文章编号: 1000-8055(2010)04-0800-08

用双流体模型模拟超声速气固两相流动

于 勇[1], 张 夏[2], 陈 维[1]
(1. 北京理工大学 宇航学院, 北京 100081;
2. 中国科学院 力学研究所, 北京 100190)

摘 要: 采用了双流体模型对 JPL(Jet Propulsion Laboratory) 喷管中气固两相流动以及超声速射流两相流动进行了数值模拟, 并研究了可压缩两相流动中气相与颗粒的相互作用规律. 自主开发的一般曲线坐标系下二维轴对称可压缩双流体程序 Solve2D, 对气相求解 Navier-Stokes(N-S) 方程组, 采用 k-ε 湍流模型, 颗粒相求解 Euler 方程组. 对 JPL 喷管内的两相流场和湍流两相射流流场进行了数值模拟, 研究了不同颗粒质量百分数以及不同颗粒直径时的气固两相流场的流动规律.

关 键 词: 双流体模型; 超声速流动; 喷管; 射流; 两相流
中图分类号: V430 文献标识码: A

Simulation of supersonic gas-particle two-phase flow with two-fluid model

YU Yong[1], ZHANG Xia[2], CHEN Wei[1]
(1. School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;
2. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: A two-fluid model was applied to simulate compressible two-phase flow in JPL(Jet Propulsion Laboratory) nozzle and supersonic jet two-phase flow. And, the interactional mechanism of gas phase and particle phase, rules of particles flowing at different sizes were studied. Program "Solve2D" solving two-dimensional axisymmetric compressible two-fluid model with body-fitted coordinate system was developed. The program was used to solve gas phase Navier-Stokes (N-S) equations with k-ε turbulence model. For particle phase, Euler equations were solved. Two phases were coupled through source terms. Gas-particle two-phase flow field of JPL nozzle and jet were studied under different particle mass percentages and different particle sizes.

Key words: two-fluid model; supersonic flow; nozzle; jet; two-phase flow

为提高固体推进剂能量和抑制不稳定燃烧, 广泛采用含金属粉末推进剂. 燃烧产物与燃气形成典型的可压气固两相流. 开展可压缩两相流动的研究对于喷管设计、热防护结构设计及喷焰流场的红外特性分析都有指导意义.

国外从 20 世纪 70 年代就开始了火箭发动机喷管两相流动的研究, Chang I S[1] 采用双流体模型和 MacCormack 方法数值模拟了 JPL(Jet Propulsion Laboratory) 喷管、Titan 发动机、潜入式喷管中的两相流场, 研究了不同颗粒质量百分数、不同颗粒直径以及不同比热比情况时喷管内流场的变化情况. Golafshani[2] 采用颗粒轨道模型计算了 JPL 喷管无黏两相流场以及两种固体火箭发动机后封头的二维轴对称可压两相流场.

收稿日期: 2009-09-08; 修订日期: 2009-12-04
基金项目: 国家自然科学基金(10702009)
作者简介: 于勇(1976-), 男, 湖北十堰人, 讲师, 博士, 研究方向为多相流、燃烧、计算流体力学.

Wirzberger H, Yaniv S[3] 研究了两相流条件下发动机喷管中的腐蚀问题, 把普通热防护模型和颗粒轨道模型相结合, 在考虑了颗粒的机械作用、热作用和能量作用的基础上发展了全新的热防护模型.

国内高速可压缩的两相流研究起步较晚, 但不少学者也作了大量研究工作. 候晓[4] 对黏性气相控制方程使用近似因子分解法, 对颗粒方程采用跟踪颗粒轨迹的特征线法, 数值模拟了喷管中跨声速两相, 预估了固体火箭发动机的性能. 严红[5] 采用 SIMPLE(semi-implicit method for pressure-linked equations) 算法, 结合分散颗粒轨道(PSIC) 模型, 在同位网格上实现了喷管中跨声速两相湍流流场的数值模拟. 曾卓雄[6] 等采用总变差衰减(TVD) 格式和双流体模型模拟了湍流两相流动, 验证了用不可压或稀相模型来计算可压或密相的模型会带来误差, 说明了在计算可压密相时, 可压和密相的因素必须考虑到. 淡林鹏[7] 采用有限体积的 Jameson 格式, 结合颗粒轨道模型计算了长尾喷管两相流场. 李东霞[8] 采用双流体模型, 把 LU(lower-upper) 隐式时间格式和 Varr-Leer 矢通量分裂格式相结合, 对一维等截面传热摩擦管道和二维轴对称 JPL 喷管中的两相流场进行了计算. 于勇[9] 也曾采用颗粒轨道模型计算了 JPL 喷管中的两相流动.

综上所述, 国内对高速可压缩气固两相流动的数值模拟采用颗粒轨道模型的较多; 双流体模型用于可压缩两相流动的研究中比较少见. 本文将采用双流体模型研究可压缩两相流动, 而双流体模型研究两相流分为几个层次: 层流气相-层流/欧拉颗粒相; 湍流气相-层流/欧拉颗粒相; 湍流气相-湍流颗粒相[10]. 本文将在层流气相-层流/欧拉颗粒相、湍流气相-层流/欧拉颗粒相两个水平上对 JPL 喷管以及高速射流中的两相流动进行研究.

