

文章编号: 1000-8055(2009)04-0931-07

固体火箭发动机喷管气固两相流动的数值模拟

于 勇¹, 刘淑艳¹, 张世军¹, 张 夏²

(1. 北京理工大学 宇航科学与技术学院, 北京 100081;

2. 中国科学院 力学研究所, 北京 100190)

摘 要: 对颗粒相采用颗粒轨道模型, 气相求解可压缩 N-S 方程组, 计算方法采用显式 Runge-Kutta 时间推进法与有总变差衰减 (TVD) 性质的高精度 MUSCL-Roe 格式; 自主开发了曲线坐标系下二维轴对称可压缩 N-S 方程组的解算器 Solve2D, 研究了固体火箭发动机喷管中颗粒相对流场的影响以及不同尺寸颗粒运动规律. 结果表明: 颗粒相对流场的影响主要表现在喷管喉部以及扩张段, 和单相流场相比, 沿轴线马赫数减小, 且颗粒尺寸越小减少得越多; 沿轴线气相温度升高, 且颗粒尺寸越小温度升高越多; 颗粒尺寸越小, 无粒子区越小; 颗粒越大与收缩段壁面碰撞越剧烈, 无粒子区越大.

关 键 词: 火箭发动机; 喷管; 两相流; 数值模拟; 颗粒轨道模型

中图分类号: V211.1⁺7

文献标识码: A

Numerical simulation of gas-particle flow in nozzle of solid rocket motor

YU Yong¹, LIU Shu-yan¹, ZHANG Shi-jun¹, ZHANG Xia²

(1. School of Aerospace Science and Engineering,

Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

2. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: In order to study the influences of particles on gas flow in nozzle of solid rocket motor and the rules of particles flowing at different sizes, an Eulerian-Lagrangian approach was employed, Particle trajectory model was used for particle phase and compressible N-S equations were solved. MUSCL-Roe total variation diminishing (TVD) scheme with high order accuracy, and two-stage, time-stepping Runge-Kutta method with TVD character have been used to solve two-dimensional axis symmetric compressible N-S equations by a home codes "Solve2D". Simulation results indicate that the influence of particle primarily lies in throat and expansion segments of nozzle. Compared to pure gas flow, Mach numbers decreased along centerline, and the reduction became larger with smaller size particle. The gas temperature increased in two-phase flow, and the enhancement became higher with smaller size particles. The region without particles was smaller with smaller size particles. Big size particles had serious collision with wall of convergent region, and the region without particles was larger.

Key words: solid rocket motor; nozzle; two-phase flow; numerical simulation; particle trajectory model

在推进剂中加入金属粉末能提高复合固体推

进剂的能量并抑制不稳定燃烧; 燃烧产物与燃气

收稿日期: 2008-03-28; **修订日期:** 2009-01-07

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.

混合形成的气固两相流,又会引起推力损失;颗粒在喷管中运动会碰撞在喷管壁面上,加速了壁面的磨损和腐蚀。所以研究喷管中的两相流动对于喷管设计和热防护都有重要意义^[1]。

目前对两相流数值模拟的模型主要有双流体模型和颗粒轨道模型两种^[2]。

国内外对火箭发动机喷管中两相流的研究已经开展了多年,如 C. F. Hwang 和 G. C. Chang^[3]采用时间推进、显式 MacCormack 格式求解气相方程,采用拉格朗日方法追踪颗粒的速度、轨道和温度,计算了喷管中的气固两相流动;I. Shih Chang^[4]采用多流体模型和时间推进法求解了 Titan III 发动机的斜置喷管的两相流场,类似有很多研究者都用欧拉-拉格朗日方法、欧拉-欧拉方法计算了喷管、羽流等超声速两相流场^[5-6]。国内的研究者如候晓^[7]用近似因子分解法和颗粒轨迹法结合对喷管跨声速两相湍流流动进行了数值模拟;淡林鹏^[8]等用欧拉-拉格朗日法对长尾喷管两相流动进行了数值模拟;李江^[9]等不仅对固体火箭发动机凝相颗粒的运动规律进行了数值模拟,还进行了一定的实验研究;李东霞^[10]等对火箭发动机内的两相流动的双流体模型进行了研究;曾卓雄^[11]等对可压缩稀相流场进行了研究。

