

文章编号: 1000-8055(2003) 05-0686-06

长尾喷管故障诊断中的两相流动计算

淡林鹏¹, 张振鹏¹, 张立群²

(1. 北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100083;

2. 内蒙古动力机械研究所, 内蒙古 呼和浩特 010010)

摘要: 为了给长尾喷管故障诊断提供理论依据并提供改进措施, 利用颗粒轨道模型和有限体积的 Jameson 格式计算了长尾喷管两相流场, 得到了流场中温度和马赫数的分布和不同燃烧室总压下不同尺寸的粒子对喷管壁面的撞击情况, 结果表明大尺寸粒子对直管段壁面的撞击位置存在一个集中点, 这是造成喷管烧穿的重要原因。得出了总压越高粒子撞击壁面的次数越多、尺寸越大粒子撞击壁面的次数越多的结论, 给出了提高长尾喷管热防护结构可靠性的一些措施。

关键词: 航空、航天推进系统; 轨道模型; 两相流; 喷管; 故障诊断

中图分类号: V430

文献标识码: A

Numerical Study of Two-Phase Flow for Fault Diagnosis in a Tail-Pipe Nozzle

DAN Lin-peng¹, ZHANG Zhen-peng¹, ZHANG Li-qun²

(1. Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China;

2. Inner Mongolia Power Machinery Research Inst., Huhhot 010010, China)

Abstract: In order to provide analysis results for fault diagnosis in a tail-pipe nozzle to make some suggestions, two-phase flow field is studied for a tail-pipe nozzle by using the trajectory model and finite volume method to obtain the gas temperature and Mach number distributions, and to simulate the collision between the wall and different size particles under different total pressures. The calculation results show that there exists a point on the pipe inner wall where large size particles collide with wall intensively, giving rise to the tail-pipe fault as a main cause, higher total pressure makes more collisions between particles and wall while larger size particles provoke makes more collisions. Accordingly some suggestions are prompted to enhance the reliability of heat-resistant construction for a tail-pipe nozzle.

Key words: aerospace propulsion system; trajectory model; two-phase flow; nozzle; fault diagnosis

1 前言

某型长尾喷管发动机在工作过程中, 喷管的直管段被烧穿, 故障处为一个直径40 mm 的椭圆

孔。喷管的示意图见图1, 故障位置如图中 A 所示。由于发动机的推进剂中添加有不同尺寸的铝粉, 燃烧后形成的高温高压气-固两相流在流动过程中会造成喷管壁面的烧蚀, 而且固体颗粒还

收稿日期: 2002- 12- 10; 修订日期: 2003- 03- 10

作者简介: 淡林鹏(1970-), 男, 山西芮城人, 北京航空航天大学宇航学院博士生, 主要从事航空宇航推进理论与工程研究。

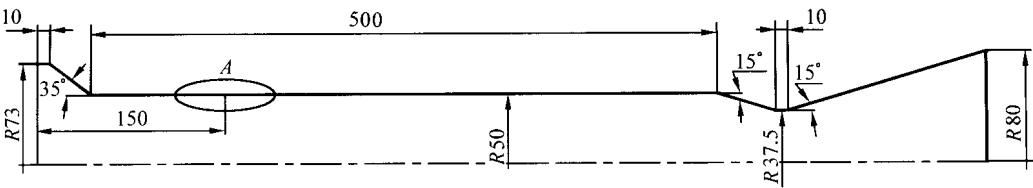


图1 长尾喷管结构简图

Fig. 1 The Configuration of Nozzle (mm)

会撞击喷管壁面,进一步加剧了热防护材料的烧蚀,甚至造成热防护结构的破坏.因此,进行长尾喷管中两相流场参数分布以及不同尺寸固体粒子对壁面撞击情况的研究,对于长尾喷管直筒段故障诊断有着重要意义。