1　二维轴对称可压缩气固两相流动的控制方程组

1.1　气相流动的控制方程组

一般曲线坐标系下二维轴对称的气相 Navier-Stokes (N-S) 方程为

$$\frac{\partial \hat{\boldsymbol{Q}}}{\partial t}+\frac{\partial \hat{\boldsymbol{E}}}{\partial \xi}+\frac{\partial \hat{\boldsymbol{F}}}{\partial \eta}+\hat{\boldsymbol{H}}=\frac{\partial \hat{\boldsymbol{E}}_{\mathrm{v}}}{\partial \xi}+\frac{\partial \hat{\boldsymbol{F}}_{\mathrm{v}}}{\partial \eta}+\hat{\boldsymbol{H}}_{\mathrm{v}}+\hat{\boldsymbol{S}} \tag{1}$$

其中

$$\hat{\boldsymbol{Q}}=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ \rho e\end{bmatrix},\quad \hat{\boldsymbol{E}}=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho\hat{U}\\ \rho u\hat{U}+p\xi_x\\ \rho v\hat{U}+p\xi_y\\ (\rho e+p)\hat{U}\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{F}}=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho\hat{V}\\ \rho u\hat{V}+p\eta_x\\ \rho v\hat{V}+p\eta_y\\ (\rho e+p)\hat{V}\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{E}}_{\mathrm{v}}=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}0\\ \xi_x\tau_{xx}+\xi_y\tau_{yx}\\ \xi_x\tau_{xy}+\xi_y\tau_{yy}\\ \xi_x(u\tau_{xx}+v\tau_{xy}-q_x)+\xi_y(u\tau_{yx}+v\tau_{yy}-q_y)\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{F}}_{\mathrm{v}}=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}0\\ \eta_x\tau_{xx}+\eta_y\tau_{yx}\\ \eta_x\tau_{yy}+\eta_y\tau_{xy}\\ \eta_x(u\tau_{xx}+v\tau_{xy}-q_x)+\eta_y(u\tau_{yx}+v\tau_{yy}-q_y)\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{H}}=\frac{1}{J}\frac{1}{y}\begin{bmatrix}\rho u\\ \rho uv\\ \rho v^2\\ (\rho e+p)v\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{H}}_{\mathrm{v}}=\frac{1}{J}\frac{1}{y}\begin{bmatrix}0\\ \tau_{yx}\\ \tau_{yy}-\tau_{\theta\theta}\\ u\tau_{yx}+v\tau_{yy}-q_y\end{bmatrix},\quad \hat{\boldsymbol{S}}=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}0\\ S_u\\ S_v\\ S_e\end{bmatrix}.$$

S_u, S_v 为气相和固相相互作用的动量源项, S_e 为能量源项. 如果去掉 $\hat{\boldsymbol{H}}$ 和 $\hat{\boldsymbol{H}}_{\mathrm{v}}$ 项则式(1) 就变为二维平面的 N-S 方程.

协变速度分量 $\hat{U}=u\xi_x+v\xi_y$, $\hat{V}=u\eta_x+v\eta_y$.

黏性应力张量

$$\tau_{xx}=\mu\left[2\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{v}{y}\right)\right],$$

$$\tau_{yy}=\mu\left[2\frac{\partial v}{\partial y}-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{v}{y}\right)\right],$$

$$\tau_{xy}=\tau_{yx}=\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right),$$

$$\tau_{\theta\theta}=\frac{2}{3}\mu\left(2\frac{v}{y}-\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{\partial v}{\partial y}\right).$$

热流: 与温度梯度的关系遵循 Fourier 定律, 即

$$q_x = -\kappa\frac{\partial T}{\partial x},\ q_y = -\kappa\frac{\partial T}{\partial y}.$$

导热系数 κ: $\kappa = \frac{\mu c_p}{Pr} = \frac{\mu\gamma R}{(\gamma-1)Pr}$; 层流状态下 $Pr = 0.7$, c_p, R 和 γ 为气体的比定压热容、气体常数和比热比.

燃气单位质量的总能

$$e = \frac{p}{(\gamma-1)\rho} + \frac{u^2+v^2}{2}.$$

动力黏性系数 μ: 通过 Sutherland 公式计算, 即

$$\frac{\mu}{\mu_0} \approx \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1.5}\left(\frac{T_0+T_s}{T+T_s}\right).$$

在一般曲线坐标下的 k-ε 方程为

$$\frac{\partial\hat{\boldsymbol{Q}}}{\partial t} + \frac{\partial\hat{\boldsymbol{E}}}{\partial\xi} + \frac{\partial\hat{\boldsymbol{F}}}{\partial\eta} + \hat{\boldsymbol{H}} = \frac{\partial\hat{\boldsymbol{E}}_v}{\partial\xi} + \frac{\partial\hat{\boldsymbol{F}}_v}{\partial\eta} + \hat{\boldsymbol{H}}_v + \hat{\boldsymbol{S}} + \hat{\Phi} + \hat{\boldsymbol{Y}}$$