本文对颗粒相采用颗粒轨道模型,气相求解可压缩 N-S 方程组,计算方法采用具有总变差衰减(TVD)保持性质的显式二阶 Runge-Kutta 时间推进法与高精度 TVD MUSCL-Roe 格式;自主开发了曲线坐标下二维轴对称可压缩 N-S 方程组解算器 Solve2D,针对两个算例:Jet Propulsion Laboratory (JPL) 喷管^[12]与某型号导弹发动机的长尾喷管^[13],进行了两相流场与单相流场的数值模拟,对不同尺寸颗粒对气相流场马赫数、温度等分布的影响以及不同尺寸颗粒在喷管中的运动规律进行了研究。

1 数学模型

1.1 气相控制方程组

在一般曲线坐标系 (ξ, η) 下可压缩、二维/轴对称 N-S 方程可以写成

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + H = \frac{\partial E_v}{\partial \xi} + \frac{\partial F_v}{\partial \eta} + H_v - S_p \quad (1)$$

其中

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

$$F = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + p \xi_x \\ \rho v V + p \xi_y \\ (\rho e_t + p) V \end{bmatrix}, \quad H = \frac{1}{J} \frac{\delta}{y} \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u v \\ \rho v^2 \\ (\rho e_t + p) v \end{bmatrix},$$

$$E_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{yx} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x b_x + \xi_y b_y \end{bmatrix}, \quad F_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{yx} \\ \eta_x \tau_{xy} + \eta_y \tau_{yy} \\ \eta_x b_x + \eta_y b_y \end{bmatrix},$$

$$H_v = \frac{1}{J} \frac{\delta}{y} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ b_y \end{bmatrix}, \quad S_p = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} S_m \\ S_u \\ S_v \\ S_e \end{bmatrix}$$

当 δ 取0时为二维平面方程, δ 取1时为二维轴对称方程。

式中 $\rho, p, e, \tau, \lambda$ 分别代表气相密度、压强、单位质量气体的总能、粘性应力项、气体导热系数,相关表达式为

$$J = \frac{\partial(\xi, \eta)}{\partial(x, y)}, \quad U = u \xi_x + v \xi_y, \quad V = u \eta_x + v \eta_y,$$

$$e_t = \left(\frac{p}{\gamma - 1} \right) \rho + \frac{1}{2} (u^2 + v^2),$$

$$b_x = u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + \lambda \frac{\partial T}{\partial x},$$

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

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

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

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

S_p 为颗粒相作用于气相的动量和能量源项。其中 S_m 为质量源项, S_u, S_v 为动量源项, S_e 为能量源项。通过这些源项进行气相与颗粒相的耦合计算。

在本文喷管的计算中不考虑气相与颗粒相之间的质量交换,则

$$S_m = 0, \quad S_u = \sum_k \sum_j N_{k,j} m_k (u_{out} - u_{in}),$$

$$S_u = \sum \sum N_{k,j} m_k (v_{out} - v_{in}) ,$$
$$S_e = - \sum \sum N_{k,j} m_k (h_{out} - h_{in}) .$$

其中的 $\sum$ 表示对通过该气相单元的所有尺寸组的颗粒轨道求和, $\sum$ 表示对通过网格单元的同尺寸组颗粒的所有轨道求和, $N_{k,j}$ 表示第 j 条轨道上单位时间内通过的第 k 组颗粒数总通量, $N_{k,j}$ 沿轨道守恒. m_k 表示第 k 组颗粒群中单个颗粒的质量,下标 in,out 分别表示颗粒轨道进入和离开流体网格单元的状态.