在喷管两相流数值计算方面,Hwang C J^[1]用MacCormack 格式和颗粒轨道模型计算了普通拉瓦尔喷管中的两相流流动.高波^[2]采用双流体模型和交错网格的SIMPLE 方法,在非正交贴体坐标系中用有限差分计算了某型号固体火箭发动机旋转时前封头区域燃气—固体颗粒的两相湍流流动.本文采用颗粒轨道模型和有限体积的Jame-son 格式^[3]计算、比较了长尾喷管中的纯气相和两相湍流流场,研究了两相流流场中不同尺寸的固体粒子在不同总压对壁面的撞击情况。

2 控制方程及求解方法

在本文中,长尾喷管两相流流场的控制方程采用耦合固体颗粒源相作用的二维轴对称非定常雷诺平均 N-S 方程^[4],颗粒相采用确定轨道模型^[4],湍流模型采用 Baldwin-Lomax 代数模型^[5]。

2.1 两相流流场的控制方程

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} + \mathbf{H} = \mathbf{Q} \tag{1}$$

$$\mathbf{U} = [\rho, \rho u, \rho v, e]^T$$

$$\mathbf{H} = [0, 9, -p + \tau_{\theta\theta}, 0]^T$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u, \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx}, \\ \rho uv - \tau_r, \\ (e + p)u - \tau_{xu} - \tau_{rv} - q_x \end{bmatrix}^T$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v, \\ \rho uv - \tau_{rx}, \\ p - \tau_r, \\ (e + p)v - \tau_{xu} - \tau_{rv} - q_r \end{bmatrix}^T$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{1}{\Omega} \sum N_p \frac{F_p}{|\mathbf{V} - \mathbf{V}_p|} (u_p - u) \\ \frac{1}{\Omega} \sum N_p \frac{F_p}{|\mathbf{V} - \mathbf{V}_p|} (v_p - v) \\ - \frac{1}{\Omega} \sum N_p [Q_p + F_p \cdot (\mathbf{V} - \mathbf{V}_p)] \end{bmatrix}$$

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

式中: u 和 v 分别是气相速度在轴向、径向的分量; x 和 r 分别是轴向、径向坐标; P 和 T 分别是压强和温度; τ 和 q 分别是粘性项和热通量; γ 和 ρ 分别是比热常数和密度; e 是单位体积总内能, Ω 是网格的体积, $\mathbf{V}$ 和 $\mathbf{V}_p$ 分别是气相和颗粒相的速度矢量, Q 是固体颗粒对气相作用产生的源相。

2.2 颗粒相的控制方程

粒子的瞬时速度由下面的运动公式来确定:

$$m_p \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = \mathbf{F}_p \tag{2}$$

式中 m_p 为粒子的质量, F_p 为拖拽力.粒子的位置可以由下面的公式来计算:

$$\mathbf{X}_p = \mathbf{X}_p^0 + \int_{t_0}^{t+\Delta t} \mathbf{V}_p dt \tag{3}$$

$\mathbf{X}_p^0$ 是 t 时刻粒子的初始位置矢量。

$$F_p = \frac{\pi}{8} \rho d_p^2 C_D |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| (\mathbf{V} - \mathbf{V}_p)$$

式中 ρ 是气相密度, d_p 是粒子的直径, C_D 为拖拽系数。

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} \left[1 + \frac{Re_d^{2/3}}{6} \right] & Re_d < 1000 \\ 0.424 & Re_d > 1000 \end{cases}$$

式中雷诺数定义为:

$$Re_d = \frac{\rho |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| d_p}{\mu}$$

对式(2)进行数值积分,就可以获得粒子的轨迹。

2.3 两相流流场的求解

长尾喷管两相流流场的主要求解步骤如下:

(1) 用有限体积的 Jameson 格式求解无颗粒源相的纯气相雷诺平均方程, 得出压强、温度和速度的分布。

(2) 在上述流场中计算固体粒子的轨道、速度变化。

(3) 计算固体粒子在流动中对气相的作用, 即求解方程1中的颗粒源相 Q 。

(4) 用有限体积的 Jameson 格式求解有颗粒源相的纯气相雷诺平均方程, 得出压强、温度和速度的分布;

(5) 重复 (2) ~ (4), 直至数值计算结果收敛到预期精度。

3 边界条件

3.1 气相边界条件

(1) 喷管进口处气流为亚音流, 给定燃气总温、总压和气流方向角, 进口处各参数由内场按一阶外推和气动关系确定。

(2) 喷管内壁面为无滑移、绝热条件, 即:

$$u = v = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0 \quad \frac{\partial p}{\partial n} = 0$$

(3) 轴线为对称边界条件, 即径向速度为零, 其它参数按一阶外推得到。

(4) 喷管出口处燃气流为超声速, 各参数按二阶外推得到。

3.2 颗粒相边界条件

(1) 取长尾喷管入口处每个网格边的中点作为粒子加入位置。在入口处应该给出粒子的直径、初速度的大小和方向。在长尾喷管入口截面上, 由于燃气是粘性流动, 因此气流速度沿径向分布是不同的。计算中假定: 在粒子的加入位置, 粒子的温度、初始速度的大小和方向与当地的气相保持一致。

(2) 因为长尾喷管的轴对称性, 取喷管的一半作为计算域。在发动机实际工作过程中, 计算域中有些粒子与壁面发生弹性碰撞后会越过中心线进入到另一侧, 相应地就会有粒子从另一侧越过中心线进入计算域。因为流场的对称性, 所以计算中认为粒子和中心线发生完全弹性碰撞。

(3) 粒子与壁面发生完全弹性碰撞, 碰撞后的粒子的速度大小不变, 方向按照弹性反射方向改变。

(4) 在出口边界对粒子不加任何限制条件, 粒子到达出口即停止该粒子的计算。

4 计算结果及讨论

发生故障的长尾喷管的结构示意图见图1。长尾喷管发动机的工作压强为15 MPa, 燃气总温为3500 K, 推进剂中添加有直径分别为1 μm , 10 μm , 50 μm 的三种铝粉, 质量分数为30%。进行长尾喷管两相流流场计算时, 喷管进口处的燃气总温、总压和气流方向角分别取3500 K, 15 MPa 和0°; 沿径向划分了10个网格, 取入口处每个网格边的中点作为粒子加入位置。

4.1 流场计算结果

图2是长尾喷管喉部附近的燃气马赫数分布图, 实线和虚线分别代表两相流和纯气相情况下的燃气马赫数的等值线。由于固体颗粒的速度滞后以及颗粒对气相的传热, 两相流情况下的等马赫线比纯气相情况下相同马赫数的等值线移向喷管下游。

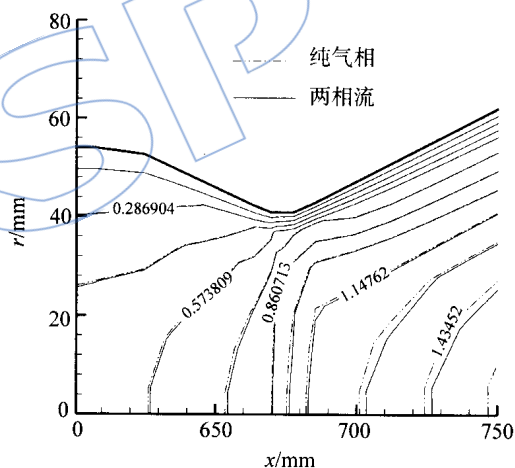


图2 等马赫线分布情况

Fig. 2 Mach number contour

图3示出了长尾喷管喉部附近燃气的等温线分布。与纯气相的等温线分布相比, 两相流情况下相同燃气温度的等值线不仅分布位置移向喷管下游, 而且形状也有较大差别, 沿径向出现了尖峰分布。固体颗粒在随燃气沿长尾喷管流动的过程中, 由于惯性作用, 进入收敛段以后逐渐向轴线附近聚集, 导致喉部轴线附近固体颗粒对燃气的传热量增加, 因此造成如图3所示的等温线尖峰分布。