其中

$$\hat{\boldsymbol{Q}} = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho k\\ \rho\varepsilon\end{bmatrix},\ \hat{\boldsymbol{E}} = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho\hat{U}k\\ \rho\hat{U}\varepsilon\end{bmatrix},\ \hat{\boldsymbol{F}} = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho\hat{V}k\\ \rho\hat{V}\varepsilon\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{H}} = \frac{1}{J}\frac{1}{y}\begin{bmatrix}\rho v k\\ \rho v\varepsilon\end{bmatrix},\ \hat{\boldsymbol{E}}_v = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}\mu_k\frac{\partial k}{\partial x}\xi_x + \mu_k\frac{\partial k}{\partial y}\xi_y\\ \mu_\varepsilon\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}\xi_x + \mu_\varepsilon\frac{\partial\varepsilon}{\partial y}\xi_y\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{F}}_v = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}\mu_k\frac{\partial k}{\partial x}\eta_x + \mu_k\frac{\partial k}{\partial y}\eta_y\\ \mu_\varepsilon\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}\eta_x + \mu_\varepsilon\frac{\partial\varepsilon}{\partial y}\eta_y\end{bmatrix},\ \hat{\boldsymbol{H}}_v = \frac{1}{J}\frac{1}{y}\begin{bmatrix}\mu_k\frac{\partial k}{\partial y}\\ \mu_\varepsilon\frac{\partial\varepsilon}{\partial y}\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{S}} = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}S_k\\ S_\varepsilon\end{bmatrix},\ \hat{\boldsymbol{Y}} = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}-Y_m\\ 0\end{bmatrix},\ \hat{\Phi} = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}-\phi_k\\ \phi_\varepsilon\end{bmatrix}.$$

其中

$$S_k = G - \rho\varepsilon,\ S_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{k}(C_{\varepsilon1}G - C_{\varepsilon2}f_2\rho\varepsilon),$$

$$\phi_k = 2\mu\left(\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial y}\right)^2,\ \phi_\varepsilon = 2\mu\frac{\mu_t}{\rho}\left(\frac{\partial^2 u_s}{\partial y^2}\right)^2,$$

$$Y_m = \frac{2\rho\varepsilon k}{c^2},\ \mu_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k},\ \mu_\varepsilon = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}.$$

u_s 为平行于壁面的速度, 湍流黏性系数

$$\mu_t = \frac{C_\mu f_\mu \rho k^2}{\varepsilon}.$$

$$f_\mu = \exp\left[-2.5/\left(1+0.02Re_t\right)^2\right],$$

$$f_2 = 1 - 0.3\exp\left(-Re_t^2\right),\ Re_t = \frac{\rho k^2}{\mu\varepsilon}.$$

其中 $\hat{\Phi}$ 为壁面函数项, $\hat{\boldsymbol{Y}}$ 为可压缩性修正, $\hat{\boldsymbol{S}}$ 为源项, 其中的 G 为产生项.

湍流方程中的常数为

$$C_\mu = 0.09,\ C_{\varepsilon1} = 1.44,\ C_{\varepsilon2} = 1.92,$$
$$\sigma_k = 1.0,\ \sigma_\varepsilon = 1.3.$$

当然所有量的计算要转化为一般曲线坐标系下的计算.

1.2 颗粒相流动的控制方程组

如果颗粒质量分数不高, 属于稀疏两相流动, 一般可以忽略由于颗粒碰撞所产生的颗粒黏性、颗粒压力等量, 所以一般曲线坐标系下颗粒的层流控制方程变为颗粒相的欧拉方程, 即

$$\frac{\partial\hat{\boldsymbol{Q}}_p}{\partial t} + \frac{\partial\hat{\boldsymbol{E}}_p}{\partial\xi} + \frac{\partial\hat{\boldsymbol{F}}_p}{\partial\eta} + \hat{\boldsymbol{H}}_p = \hat{\boldsymbol{S}}_p \tag{2}$$

其中

$$\hat{\boldsymbol{Q}}_p = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho_p\\ \rho_p u_p\\ \rho_p v_p\\ \rho_p e_p\end{bmatrix},\ \hat{\boldsymbol{E}}_p = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho_p\hat{U}_p\\ \rho_p u_p\hat{U}_p\\ \rho_p v_p\hat{U}_p\\ \rho_p e_p\hat{U}_p\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{F}}_p = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho_p\hat{V}_p\\ \rho_p u_p\hat{V}_p\\ \rho_p v_p\hat{V}_p\\ \rho_p e_p\hat{V}_p\end{bmatrix},\ \hat{\boldsymbol{H}}_p = \frac{1}{J}\frac{1}{y}\begin{bmatrix}\rho_p v_p\\ \rho_p u_p v_p\\ \rho_p v_p^2\\ \rho_p v_p e_p\end{bmatrix},$$

$$\hat{\boldsymbol{S}}_p = \frac{1}{J}\begin{bmatrix}0\\ -S_u\\ -S_v\\ -S_e\end{bmatrix}.$$

1.3 计算方法

对气相 N-S 方程的离散, 在空间上对其中的无黏通量采用具有 TVD 性质的 MUSCL-Roe (monotone upstream-centred schemes for conservation laws-Roe) 格式进行离散, 黏性项的离散采用中心差分格式进行离散; 在时间上对半离散化方程组采用 Shu C W 和 Osher S 提出的具有 TVD 保持性质的二阶显式 Runge-Kutta 型时间离散格式[11].

颗粒相的计算方法与气相计算方法相同.