1.2 颗粒轨道模型

采用颗粒轨道模型描述气-固两相流动时,把颗粒看作是离散介质,在 Lagrangian 坐标系中描述.其中

颗粒连续方程

$$N_k = \int n_k u_{kn} dA = \text{const} \quad (2)$$

颗粒动量方程

$$\frac{du_k}{dt} = \frac{1}{\tau_{rk}} (u - u_k) ;$$
$$\frac{dv_k}{dt} = \frac{1}{\tau_{rk}} (v - v_k) \quad (3)$$

颗粒能量方程

$$\frac{dh_k}{dt} = \frac{1}{\tau_{hk}} C_{pk} (T - T_k) \quad (4)$$

颗粒的轨道方程

$$\frac{dx_k}{dt} = u_k , \quad \frac{dr_k}{dt} = v_k \quad (5)$$

其中 n_k 表示颗粒数密度,这里在动量方程中只考虑了颗粒所受的粘性阻力;式中的平均颗粒动量弛豫时间为 $\tau_{rk} = \frac{\rho_m d_p^2}{18\mu} \frac{C_D Re_k}{24}$,阻力系数采用 Clift 拟合公式: $C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + 0.15 Re_k^{0.687} \right)$;在颗粒能量方程中只考虑颗粒与气相间的对流换热,式中的颗粒热弛豫时间为 $\tau_{hk} = \frac{\rho_m d_p^2 Pr}{6\mu N u_k}$,颗粒群的努谢尔特数由 Ranz-Marshall 关系式计算 $Nu_k = 2 + 0.6 Re_k^{0.5} Pr^{0.687}$.

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粘通量采用具有 TVD 性质的 MUSCL-Roe 格式进行离散,粘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 Chir-Wang Shu 和 S. Osher 提出的具有 TVD 保持性

质的二阶显式 Runge-Kutta 型时间离散格式,具体表达式可以参阅文献[14].

对颗粒相的常微分方程,一般多采用四步龙格库塔积分求解颗粒动量方程,在求得颗粒的速度之后,对颗粒轨道采用线性近似,取

$$x_k = x_{old} + \frac{1}{2} (u_{k,old} + u_k) \Delta t ;$$
$$y_k = y_{old} + \frac{1}{2} (v_{k,old} + v_k) \Delta t \quad (6)$$

还有一类办法是采用近似法求轨道的解析式.例如 C. T. Crowe 等设流体单元内流体的速度 u_i 与颗粒平均弛豫时间 τ_{rk} 为常数(即设颗粒阻力系数,质量以及相对速度不变),得出近似解析式

$$u_k = u - \left(u - u_{k,old} \right) \exp \left\{ - \frac{\Delta t}{\tau_{rk}} \right\} ;$$
$$v_k = v - \left(v - v_{k,old} \right) \exp \left\{ - \frac{\Delta t}{\tau_{rk}} \right\} \quad (7)$$

然后再按上述轨道线性近似算出颗粒轨道.

经过数值试验,我们发现当时间步长为 Δt 取得比较小的时候,例如取颗粒经过一个网格单元需要 20 个时间步以上时,两种方法所计算出来的颗粒轨迹基本一致.

2 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;颗粒入口给定初始颗粒的粒径分布、给定颗粒初始速度的大小与方向以及颗粒温度与颗粒质量载荷.

2) 出口条件:出口处的气体为超声速,所以各出口参数由内场按一阶外推确定.颗粒轨道如果运动到出口,则轨道计算结束.

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;对于颗粒的计算,则在颗粒轨道到达轴线时,改变颗粒法向速度的符号,平行于轴线的速度保持不变,即认为颗粒可以穿过轴线.

4) 固壁条件:对气相采取绝热,无滑移固壁边界条件;对于颗粒的计算,假设颗粒为球型;如果颗粒到达壁面,按如下的 Tabakoff 经验公式得到碰撞后的速度方向和大小^[15]:

$$\frac{V_2}{V_1} = 1 - 2.03\beta + 3.32\beta - 2.24\beta + 0.472\beta \quad (13)$$

$$\beta = 1 + 0.409\beta - 2.52\beta + 2.19\beta - 0.531\beta \quad (14)$$

图 1 给出了颗粒与下壁面碰撞后速度方向的变化情况,其中 V_1 和 V_2 分别代表颗粒碰撞前和碰撞后的速度, β 是碰撞速度与壁面间角度,下标 1,2 代表碰撞前和碰撞后的状态, α 为碰撞面与 x 轴之间的夹角.