图4对轴线上纯气相和两相流两种情况下的燃气马赫数的分布进行了比较。在喉部附近以及扩散段中的相同轴向位置处, 两相流情况下的燃气马赫数小于纯气相情况下的燃气马赫数。图5比较了轴线上纯气相和两相流两种情况下燃气的压

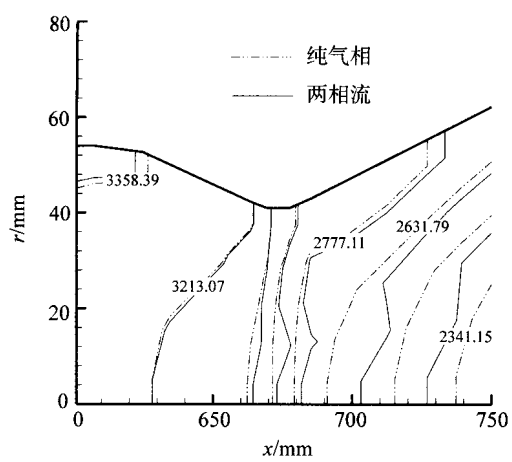


图3 等温线分布情况
Fig. 3 Temperature contour

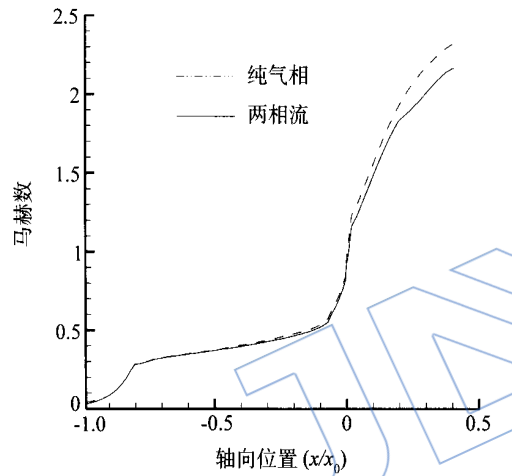


图4 轴线上燃气马赫数分布图
Fig. 4 Mach number distribution at the centerline

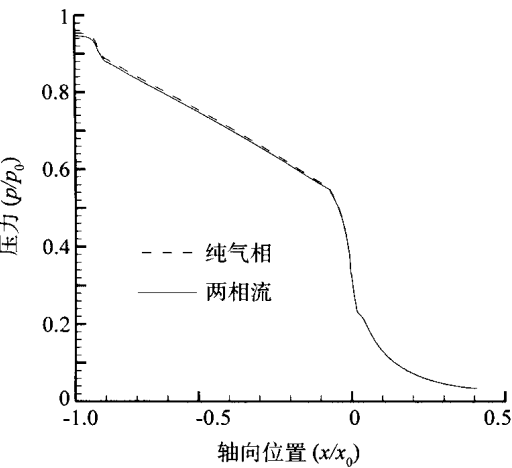


图5 轴线上燃气压强分布图
Fig. 5 Gas pressure at the centerline

不大。图6和图7分别比较了轴线上和壁面上纯气相和两相流两种情况下的燃气温度。在喉部附近以及扩散段中的相同轴向位置处, 两相流情况下的燃气温度大于纯气相情况下的燃气温度。