1.4　边界条件

1) 进口条件: 进口气流为亚声速, 给定气体入口的总压、总温、马赫数和气流方向角; 颗粒入口给定颗粒的粒径、质量百分数、表观密度、入口颗粒速度及颗粒温度.

2) 出口条件: 对于气相, 如果出口出现回流, 则给定出口静压, 其他参数外推, 如果出口燃气为超声速, 则各参数按一阶外推得到; 对于颗粒相, 各参数按一阶外推得到.

3) 轴线条件: 气相在轴对称边界条件为法向速度为零, 其他变量梯度为零; 对于颗粒相, 改变颗粒法向速度的符号, 平行于轴线的速度保持不变.

4) 固壁条件: 对气相采取绝热, 无滑移固壁边界条件; 对于颗粒相, 速度为弹性碰撞边界条件, 其他参数外推.

5) 远场边界条件: 对于射流伴随流外场, 采用基于黎曼不变量的远场边界条件.

2　两相流动算例验证

2.1　算例 1(JPL 喷管: 层流气相-欧拉颗粒相)

JPL 喷管结构如图 1 所示[12], 单位为 mm. 模拟工况为: 喷管进口处燃气总压 1.0342 MPa, 总温 555.0 K, 气流方向角 0°. 计算网格为 66×31, 如图 2 所示. 本算例对 JPL 喷管两相流场进行了计算, 气相层流, 颗粒相忽略颗粒黏性和压力, 采用欧拉方程. 颗粒相的物理性质: 材料密度为 4004.62 kg/m^3, 比热容为 1380 J/(kg·K).

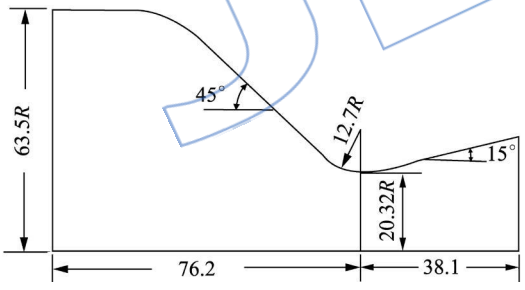

图 1　喷管结构

Fig. 1　Configuration of nozzle

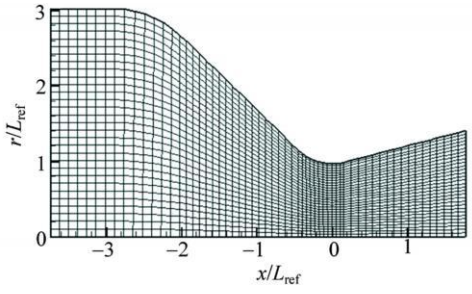

图 2　计算网格

Fig. 2　Nozzle grid

单相流动的计算结果表明模拟结果和实验结果吻合的很好[9]. 对两相流动的模拟分为两部分: 一是同样颗粒质量百分数情况下, 不同颗粒直径时两相流动规律的研究, 二是同样颗粒直径时, 不同颗粒质量百分数情况下两相流动规律的研究.

2.1.1　同样颗粒质量百分数情况下, 不同颗粒直径时两相流动规律的研究

这里选取颗粒质量百分数为 30%, 计算选择的颗粒直径分别是 1, 10μm 和 20μm.

图 3、图 4 分别为纯气相条件和加入直径为 1, 20μm 的颗粒相后气相的等马赫线对比图, 其中上侧为单相流结果, 下侧为两相流时的气相结果. 由于固体颗粒的速度滞后以及颗粒与气相之

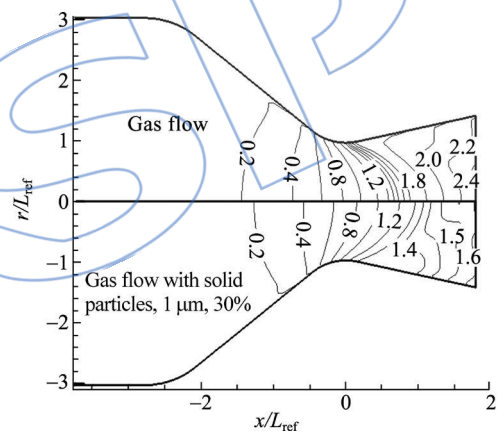

图 3　纯气相及两相流气相马赫数对比(1μm)

Fig. 3　Gas phase Mach number of one-phase and two-phase (1μm)

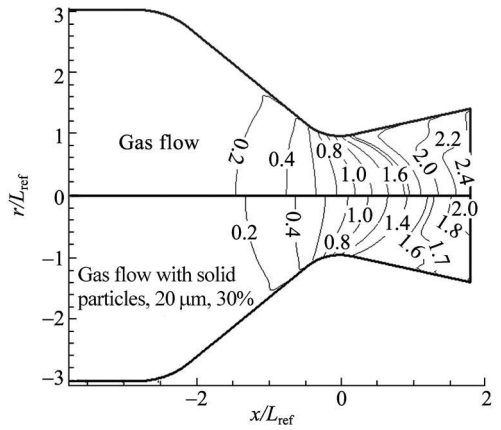

图 4　纯气相及两相流气相马赫数对比(20μm)

Fig. 4　Gas phase Mach number of one-phase and two-phase (20μm)

间的热交换,两相流情况下喷管喉部以及扩张区域气相等马赫线移向喷管下游,且颗粒直径越小对气相马赫数分布的影响越大,相同位置处降低也越多,其原因是颗粒的速度滞后对气相产生了阻力以及颗粒与气相相互之间的传热作用与颗粒的尺寸以及颗粒的数目都有关系,颗粒越小,单位体积中颗粒数越多,颗粒相与气相的相互作用也越强烈.

