

文章编号: 1000-8055(2002) 03-0319-04

# 叶片扩压器内两相流场的数值模拟

曾卓雄<sup>1</sup>, 胡春波<sup>2</sup>, 姜培正<sup>3</sup>

(1. 南昌航空工业学院 机械系, 江西 南昌 330034;

2. 西北工业大学, 陕西 西安 710072;

3. 西安交通大学, 陕西 西安 710049)

摘要: 湍流模型采用  $k-\epsilon-\Theta$  模型, 为改善计算的稳定性和收敛性, 根据 Rhie, Chow 提出的动量插值概念, 以协变物理速度分量作为求解变量, 在压力修正方程中考虑了密度及浓度修正的影响, 完成了叶片扩压器内部的两相流场的数值计算, 计算结果与实际情况较为吻合, 表明了所建立的计算方法的可行性。结果表明: 叶片扩压器吸力面上的颗粒拟温度高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, 可采用颗粒拟温度来标志磨损部分。这为改进扩压器的设计和性能提供了依据。

关键词: 叶轮; 数值模拟; 两相流

中图分类号: O357

文献标识码: A

## Numerical Simulation of Two-Phase Flow in Impeller

ZENG Zhuo-xiong<sup>1</sup>, HU Chun-bo<sup>2</sup>, JIANG Pei-zheng<sup>3</sup>

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

2. Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;

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

**Abstract:** The pressure correction equations of particle kinetic pressure and fluid pressure are established in which correction of particle volumetric fraction and fluid density is considered. The turbulent flow is represented by  $k-\epsilon-\Theta$  model, and the principle of momentum interpolation was applied to the covariant physical velocity components, which were chosen as the dependent variables in the simulation of the two-phase flow field of impeller. It is shown that the calculations agree well with the practical matter, and the simulation method is performable. Also, it is shown that pseudothermal temperature on tension side is smaller than that on suction side, and pseudothermal temperature near wall is greater than that in the interior. Furthermore, pseudothermal temperature can be used to describe abrasion level. It supplies foundation for efficient design and property of blade pressure expander.

**Key words:** impeller; numerical simulation; two-phase flow

## 1 前言

在气固两相流学科中, 气固两相的流动结构是一个基本课题。气固两相流动广泛存在于工业

各个领域, 如燃煤燃气透平、含尘风机、固体燃料火箭等, 固粒的存在及其与气相的相互作用对机器性能及传热、传质规律有重要影响, 因此气固两相流动结构的研究对动力、能源、化工等许多领

域的发展都具有重要意义。对于可压稀相两相流,国内外进行了大量的工作<sup>[1~5]</sup>。然而实际流动中颗粒浓度往往比较高(大于0.4%),因此探索密相流动规律更具有工程应用价值,对于叶片扩压器内的密相可压两相流动,目前还未见到过该方面的报道。

## 2 数值计算方法

贴体坐标系下气固两相流动控制方程组通用形式可表示为<sup>[6]</sup>:

$$\frac{\partial}{\partial \xi^i} (\alpha \rho_k J U_k^i \Phi_k) = \frac{\partial}{\partial \xi^i} \left( \Gamma_k^\Phi J g^{\bar{j}} \frac{\partial \Phi_k}{\partial \xi^j} \right) + JS_k^\Phi \quad (1)$$

其中,  $\alpha$  为  $k$  相体积浓度,  $J$  为 Jacob 行列式,  $U_k^i$  为相速度的逆变分量,  $\Gamma_k^\Phi$  为  $\Phi_k$  的扩散系数,  $g^{\bar{j}}$  为逆度量张量,  $\Phi_k$  分别为1,  $U_{ki}$  ( $i=1, 2$ ),  $K_k$ ,  $\epsilon_k$ ,  $T_k$  及  $\theta_p$ ,  $U_{ki}$  为相速度的协变分量,  $K_k$  为相湍动能,  $\epsilon_k$  为相紊动能耗散率,  $T_k$  为相温度,  $\theta_p$  为颗粒拟温度,  $S_k^\Phi$  为方程源项。

颗粒的动力学压力:

$$P_{pk} = \rho_p [\bar{\omega} + 2(1 + \bar{\omega}) g_{00} \alpha] \theta_p$$

$\bar{\omega}$  为碰撞系数。

气体状态方程  $P_f = \rho_f RT_f$

在推导颗粒相压力修正方程时引入了由于体积浓度变化修正值所导致的附加项,通过压力与体积浓度的关系,将体积浓度修正值用压力修正值来表示,这样所导出的压力修正值仍是以压力修正量为求解变量的方程,而这样求解出的压力修正值就能够反映出体积浓度变化的影响。