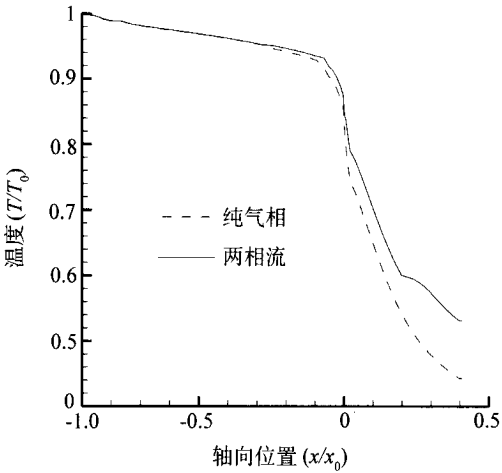


图6 轴线上燃气温度分布图
Fig. 6 Gas Temperature distribution at the centerline

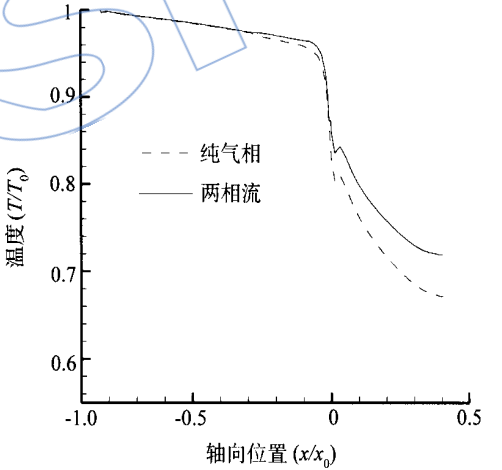


图7 壁面上燃气温度分布图
Fig. 7 Gas Temperature distribution at the wall

4. 2 固体粒子撞击壁面的情况

图8给出了直径为 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子在 15 MPa 总压下的运动轨迹。在长尾喷管入口处, 从靠近壁面那一层网格进入喷管的粒子会撞击到壁面, 由于碰撞的角度以及粒子的惯性较小等因素, 与壁面发生弹性碰撞后, 很快能随气流改变运动方向进入直筒段, 不会越过中心线进入喷管另一侧, 其余的粒子在入口处的运动方向能随气流很快发生转折, 不会撞击到壁面。

图9和图10分别示出了直径为 $10\text{ }\mu\text{m}$ 和 $50\text{ }\mu\text{m}$

强。两相流和纯气相两种情况下的燃气压强差别

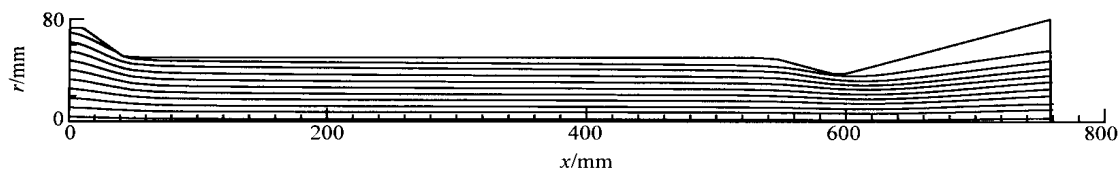


图8 长尾喷管中 $1\ \mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹 ($p = 15\ \text{MPa}$)

Fig. 8 Trajectories for $1\ \mu\text{m}$ particle in tail-pipe nozzle ($p = 15\ \text{MPa}$)

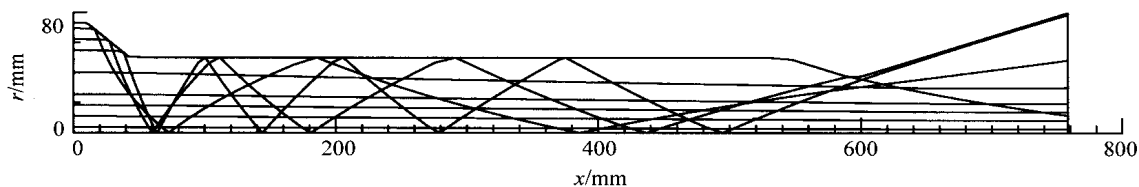


图9 长尾喷管中 $10\ \mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹 ($p = 15\ \text{MPa}$)