图 5、图 6 分别为含有粒径分别是 1, 10, 20 μm 时气相轴线处的马赫数和温度对比曲线. 与纯气相的温度相比两相时气相温度都有明显的提高,尤其是在喷管的喉部及扩张段,并且可以看出颗粒越小对气相的加热作用也越加剧烈. 原因是气体在经过喷管喉部后迅速膨胀加速而温度降低,颗粒由于热惯性保持原来的温度,在气相温度降低的过程中颗粒通过热交换将热能传递给气相,减缓了气体温度降低的趋势,使喷管扩张段气体温度升高. 在相同颗粒质量百分数下,颗粒直径越小,单位质量的推进剂中所含有的颗粒数目越多,颗粒与气体的接触面积也就越大,因此产生的热交换也越多.

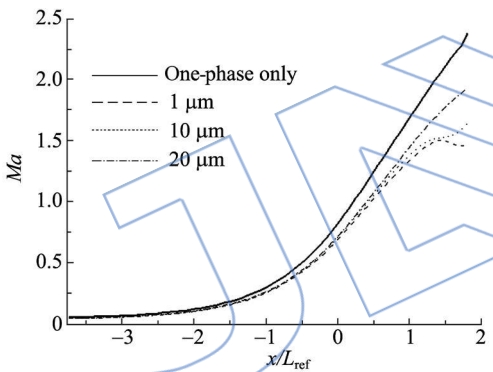

图 5 纯气相及两相流气相轴线马赫数

Fig. 5 Gas phase Mach number of one-phase and two-phase along axis

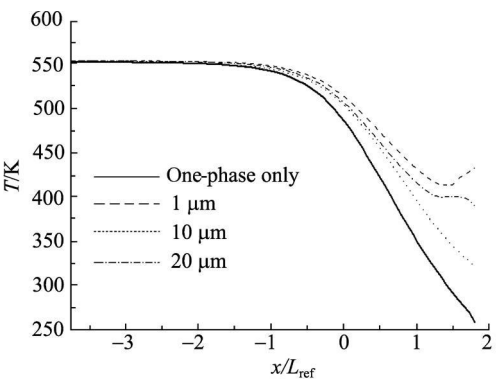

图 6 纯气相及两相流气相轴线温度

Fig. 6 Gas phase temperature of one-phase and two-phase along axis

根据推力公式可以得到整个喷管的推力,如表 1 所示. 可以看出颗粒相的存在引起推力损失,在相同颗粒质量百分数下,颗粒尺寸越小引起的推力损失越大.

表 1 不同粒径情况下喷管推力

Table 1 Nozzle thrust with different particle sizes

工况	纯气相	1μm	10μm	20μm
推力/N	1469	1185	1202	1219

这是由于在相同颗粒质量百分数下,颗粒直径越小,单位质量的推进剂中所含有的颗粒数目越多,颗粒与气体的接触面积也就越大,因此产生的动量交换和热交换也越多,对气相造成的动能和热能损失也就越大,即两相流损失越大,所以引起的推力损失越大.

图 7、图 8、图 9 给出了不同粒径的颗粒表观密度的分布曲线,表观密度的最大值出现在喷管喉部上游收敛段的壁面上,喉部附近颗粒质量分数迅速降低到一个较小值,在扩张段壁面处出现了密度最小值. 随着颗粒直径的增大,表观密度的最大值在增大,最小值在减小. 颗粒尺寸越小其跟随性越好,更容易充满整个喷管空间,低质量分数区越小;颗粒越大,对喷管进口收缩段壁面碰撞越剧烈,喷管下游低质量分数区越大. 其原因在于颗粒越小,其惯性越小,颗粒弛豫时间越小,颗粒越容易追随气体而改变运动方向;而大直径颗粒惯性大,弛豫时间大,不易追随气体而改变运动方向,轨迹也比小直径颗粒的轨迹平直,低质量分数区较大.

在进行喷管结构设计时,尤其是在喷管收敛段应充分考虑颗粒对壁面的撞击,以免发生颗粒撞击而烧穿壁面的事故.

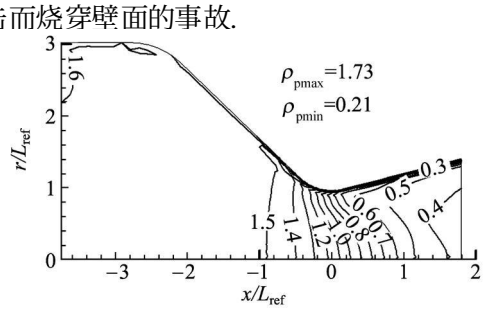

图 7 颗粒相无量纲化表观密度(1μm)

Fig. 7 Particle phase nondimensional apparent density (1μm)