可推得颗粒相体积浓度加权压力修正方程为

$$(A_p)_P (\alpha P_p)_P' = \sum_i^{EWNs} (A_p)_P (\alpha P_p)_i' + B_p^{P'} \quad (2)$$

式中  $(A_p)_E = (\rho_p J g^{11} \Delta \eta)_e \{ (\alpha^*)_{ed} + (H_p)_E [ - (U_{p1}^*)_{ed}, 0 ] \}$

$$(A_p)_W = (\rho_p J g^{11} \Delta \eta)_w \{ (\alpha^*)_{wd} + (H_p)_W [ (U_{p1}^*)_{wd}, 0 ] \}$$

$$(A_p)_N = (\rho_p J g^{22} \Delta \xi)_n \{ (\alpha^*)_{nd} + (H_p)_N [ - (U_{p2}^*)_{ed}, 0 ] \}$$

$$(A_p)_S = (\rho_p J g^{22} \Delta \xi)_s \{ (\alpha^*)_{sd} + (H_p)_S [ (U_{p2}^*)_{sd}, 0 ] \}$$

$$(A_p)_P = (\rho_p J g^{11} \alpha^* d \Delta \eta)_e + (\rho_p J g^{11} \alpha^* d \Delta \eta)_w + (\rho_p J g^{22} \alpha^* d \Delta \xi)_n + (\rho_p J g^{22} \alpha^* d \Delta \xi)_s +$$

$$(H_p)_P \{ (\rho_p J g^{11} \Delta \eta)_e [ (U_{p1}^*)_{ed}, 0 ] + (\rho_p J g^{11} \Delta \eta)_w [ - (U_{p1}^*)_{ed}, 0 ] \} + (H_p)_P \{ (\rho_p J g^{22} \Delta \xi)_n [ (U_{p2}^*)_{nd}, 0 ] + (\rho_p J g^{22} \Delta \xi)_s [ - (U_{p2}^*)_{sd}, 0 ] \}$$

$$B_p^{P'} = [\alpha^* \rho_p J g^{11} U_{p1}^* \Delta \eta]_e + [\alpha^* \rho_p J g^{22} U_{p2}^* \Delta \xi]_n + JS_p^c \Delta V - b_{curv}$$

$$b_{curv} = \{ [\alpha_k \rho_k J g^{12} U_{k2}]_e - [\alpha_k \rho_k J g^{12} U_{k2}]_w \} \Delta \eta + \{ [\alpha_k \rho_k J g^{21} U_{k1}]_n - [\alpha_k \rho_k J g^{21} U_{k1}]_s \} \Delta \xi$$

其中

$$H_{p,i} = \frac{1}{P_{p,i} + 4(1 + e) g_{00}^* \rho_{p,i}^* \theta_{p,i}^* \alpha_{p,i}^*}$$

$B_p^{P'}$  为控制体的质量余量,在这里作为压力修正方程的源项,表示动量方程求解出的颗粒相速度对连续性方程的满足程度。

对于流体相,可类似于颗粒相压力修正方程的推导,在可压流中,在推导压力修正方程时引入了由于密度变化修正值所导致的附加项。

最后得到的流体相压力修正方程为:

$$(A_f)_P (P_f)_P' = \sum_i^{EWNs} (A_f)_i (P_f)_i' + B_f^{P'} \quad (3)$$

式中

$$(A_f)_E = (\alpha^* J g^{11} \Delta \eta)_e \{ (\rho_f^*)_{ed} + (H_f)_E [ - (U_{f1}^*)_{ed}, 0 ] \}$$

$$(A_f)_W = (\alpha^* J g^{11} \Delta \eta)_w \{ (\rho_f^*)_{wd} + (H_f)_W [ (U_{f1}^*)_{wd}, 0 ] \}$$

$$(A_f)_N = (\alpha^* J g^{22} \Delta \xi)_n \{ (\rho_f^*)_{nd} + (H_f)_N [ - (U_{f2}^*)_{ed}, 0 ] \}$$

$$(A_f)_S = (\alpha^* J g^{22} \Delta \xi)_s \{ (\rho_f^*)_{sd} + (H_f)_S [ (U_{f2}^*)_{sd}, 0 ] \}$$

