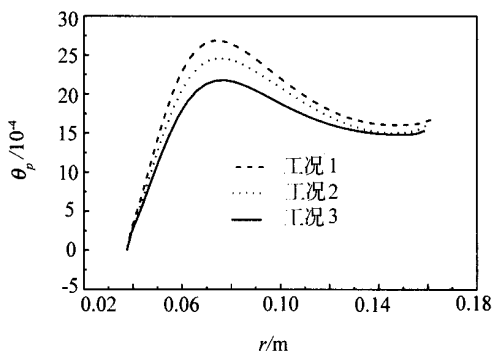


图 11 沿中心径向颗粒的拟温度分布

Fig. 11 Pseudothermal temperature distribution of particle along center radial

图 10、图 11 分别显示了在同样出口角下双圆弧型面与单圆弧型面及其在不同的出口角下的叶轮在叶道中央的径向位置及周向位置处的颗粒拟温度分布,这同样也说明了双圆弧型面的叶轮比单圆弧型面的磨损程度轻,出口角小的叶轮比出口角大的磨损程度轻。

从物理角度来讲,出口角小的叶轮,流场趋向

图 7~图 9 为不同出口角及不同叶片型面下

管道, 分布比出口大的更均匀。双圆弧叶轮比单圆弧型线的形状更符合流场分布, 经过初始段的类似的整流作用, 使两相流场更均匀。

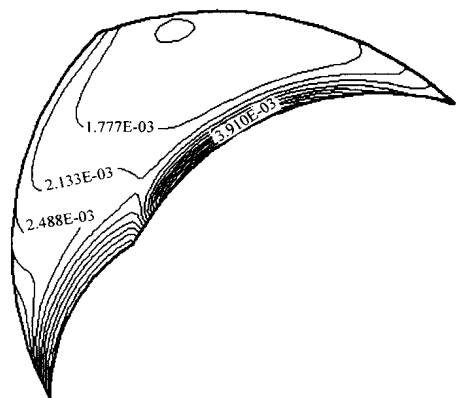


图 12 工况 4 颗粒的拟温度等值线

Fig. 12 Pseudothermal temperature contour of particle at condition 4

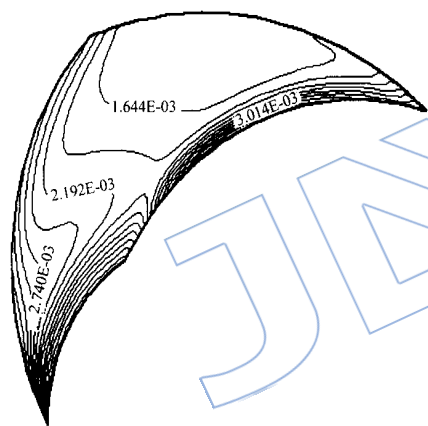


图 13 工况 5 颗粒的拟温度等值线

Fig. 13 Pseudothermal temperature contour of particle at condition 5

图 12、图 13 为幂律流体不同物性参数下的无因次颗粒拟温度(θ/U_m^2)的等值线, 可见, 与工况 2 相比, 增大稠度系数或流动指数, 颗粒拟温度增大。而文献[16]实验表明, 随着幂律流体物性参数的增大, 叶片的磨损量也增大。本文的数值计算在趋势上与实验相符。

4 结 论

对叶轮内的含颗粒的幂律流体的两相流动进行了计算, 结论如下:

(1) 叶轮吸力面上的颗粒拟温度小于压力面上的, 而且靠近壁面处的大于叶道中的。颗粒拟温度可探讨性地成为叶片磨损程度的衡量指标。

(2) 从减轻叶片磨损角度来讲, 双圆弧型线比单圆弧的好, 叶片出口角小的比出口角大的好。这对改进适应两相流的叶轮设计, 具有重要的指导意义和应用价值。

参考文献:

- [1] 孔祥言. 非牛顿流体渗流的特性参数及数学模型[J]. 中国科技大学学报, 1999, 29(2): 141-147.
- [2] Hirofumi M. Experiment for Visualization of Polymer Chains in High-Polymer Aqueous Solutions under Shear Flow Regions[J]. JSME Int. J. Series B, 1996, 39(1): 126-134.
- [3] 权晓波, 姜培正, 亢力强. 幂律流体流动指数对其湍流流动的影响[J]. 西安交通大学学报, 2000, 34(12): 63-65.
- [4] 权晓波, 李维, 曾卓雄等. 幂律流体突扩管道湍流流动的研究[J]. 西安交通大学学报, 2001, 35(11): 1118-1121.
- [5] Boemer T. Eulerian Simulation of Bubble Formation at a Jet in 2-D Fluidized Bed[J]. Int. J. Multiphase Flow, 1997, 23(5): 927-944.
- [6] Hrenya C M, Sinclair J L. Effects of Particle-Phase Turbulence in Gas-Solid Flows[J]. AIChE J., 1997, 43(4): 853-869.
- [7] Louge M Y, Mostoracos E, Tenhins J T. The Role of Particle Collisions in Pneumatic transport[J]. J. Fluid Mech., 1991, 231: 345-359.
- [8] 亢力强. 非牛顿流体与颗粒间的密相两相湍流的理论分析和数值计算[D]. 西安: 西安交通大学环境与化学工程学院, 2001.
- [9] Ding J, Gidaspow D. A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow[J]. AIChE J., 1990, 36(4): 523-538.
- [10] Bolio E J, Yasuna J A, Sinclair J L. Dilute Turbulent Gas-Solid Flow in Risers with Particle-Particle Interaction[J]. AIChE J., 1995, 41(6): 1375-1388.
- [11] Samuelsber G, Hjertager B H. An Experimental and Numerical Study of Flow Patterns in a Circulating Fluidized Bed Reactor[J]. Int. J. Multiphase Flow, 1996, 22(3): 575-591.
- [12] Gidaspow D. Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions[M]. Boston: Academic Press, 1994.
- [13] 魏进家. 密相液固两相湍流 KET 模型和数值计算及离心泵叶轮内两相流场实验研究[D]. 西安: 西安交通大学能源与动力工程学院, 1998.
- [14] 陈立. 高含沙圆管流的紊动强度分布[J]. 水动力学研究与进展, 1993, 8(12): 526-534.
- [15] Alajbegovic A, et al. Phase Distribution and Turbulence Structure for Solid/Fluid Upflow in a Pipe[J]. Int. J. Multiphase Flow, 1994, 20(3): 453-479.
- [16] 权晓波. 幂律流体湍流流动的理论研究、数值计算和输送泵的磨损研究[D]. 西安: 西安交通大学能源与动力工程学院, 2001.