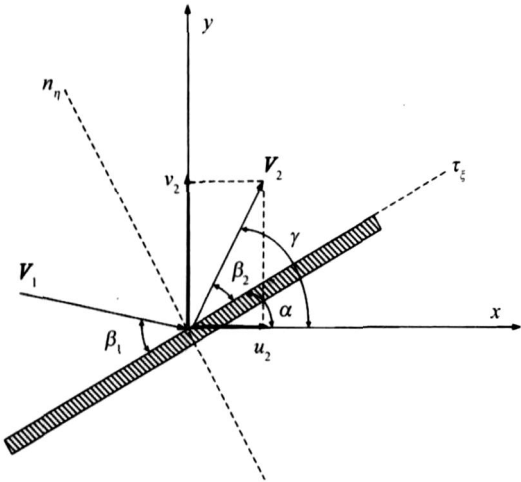


图 1 颗粒与下壁面碰撞后的速度变化示意图
Fig. 1 Sketch of particle velocity after collision with wall

3 算例与结果分析

3.1 算例 1:JPL 喷管

对文献[12]中 JPL 喷管两相流场进行了计算,喷管的结构如图 2 所示,单位为毫米.模拟工况为:喷管进口处总压 1.034 2 MPa,总温 555.0 K,气流方向角 0°;颗粒密度为 4004.62 kg/m³,颗粒比热容为 1 380 J/(kg·K),颗粒质量分数 30%,计算选择的颗粒直径分别是 1 μm,10 μm 和 20 μm.

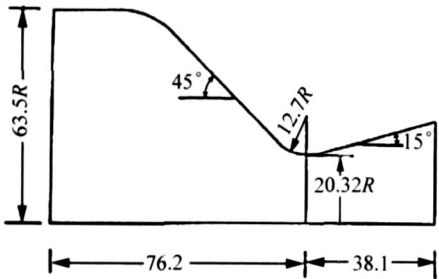


图 2 喷管结构
Fig. 2 Configuration of nozzle

为了验证所编写代码的正确性,首先对 JPL 喷管进行了单相流动的模拟.其中图 3~图 6 分别是所计算的轴线压力、马赫数以及壁面压力、马赫数与实验值的比较.可以看出,计算值与实验值吻合的很好,所编写的代码是可靠的.