$$(A_f)_P = (\rho_f^* J g^{11} \alpha^* d \Delta \eta)_e + (\rho_f^* J g^{11} \alpha^* d \Delta \eta)_w + (\rho_f^* J g^{22} \alpha^* d \Delta \xi)_n + (\rho_f^* J g^{22} \alpha^* d \Delta \xi)_s + (H_f)_P \{ (\alpha^* J g^{11} \Delta \eta)_e [ (U_{f1}^*)_{ed}, 0 ] + (\alpha^* J g^{11} \Delta \eta)_w [ - (U_{f1}^*)_{ed}, 0 ] \} + (H_f)_P \{ (\alpha^* J g^{22} \Delta \xi)_n [ (U_{f2}^*)_{nd}, 0 ] + (\alpha^* J g^{22} \Delta \xi)_s [ - (U_{f2}^*)_{sd}, 0 ] \}$$

$$B_f^{P'} = B_{f1}^{P'} + B_{f2}^{P'}$$

$$B_{f1}^{P'} = [\alpha^* \rho_f J g^{11} U_{f1}^* \Delta \eta]_e + [\alpha^* \rho_f J g^{22} U_{f2}^* \Delta \xi]_n + JS_f^c \Delta V - b_{curv}$$

$B_{f2}^{P'}$  是由于体积浓度修正值引起的源项。

$$\begin{aligned} B_{f2}^{P'} = & (\rho_f^* J g^{11} \Delta \eta)_e \{ (H_p)_P (\alpha P_p)_P' [ (U_{f1}^*)_e, 0 ] - (H_p)_E (\alpha P_p)_E' [ - (U_{f1}^*)_e, 0 ] \} + \\ & (\rho_f^* J g^{11} \Delta \eta)_w \{ (H_p)_P (\alpha P_p)_P' [ - (U_{f1}^*)_w, 0 ] - (H_p)_W (\alpha P_p)_W' [ (U_{f1}^*)_w, 0 ] \} + \\ & (\rho_f^* J g^{22} \Delta \xi)_n \{ (H_p)_P (\alpha P_p)_P' [ (U_{f2}^*)_n, 0 ] - (H_p)_N (\alpha P_p)_N' [ - (U_{f2}^*)_n, 0 ] \} + \\ & (\rho_f^* J g^{22} \Delta \xi)_s \{ (H_p)_P (\alpha P_p)_P' [ - (U_{f2}^*)_s, 0 ] - (H_p)_S (\alpha P_p)_S' [ (U_{f2}^*)_s, 0 ] \} \end{aligned}$$

当求解完颗粒相动力学压力修正方程后, 则  $B_{f2}^{P'}$  就可作为本次迭代的已知源项。其中  $H_{f,i} = 1 / (RT_{f,i}^*)$ 。

湍流模型采用  $k\epsilon\text{-}\Theta$  模型<sup>[7]</sup>。

### 3 计算结果及分析

叶片扩压器进口直径  $D_3 = 0.23\text{ m}$ , 出口直径  $D_4 = 0.325\text{ m}$ , 叶片数  $Z = 16$ , 叶片进口安装角  $\alpha_{34} = 23^\circ$ , 叶片出口安装角  $\alpha_{44} = 33^\circ$ ; 叶片型线为单圆弧等厚型。颗粒体积浓度为  $1.41\%$ , 颗粒密度为  $2400\text{ kg/m}^3$ , 气体马赫数为  $0.60$ , 气体雷诺数为  $3.2 \times 10^6$ 。

由于叶轮是转动部件, 叶片扩压器是静止部件, 从叶轮中出来的气流进入叶片扩压器时的流动是十分复杂的, 因而叶片扩压器的进口边界条件是非常难于给出的, 本文计算仍假定叶片扩压器进口条件取流体为速度均匀分布<sup>[8]</sup>, 颗粒速度为流体速度的  $82\%$ , 出口条件采用局部质量守恒方法。在计算的过程中, 由于计算区域较严重的不规则性, 导致程序较难收敛, 因此, 本文采用沿流向逐个横截面流量相等的修正方法, 保证在计算迭代过程中每个横截面的流量始终等于进口横截面的流量, 从而保证了程序的最终收敛。

图1为流体无因次速度 ( $U_f / U_{in}$ ) 矢量图, 从图中可见, 在叶片扩压器中流体受叶片的引导, 流动轨迹大致与叶形一致。从进口到出口, 速度是减小的, 而且压力面上的速度小于吸力面上的速度(这里压力面和吸力面的定义是仿效叶轮的)。

图2为流体的无因次压力 ( $P_f / U_m^2$ ) 等值线, 从图中可见, 压力的分布是合理的, 整个趋势随半径增大逐渐升高, 而且压力面上的压力大于吸力面上的压力。