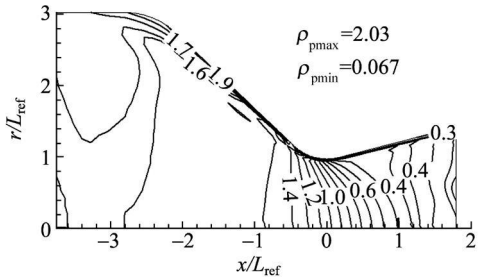

图 8　颗粒相无量纲化表观密度(10μm)

Fig. 8　Particle phase nondimensional apparent density (10μm)

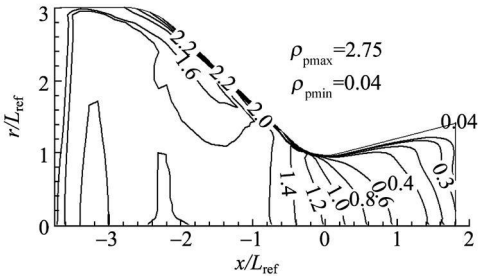

图 9　颗粒相无量纲化表观密度(20μm)

Fig. 9　Particle phase nondimensional apparent density (20μm)

2.1.2　同样颗粒直径时, 不同颗粒质量百分数情况下两相流动规律的研究

这里选取颗粒的直径为 20μm, 颗粒质量百分数分别为 10%, 20%, 30%, 研究不同颗粒质量百分数时气固两相流动变化规律.

由图 10 可以看出, 随着颗粒质量百分数的减小, 轴线上相同位置处气相马赫数在增大. 原因是随着颗粒质量百分数的减小, 单位体积中颗粒数目减少, 颗粒对气体的阻力降低, 从而引起气相速度的增加, 但是仍然小于纯气相情况下气相的马赫数.

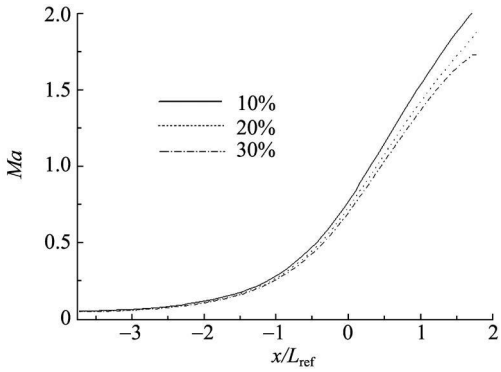

图 10　不同颗粒质量百分数沿轴线气相马赫数

Fig. 10　Gas phase Mach number of two-phase along axis with different particle mass percentages

图 11、图 12 为颗粒质量百分数分别为 10%, 20%, 30% 时, 沿轴线和壁面的气相温度分布曲线. 随着颗粒质量百分数的减小, 颗粒相对气相的加热作用在减弱, 但依然明显高于纯气相时的燃气温度.

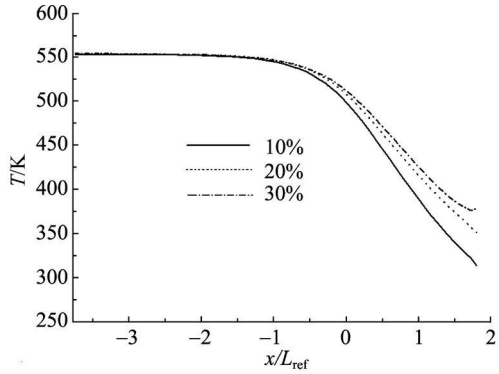

图 11　不同颗粒质量百分数沿轴线气相温度

Fig. 11　Gas phase temperature of two-phase along axis with different particle mass percentages

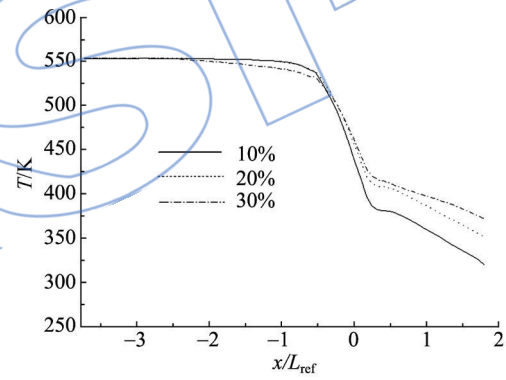

图 12　不同颗粒质量百分数沿壁面气相温度

Fig. 12　Gas phase temperature of two-phase along wall with different particle mass percentages

表 2 给出了颗粒直径为 20μm 时质量百分数分别为 10%, 20%, 30% 的喷管截面上的推力值, 可以得到颗粒质量百分数越大, 颗粒的个数就越多, 由于颗粒存在造成的两相流损失就越大, 所以推力损失越严重.

表 2　不同颗粒质量百分数情况下喷管推力

Table 2　Nozzle thrust with different particle mass percentages

工况	纯气相	10%	20%	30%
推力/N	1469	1365	1276	1219

2.2　算例 2(超声速湍流射流: 湍流气相-欧拉颗粒相)

本算例对气相采用湍流模型, 颗粒相采用欧

拉形式,对超声速射流两相流动进行了计算. 计算了入口条件下 JPL 喷管射流的两相流动. 射流的伴随流条件总温为 300 K, 总压为 1.013×10^5 Pa, 伴随流马赫数为 0.003, 颗粒伴随流的速度和气相伴随流一致, 颗粒伴随流无量纲表观密度取 0.1. 固相为质量百分数 10%, 直径 100 μm 的颗粒, 颗粒的物理性质同算例 1.