JPL 喷管试验是 60 年代末由美国人完成的,

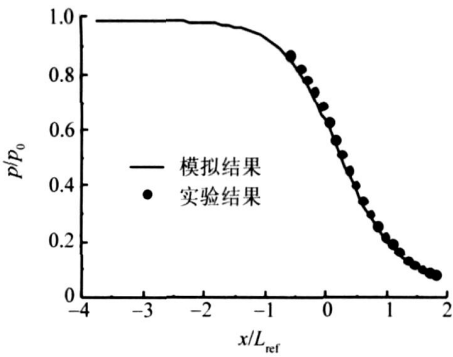


图 3 沿轴线压力计算值与实验值比较
Fig. 3 Pressure along nozzle centerline

图 4 沿壁面压力计算值与实验值比较
Fig. 4 Pressure along nozzle wall

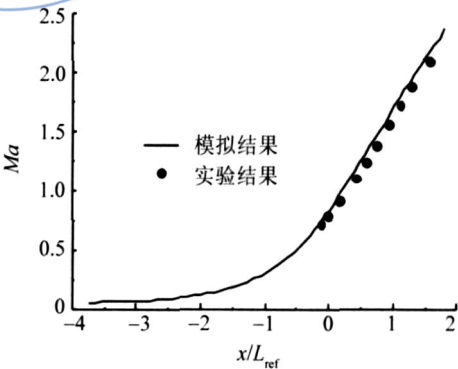


图 5 沿轴线马赫数计算值与实验值比较
Fig. 5 Mach number along nozzle centerline

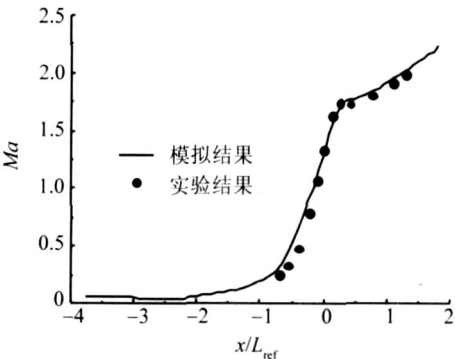


图 6 沿壁面马赫数计算值与实验值比较
Fig. 6 Mach number along nozzle wall

只测量了单相的工况,没有两相流动的试验数据.

图 7 给出了纯气相以及加入不同直径颗粒后两相流场中沿喷管轴线方向气相马赫数的分布,相同位置纯气相马赫数大于两相下气相的马赫数,颗粒尺寸越小马赫数减小越多.图 8 给出了沿轴线方向的温度分布,两相流动情况下的气相温度明显高于纯气相的情况,且颗粒越小温度升高越多.这是由于固体颗粒与气相相比存在速度滞后以及颗粒与气相之间存在热交换.颗粒的速度滞后对气相产生了阻力,颗粒的比热容比气体的大,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,从而在下游会对气相有加热作用.而且在相同质量分数下,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,因此颗粒相与气相的相互作用也越强烈,相间的阻力和热量交换也越大.

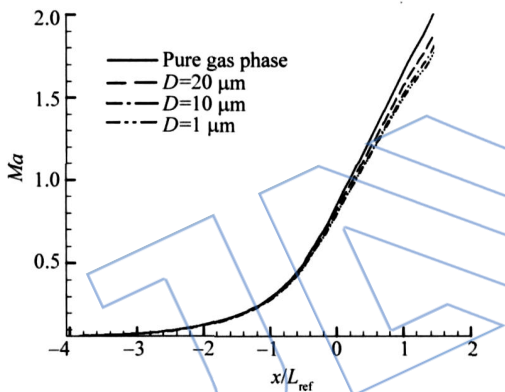


图 7 沿轴线马赫数分布曲线

Fig. 7 Mach number along nozzle centerline

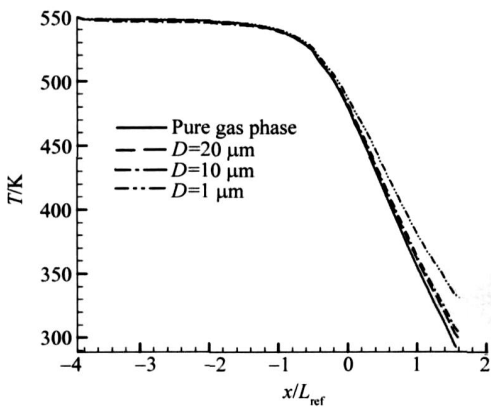


图 8 沿轴线温度分布曲线

Fig. 8 Temperature along nozzle centerline

图 9 是沿喷管壁面温度分布曲线,对比图 8 和 9 可以看出含颗粒相对壁面的温度影响很大,因此在进行热防护设计时应以两相流场的计算情

况为热边界条件.

图 10,11,12 分别是颗粒直径分别为 $1\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ 和 $20\mu\text{m}$ 时 JPL 喷管中颗粒的运动轨迹,可见在喷管下游临近壁面都有一个颗粒轨迹无法到达的区域,即无粒子区.颗粒尺寸越小其跟随性越好,更容易充满整个喷管空间,无粒子区越小;颗粒越大,对喷管进口收缩段壁面碰撞越剧烈,喷管下游无粒子区越大.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