图3为颗粒的无因次湍动能 ( $K_p / U_m^2$ ) 等值线, 从图中可见, 湍动能呈中心区域低, 壁面高的分布, 而且在同一半径上, 吸力面处的湍动能高于压力面处的湍动能。

图4为叶片流道中的无因次颗粒拟温度 ( $\Theta / U_m^2$ ) 等值线, 由于颗粒的惯性作用及吸力面和压力面间的压力差作用, 吸力面上的颗粒拟温度高

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

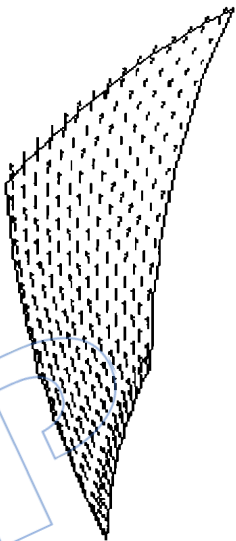


图1 流体速度矢量图  
Fig. 1 Vector of fluid velocity

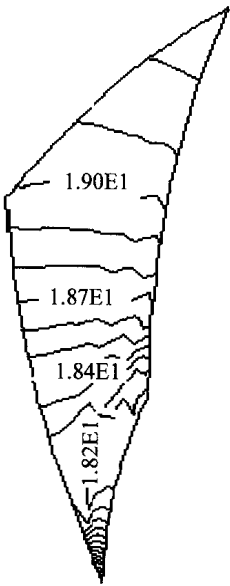


图2 压力等值线  
Fig. 2 Contour of pressure

该处颗粒随机脉动大。而实验表明, 这些部位正是

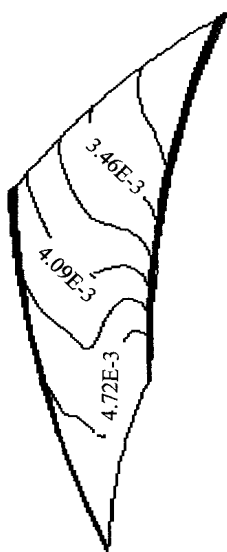


图3 颗粒湍动能等值线

Fig. 3 Contour of particle turbulence energy

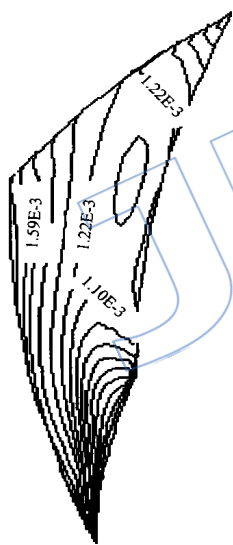


图4 颗粒拟温度等值线

Fig. 4 Contour of psudothermal temperature

两相流内磨损最严重的地方,因此可采用颗粒拟温度来标志磨损部分。

## 4 结 论

(1) 建立了1种考虑体积浓度值变化的颗粒相压力修正方程及考虑可压缩性影响的流体相压力修正方程,对叶片扩压器的两相流场进行了计算。

(2) 叶片扩压器吸力面上的颗粒拟温度高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,可采用颗粒拟温度来标志磨损部分。

(3) 湍动能呈中心区域低,壁面高的分布,而且在同一半径上,吸力面处的湍动能高于压力面处的湍动能。

## 参考文献:

- [1] Golafshani M, Loh H T. Computation of Two Phase Viscous Flow in Solid Rocket Motors Using a Flux Split Eulerian Lagrangian Technique[R]. AIAA- 89- 2785, 1989.
- [2] Hwang L W, Chang H T. Numerical Study of Gas Particle Flow in a Solid Rocket Nozzle[J]. AIAA J, 1988, 26(6): 682 - 689.
- [3] Mehta R C, Jayachandran T. A Fast Algorithm to Solve Viscous Two-Phase Flow in an Axisymmetric Rocket Nozzle[J]. Int J Numerical Method in Fluids, 1998, 26(4): 501- 517.
- [4] Coakley T J, Champney J M. Numerical Simulation of Compressible, Turbulent, Two Phase Flow [R]. AIAA - 85- 1667, 1985.
- [5] 侯晓. 固体火箭发动机两相湍流的数值研究[D]. 西安: 西北工业大学, 1990.
- [6] 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, 1998.
- [7] 曾卓雄. 密相可压气固两相湍流流动的理论分析及其数值模拟[D]. 西安: 西安交通大学, 2000.
- [8] 刘小民. 叶片扩压器流动的有限元数值计算及实验研究[D]. 西安: 西安交通大学, 1997.

(责任编辑 杨再荣)