Fig. 9 Trajectories for $10\ \mu\text{m}$ particle in tail-pipe nozzle ($p = 15\ \text{MPa}$)

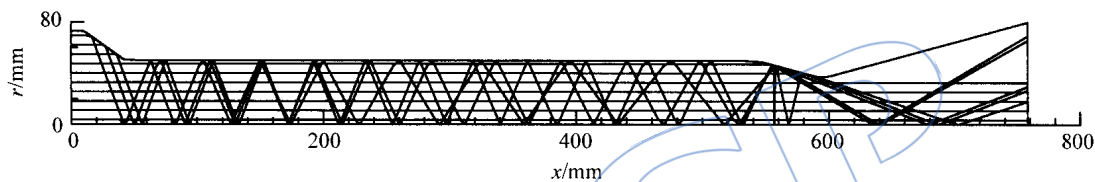


图10 长尾喷管中 $50\ \mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹 ($p = 15\ \text{MPa}$)

Fig. 10 Trajectories for $50\ \mu\text{m}$ particle in tail-pipe nozzle ($p = 15\ \text{MPa}$)

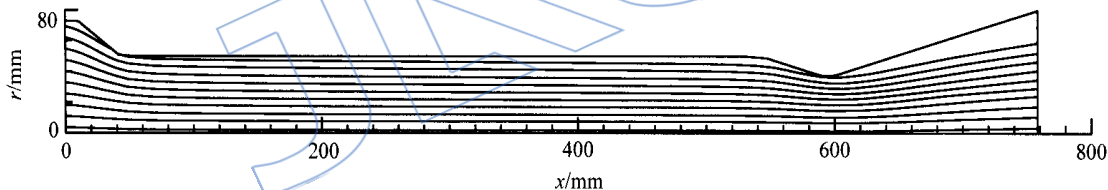


图11 长尾喷管中 $1\ \mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹 ($p = 3\ \text{MPa}$)

Fig. 11 Trajectories for $1\ \mu\text{m}$ particle in tail-pipe nozzle ($p = 3\ \text{MPa}$)

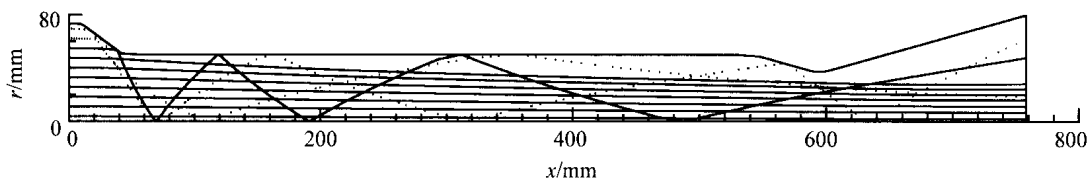
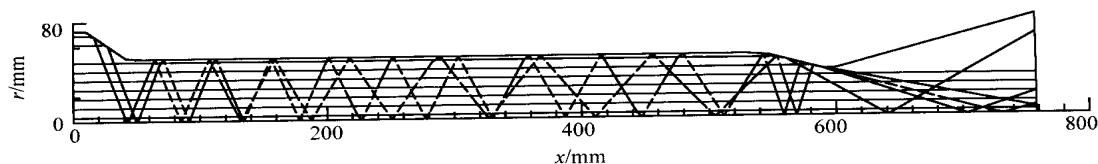


图12 长尾喷管中 $10\ \mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹 ($p = 3\ \text{MPa}$)

Fig. 12 Trajectories for $10\ \mu\text{m}$ particle in tail-pipe nozzle ($p = 3\ \text{MPa}$)

的粒子在 $15\ \text{MPa}$ 总压下的运动轨迹。从靠近壁面的三层网格进入长尾喷管的粒子与入口处的壁面发生弹性碰撞后会越过中心线撞击另一侧的直筒段壁面,发生弹性碰撞后又会越过中心线回到该侧并撞击该侧的直筒段壁面,如此反复直至离开喷管。