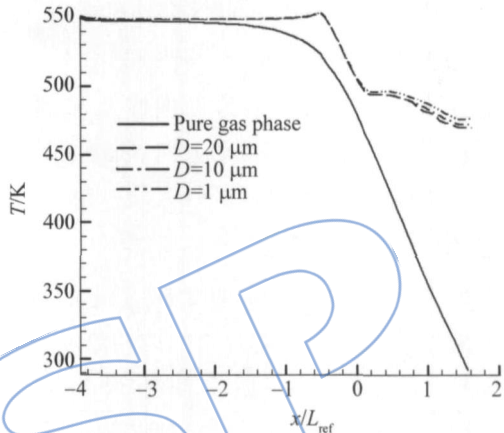


图 9 沿壁面温度分布曲线

Fig. 9 Temperature along nozzle wall

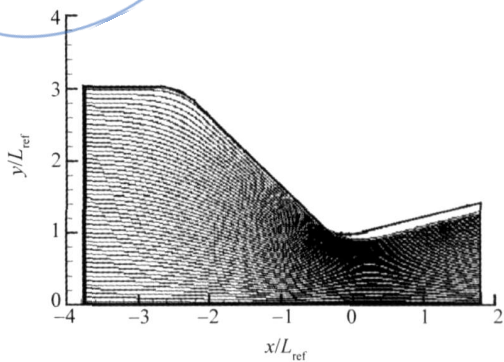


图 10 直径为 $1\mu\text{m}$ 颗粒轨迹曲线

Fig. 10 Trajectories of $1\mu\text{m}$ particles

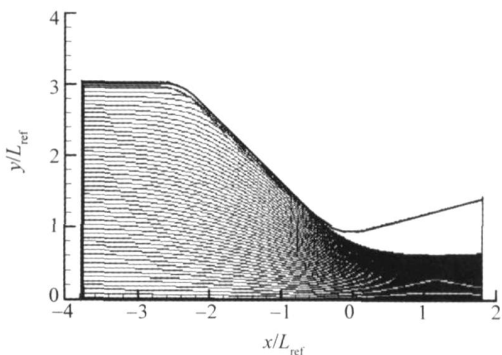


图 11 直径为 $10\mu\text{m}$ 颗粒轨迹曲线

Fig. 11 Trajectories of $10\mu\text{m}$ particles

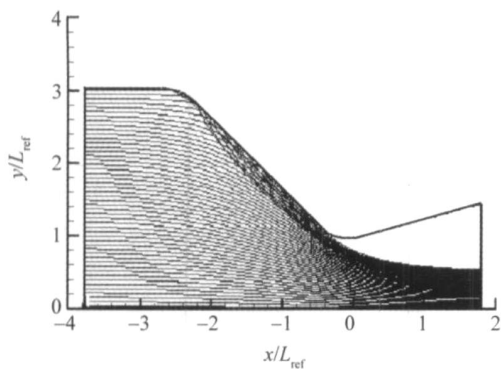


图 12 直径为 20 μm 颗粒轨迹曲线

Fig. 12 Trajectories of 20 μm particles

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,无粒子区较大。

3.2 算例 2:某长尾喷管

作为第二个算例,对参考文献[8]中的某型号固体火箭发动机的长尾喷管内的两相流动进行了数值模拟。模拟工况为:燃气总温 3 500 K,总压 3.18 MPa,喷管进口处燃气流方向角为 0°,颗粒质量分数为 30%,计算的颗粒直径分别为 1 μm , 10 μm 和 20 μm ,计算网格为 196 $\times$ 21。

图 13 对轴线上纯气相和两相流两种情况下的气相马赫数进行了比较。在喉部附近以及扩散段中的相同位置处,两相流情况下的燃气马赫数大于纯气相情况下的燃气的马赫数,颗粒尺寸越小对马赫数的影响越小。图 14 给出了沿轴线方向的纯气相和两相流两种情况下的气相温度,两相流动情况下的气相温度明显高于纯气相的情况,且颗粒越小温度升高越多,与 JPL 喷管中的规律类似。