图 13 为单纯气相和加入颗粒后两相流中的气相压力云图的对比. 为了清楚的观察颗粒的加入对气相流场的影响, 尤其是对波系结构的影响, 图中显示的都是距离喷管出口附近的流动云图. 可以明显看出由于颗粒相的加入, 喷管出口的第一道斜激波减弱, 同时波节变短, 激波强度减弱.

图 14 和图 15 分别为温度及马赫数云图的对比. 同样可以观察到由于颗粒相的加入, 使得喷管出口的激波强大削弱, 波节变短, 而且波节个数减少的现象.

图 16、图 17 和图 18 分别是沿轴线方向上气相压力、马赫数和温度的变化曲线, 可以看出: 颗

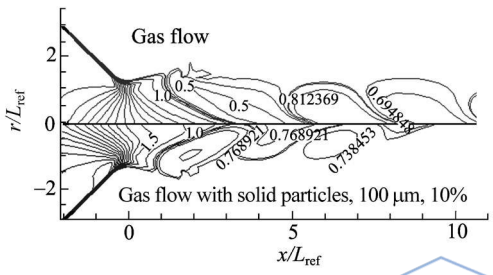

图 13 纯气相及两相流气相无量纲压力云图对比

Fig. 13 Gas phase pressure of one phase and two phase along axis with different particle mass percentages

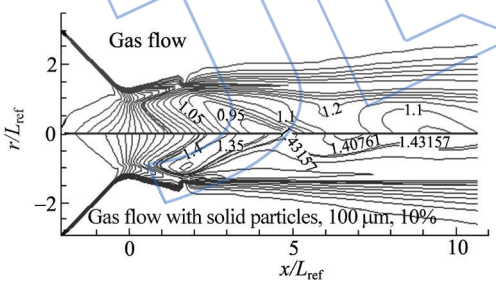

图 14 纯气相及两相流气相无量纲温度云图对比

Fig. 14 Gas phase temperature of one phase and two phase

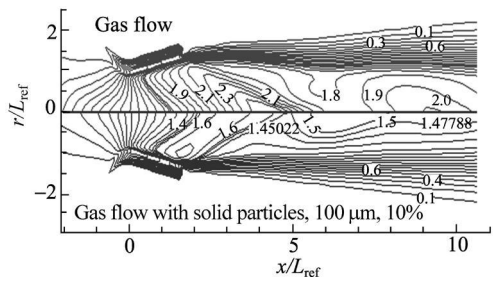

图 15 纯气相及两相流气相马赫数云图对比

Fig. 15 Gas phase Mach number of one phase and two phase

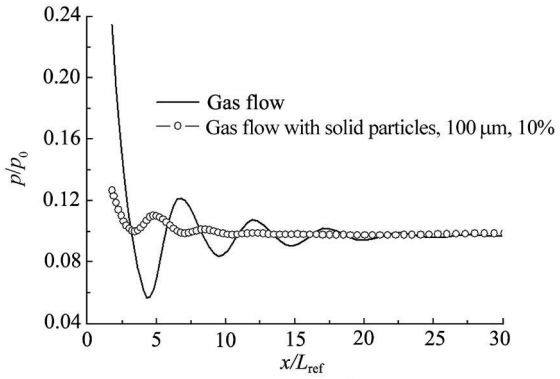

图 16 纯气相及两相流气相轴线压力变化曲线

Fig. 16 Gas phase pressure of one phase and two phase along axis

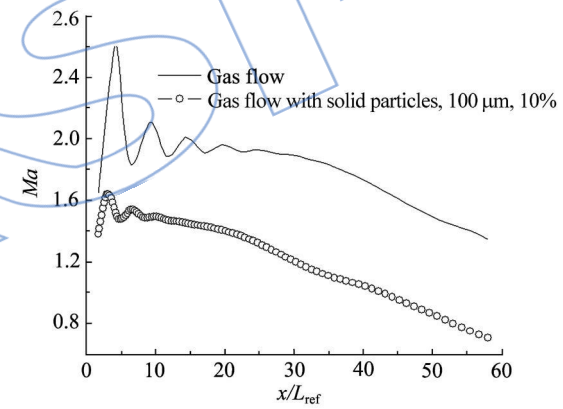

图 17 纯气相及两相流气相轴线马赫数

Fig. 17 Gas phase Mach number of one phase and two phase along axis

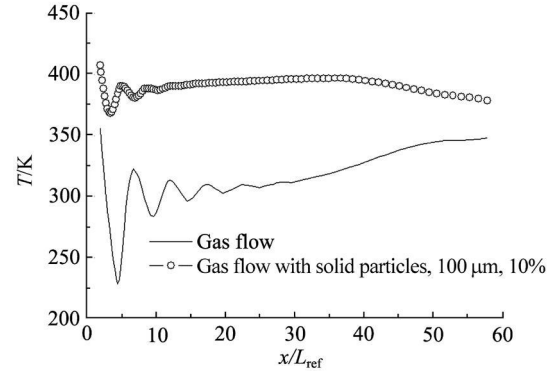

图 18 纯气相及两相流气相轴线温度

Fig. 18 Gas phase temperature of one phase and two phase along axis

粒的加入使得两相直接的动量交换、能量交换加剧, 显著影响到气相射流的流动结构, 使超声速射流的波节个数降低, 激波强度减弱; 同时颗粒的存在使射流的马赫数降低, 温度升高.