从图9和图10中还可看出:在同一条颗粒轨道上,粒子与直筒段壁面发生弹性碰撞的相邻两次撞击点间的距离沿着轴线方向逐渐增大;在直筒段的入口处,不同轨道的粒子撞击壁面的位置比较集中,特别是在距离入口约为 $150\ \text{mm}$ 处,直径 $50\ \mu\text{m}$ 粒子的撞击点尤为集中。这是由于在直筒

图13 长尾喷管中 $50\text{ }\mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹 ($p=3\text{ MPa}$)Fig. 13 Trajectories for $50\text{ }\mu\text{m}$ particle in tail-pipe nozzle ($p=3\text{ MPa}$)

段入口处,粒子的轴向速度较小,粒子在撞击直筒段壁面后至下一次撞击壁面之间沿轴线方向的行程较小。因此在该部位,壁面受到的粒子冲刷非常严重,加剧壁面的烧蚀,极有可能导致壁面烧穿。如图1中所示,直筒段烧穿的中心位置距离喷管入口约为 150 mm ,可见大尺寸($50\text{ }\mu\text{m}$)粒子对直筒段壁面撞击在此处较集中是造成故障的主要原因。

对比图9和图10可看出,在粒子沿长尾喷管流动过程中,直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子反复撞击直筒段壁面的次数大于 $10\text{ }\mu\text{m}$ 粒子的撞击次数。与直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子相比,直径 $10\text{ }\mu\text{m}$ 粒子的惯性较小,粒子速度的轴向分量能够较快地随气流速度增加而增加,粒子运动方向较易随气流方向发生改变,因此它能经过较少的几次碰壁后就能流出长尾喷管。直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子惯性较大,粒子的运动方向不易随气流发生改变,在沿喷管流动过程中会多次撞击直筒段壁面。

4.3 不同总压下不同尺寸粒子对壁面的撞击

图11~图13分别是 $1\text{ }\mu\text{m}$ 、 $10\text{ }\mu\text{m}$ 、 $50\text{ }\mu\text{m}$ 粒子在 3 MPa 总压下的轨迹图。对比图8和图11,直径 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子在不同总压下的运动轨迹相似。对比图9和图12、图10和图13可看出:在 3 MPa 总压下,粒子撞击壁面的次数少于 15 MPa 总压的次数。

5 结 论

通过研究,得到如下几点结论:

(1) 在长尾喷管直筒段入口处,大尺寸粒子撞击壁面的位置较集中,对该部位的冲刷严重,加剧了该部位的烧蚀,是导致壁面烧穿的重要原因。

(2) 气—固两相流在长尾喷管中流动时,大尺寸的粒子的粒子撞击壁面的次数多于小尺寸的粒子。

(3) 发动机总压越高,粒子撞击壁面的次数越多,壁面受到的粒子冲刷越严重。

(4) 为了提高长尾喷管热防护结构的可靠性,除了在直筒段入口处采用抗冲刷的材料外,在保证满足发动机能量的前提下,尽可能选择较低的工作压强,选择较小尺寸的铝粉作为推进剂的添加剂。

参考文献:

- [1] Hwang C J. Numerical Study of Gas-Particle Flow in a Solid Rocket Nozzle[R]. AIAA Journal, 1987, 26(6): 682- 689.
- [2] 高波. 旋转固体发动机燃烧室气—固两相湍流流动数值模拟[D]. 北京: 航天科技集团一院, 1999.
- [3] Jameson A, Schmidt W, Turkel E. Numerical Solution of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time Stepping Schemes[J]. AIAA 81- 1259.
- [4] 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: 科学出版社, 1994.
- [5] Baldwin B S, Lomax H. Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows[R]. AIAA 78- 257.