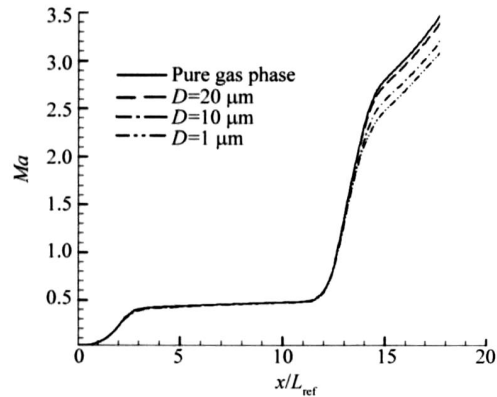


图 13 沿轴线马赫数分布曲线

Fig. 13 Mach number along nozzle centerline

图 15,16,17 分别是颗粒直径分别为 1 μm , 10 μm 和 20 μm 时喷管中颗粒的运动轨迹。可以

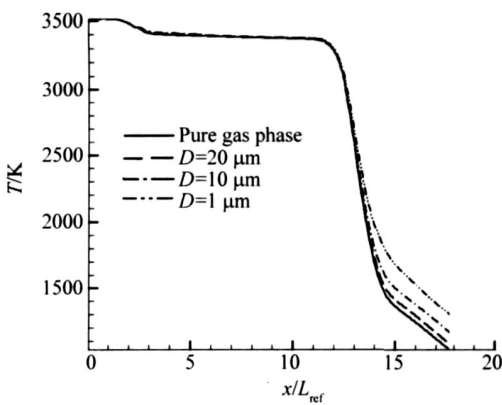


图 14 沿轴线温度分布曲线

Fig. 14 Temperature along nozzle centerline

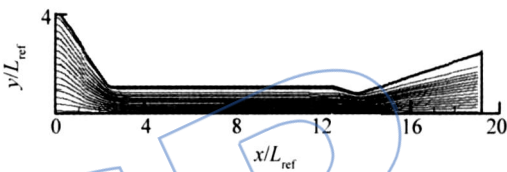


图 15 直径为 1 μm 颗粒轨迹曲线

Fig. 15 Trajectories of 1 μm particles

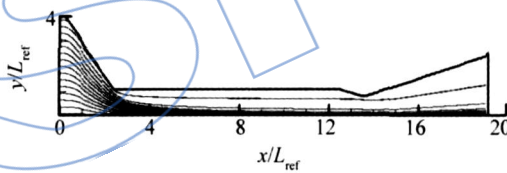


图 16 直径为 10 μm 颗粒轨迹曲线

Fig. 16 Trajectories of 10 μm particles

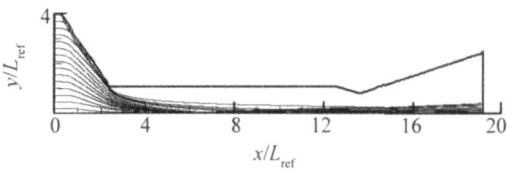


图 17 直径为 20 μm 颗粒轨迹曲线

Fig. 17 Trajectories of 20 μm particles

看出颗粒尺寸越小其跟随性越好,无粒子区越小;颗粒越大,对喷管进口收缩段壁面碰撞越剧烈,喷管下游无粒子区越大。同时大尺寸颗粒在与喷管进口收缩段发生碰撞之后,有些颗粒会由于保持惯性能够穿过喷管的轴线,这与李江^[9]等的试验结果相一致。

通过两个算例的验证,可以看出两相流情况下的气相马赫数、温度等分布与单相流有很大的不同,在加入相同质量载荷颗粒的情况下,所加入颗粒的尺寸越小,对气相所产生的影响越大;从颗粒轨道的计算可以看出,大颗粒惯性大,不容易追随气体,喷管下游的无粒子区大,小颗粒惯性小,容易追随气体改变轨道,喷管下游无粒子区小。

计算表明所获得的结果与前人的文献[13, 16]类似,验证了所开发代码 Solve2D 的可用性,从而为将程序应用扩展到模拟喷焰流场,研究颗粒相对燃气射流中马赫盘的影响打下了基础。