分析颗粒相自身流场, 如图 19 和图 20 所示的颗粒相轴向速度和温度的云图, 可以看出, 固相流场与气相流场有很强的相似性, 颗粒相在一定程度上对气相流场具有追随性, 但是由于颗粒的惯性作用, 颗粒相追随气相存在弛豫时间, 颗粒直径越大, 弛豫时间越大, 惯性越大, 可以看出颗粒相核心区域明显小于气相核心区域. 而且颗粒相的"拟波节"结构比较弱, 并不是很清晰.

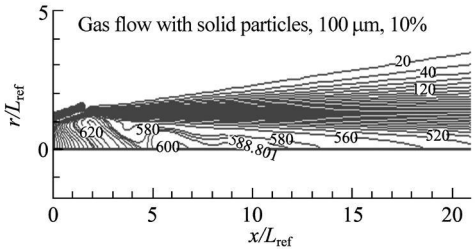

图 19　颗粒相轴向速度(单位: m/s)

Fig. 19　Particle phase axial velocity plot (unit: m/s)

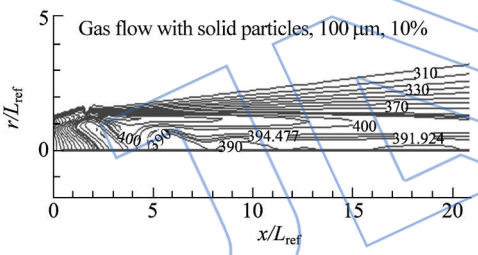

图 20　颗粒相温度(单位: K)

Fig. 20　Particle phase temperature plot (unit: K)

3　结　论

通过上述分析可以得出如下结论:

1) 在两相流情况下, 由于颗粒的加入使得气相流场有较大的改变. 在 JPL 喷管两相流动中, 颗粒的加入使得沿轴线方向气相马赫数降低, 温度升高, 推力降低, 且同样颗粒质量百分数时颗粒直径越小, 对气相影响越大; 同样粒径时, 颗粒质量百分数越大对气相影响越大.

2) 在超声速湍流射流流动中, 颗粒的加入使超声速射流的波节个数降低, 激波强度减弱; 同时颗粒的存在使射流沿轴线方向的马赫数降低, 温度升高.

参考文献:

[1] Chang I S. One- and two-phase nozzle flows[R]. AIAA-80-0272, 1980.

[2] 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.

[3] Wirzberger H, Yaniv S. Prediction of erosion in a solid rocket motor by alumina particles [R]. AIAA-2005-4496, 2005.

[4] 侯晓, 何洪庆, 蔡体敏, 等. 固体火箭喷管两相粘性跨音速流场计算[J]. 推进技术, 1991(2): 9-16.
HOU Xiao, HE Hongqing, CAI Timin. Calculation of two-phase viscous transonic flow for SPRM nozzle[J]. Journal of Propulsion Technology, 1991(2): 9-16. (in Chinese)

[5] 严红, 何洪庆. 喷管二维跨声速两相湍流流场的数值模拟[J]. 推进技术, 1999, 20(2): 37-41.
YAN Hong, HE Hongqing. Numerical simulation of two dimensional transonic two phase turbulent flow in nozzle [J]. Journal of Propulsion Technology, 1999, 20(2): 37-41. (in Chinese)

[6] 曾卓雄, 姜培正. 可压稀相流场的数值模拟[J]. 推进技术, 2002, 23(2): 154-157.
ZENG Zhuoxiong, JIANG Peizheng. Numerical simulation compressible dilute two-phase flow[J]. Journal of Propulsion Technology, 2002, 23(2): 154-157. (in Chinese)

[7] 淡林鹏, 张振鹏, 赵永忠, 等. 长尾喷管中颗粒运动轨迹的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2003, 18(2): 197-202.
DAN Linpeng, ZHANG Zhenpeng, ZHAO Yongzhong, et al. Numerical study of particle trajectories in a nozzle with a tail pipe[J]. Journal of Aerospace Power, 2003, 18(2): 197-202. (in Chinese)

[8] 李东霞, 徐旭, 蔡国飙, 等. 火箭发动机气体-颗粒两相流双流体模型研究[J]. 固体火箭技术, 2005, 28(4): 238-243.
LI Dongxia, XU Xu, CAI Guobiao, et al. Research on two-fluid model of gas-particle flow in rocket motors[J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2005, 28(4): 238-243. (in Chinese)

[9] 于勇, 刘淑艳, 张世军, 等. 固体火箭发动机喷管气固两相流动的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2009, 24(4): 931-937.
YU Yong, LIU Shuyan, ZHANG Shijun, et al. Numerical simulation of gas-particle flow in nozzle of solid rocket motor[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(4): 931-937. (in Chinese)

[10] 周力行. 多相湍流反应流体力学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002.

[11] 阎超. 计算流体力学方法及应用[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2006.

[12] Cuffel R F, Back L H, Massier P F. Transonic flow field in a supersonic nozzle with small throat radius of curvature [J]. AIAA Journal, 1969, 17: 1364-1376.