4 结 论

本文利用颗粒轨道模型对两算例中喷管内气固两相流动作了一些研究,主要分析了纯气相和气固两相条件下气相的马赫数、温度分布和差异,不同直径的颗粒加入气相后沿轴线方向的气相马赫数、温度分布情况,沿壁面的温度变化,研究了不同尺寸颗粒的运动轨迹。研究表明

1) 两相情况下喷管喉部及扩展段相同位置处气相的马赫数明显小于纯气相的马赫数,而温度高于纯气相下的温度。

2) 沿轴线方向纯气相马赫数大于两相条件下气相的马赫数,且颗粒直径越大沿轴线方向的气相马赫数降低越多;颗粒越小沿轴线方向气相的温度增加越多;壁面温度变化显著,热防护设计应以两相流场的温度

3) 颗粒直径越小,颗粒在喷管出口截面上分布越均匀,无粒子区域越小,而颗粒直径越大轨道也越向轴线方向汇聚,无粒子区域越大;颗粒越大对喷管收缩段壁面碰撞越剧烈。

4) 本文采用的是具有 TVD 性质的高精度 MUSCL-Roe 格式,数值粘性是格式所固有的和隐含的,没有需要调节的自由参数,相比文献[8]中采用中心差分格式是一个改进。

参考文献:

- [1] 方丁酉. 两相流动力学[M]. 长沙:国防科技大学出版社,1988.
- [2] 周力行. 湍流气粒两相流动和燃烧的理论及数值模拟[M]. 北京:科学技术出版社,1994.
- [3] Hwang C J, Chang G C. Numerical study of gas-particle flow in a solid rocket nozzle[J]. AIAA Journal, 1988, 26(6): 682-689.
- [4] Chang I S. Three-dimensional, two-phase, transonic, canted nozzle flows[J]. AIAA Journal, 1988, 28(5): 790-797.
- [5] Ristor A, Dufour E. Numerical simulation of ducted rocket motor[R]. AIAA 2001-3193.
- [6] Sachdev J S, Groth C P T, Gottlieb J J. A parallel solution-adaptive scheme for multi-phase core flows in solid propellant rocket motors[J]. International Journal of Computational Fluid Dynamics, 2005, 19(2): 159-177.
- [7] 候晓. 固体火箭喷管两相湍流的数值研究[D]. 西安:西北工业大学,1990.
HOU Xiao. Numerical study of two-phase turbulent flow field for solid rocket nozzle[D]. Xi'an:Northwestern Polytechnical University, 1990. (in Chinese)
- [8] 淡林鹏. 长尾喷管两相流动数值模拟及应用研究[D]. 北京:北京航空航天大学,2003.
DAN Linpeng. Numerical simulation of two-phase flow for a tail-pipe nozzle and study of its application[D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2003. (in Chinese)
- [9] 李江. 固体火箭发动机凝相颗粒运动规律研究[D]. 西安:西北工业大学,1998.
LI Jiang. A study of particles motion patterns in solid rocket motor[D]. Xi'an:Northwestern Polytechnical University, 1998. (in Chinese)
- [10] 李东霞,徐旭,蔡国飙,等. 火箭发动机气体-颗粒两相双流模型研究[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)
- [11] 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.
ZEN G Zhuoxiong, JIANG Peizheng. Numerical simulation compressible dilute two-phase flow[J]. Journal of Propulsion Technology, 2002, 23(2): 154-157. (in Chinese)
- [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, 7(7): 1364-1366.
- [13] 淡林鹏,张振鹏,赵永忠,等. 长尾喷管中粒子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)
- [14] 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.
- [15] Tabakoff W, Sugiyama Y. Experimental method of determining particle restitution coefficients[C]// Proc. Symp. On Polyphase Flow and Transport, ASME, Century 2-Engineering Technology Conferences. New York: American Society of Mechanical Engineers, 1980, 8: 203-210.
- [16] Mehta R C, Jayachandran J. A fast algorithm to solve viscous two-phase flow in an axisymmetric rocket nozzle[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1998, 26: 501-517.