

小推力液体火箭发动机燃烧室内流场数值模拟

胡 勇 许坤梅

(北京航空航天大学宇航学院)

摘 要 为研究不同直径的推进剂液滴碰撞火箭发动机燃烧室壁面后对流场的影响,在 FLUENT 基础上通过 UDF 程序加入液滴撞壁模型,对一种双组元自燃推进剂发动机燃烧室内推进剂的蒸发、流动、燃烧过程进行分析计算,得出燃烧室的流场,液滴分布,液滴撞壁后轨迹的变化以及发动机的各项性能参数,符合规律的数值模拟结果,可为发动机的设计和试验提供依据。

关键词 液滴火箭发动机 液滴撞壁 数值模拟

引 言

小推力液体火箭发动机主要用于航天器的轨道和姿态控制、交会、对接等。发动机燃烧室内的工作过程直接影响到整个系统的工作。因此,采用数值仿真的方法进行发动机燃烧室内工作过程的研究对发动机的设计有重要意义。

在许多领域都有液滴碰撞壁面的现象,如高速直喷式发动机中喷雾油束的撞壁,喷雾冷却,喷墨打印机的油墨与纸张的碰撞等。液滴撞壁涉及到液滴形状变化、运动状态改变以及与壁面之间热传递等复杂的物理过程,其中起控制作用的参数有:液滴的大小、速度、粘度、表面张力和壁面的温度。液滴撞壁后可能会发生反弹、粘附、铺展、飞溅,大多数模型都是以韦伯数作为判别标准^[1,2]。

对于自燃推进剂姿控发动机而言,液体燃料喷入燃烧室后会撞击壁面,会在壁面形成液膜。液膜的存在一方面有利于降低燃烧室壁面的温度,另一方面由于这部分燃料在燃烧室不能完全参加燃烧,导致推力室的燃烧效率较低。因此在保证发动机正常工作的前提下,减小燃烧室边界流量对提高发动机的性能有重要意义。本文在 FLUENT 基础上利用 Mundo 和 Tropea^[3]的液滴撞壁模型对姿控发动机的燃烧室流场进行数值模拟,得出了燃烧室的流场,液滴分布,液滴撞壁后轨迹的变化,以及发动机的各项性能参数。仿真计算为发动机的设计和试验提

供参考。

1 数学模型

1.1 气相模型

两相流是一个复杂的流动过程。目前对其进行数值模拟一般都采用 Eulerian-Lagrangian 方法,在 Eulerian 坐标中求解气相的控制方程和描述化学反应过程的控制方程,同时在 Lagrangian 坐标系中对液滴进行跟踪,计算液滴的传质、传热过程,通过在控制方程的右侧加源项来完成两相之间的耦合。湍流模型选用双方程模型。气相控制方程的统一格式如下:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \Phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V \Phi) - \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y}) = S_{\Phi} + S_{\Phi p} \quad (1)$$

S_{Φ} 和 $S_{\Phi p}$ 分别代表连续相和离散相的源项。

1.2 DPM 模型(稀疏相模型)

颗粒在流场中的受力为:

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D Re}{24} \quad (2)$$

颗粒运动方程可以表示为:

$$\frac{du_p}{dt} = F_D (u - u_p) \quad (3)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = F_D (v - v_p) \quad (4)$$

对颗粒的速度积分即得出颗粒的运动轨迹。

式中 u, v 分别代表 x, y 方向的速度, C_D 为阻力系数, ρ 表示密度, p 代表液滴, d 表示直径, μ 为液体的表面张力系数, $Re = \rho d_p |u_p - u| / \mu$, 下同。

1.3 液滴尺寸分布模型

假设同轴螺旋喷注器所产生的液滴尺寸分布服从 Rosin-Rammler (R-R) 分布。相对于对数分布, Rosin-Rammler 分布可以通过增大液滴分布指数 n 来缩小液滴直径的分布范围。按 R-R 分布将液滴分组, 这里所用的分组数目为 40。假定喷雾液滴的最小粒径 $d_{\min} = 5\mu\text{m}$, 最大粒径 $d_{\max} = 200\mu\text{m}$ 。对液滴雾化描述的一个重要参数是液滴质量中径, 本计算取液滴质量中径为: $d_{\text{mean,MMH}} = 60\mu\text{m}$, $d_{\text{mean,NTO}} = 45\mu\text{m}$ 。

质量分布函数公式:

$$F_m(d) = 1 - e^{-\left(\frac{d}{d^*}\right)^n} \quad (5)$$

d^* 为某个特征直径, $d^* = d_m / (\ln 2)^{1/n}$ 。

n 为液滴分布指数, 表示液滴直径分布的均匀性, 一般 $n = 2 \sim 4$ 。 n 越大, 表示液滴直径分布越均匀, 本计算取 $n = 4$ 。

1.4 液滴撞壁模型

研究表明, 影响液滴和壁面碰撞结果的最主要因素是液体特性、液滴直径、液滴速度、壁面温度, 许多液滴撞壁模型都是将 We 数作为判别条件。Mundo 和 Tropea^[3] 提出的高温撞壁模型只考虑了沉积和飞溅两种情况。通过能量和质量守恒公式推导出无量纲变量 k , 作为区域转换的临界值。

$$k = Oh \times Re^{1.25} = \left(\frac{\rho_L d_o^3 v_b^4}{\sigma_L \mu_L} \right)^{1/4} \quad (6)$$

(1) 粘附。Mundo 和 Tropea 的模型认为液滴撞壁后粘附在壁面的条件是

$$k \leq 5.77 \quad (7)$$

(2) 飞溅。当液滴的动能较大时, 液滴碰撞后将发生飞溅现象, 部分液滴沉积在壁面, 部分破碎为更小的液滴, 液滴发生飞溅的条件是

$$k > 5.77 \quad (8)$$

破碎后产生的液滴数为 $n_a = 5$ 。

飞溅和沉积质量比为:

$$r_m = \frac{m_s}{m_i} = 0.2 + 0.9R(0,1) \quad (9)$$

假设二次破碎后产生的液滴直径大小相等

$$d_a = 2\sqrt[3]{3\pi m_s / 20\rho} \quad (10)$$

液滴速度为

$$v_a = v_{bt} + R_x v_f \quad (11)$$

$$v_{am} = -\left(\frac{\sigma We_a}{\rho d_a}\right)^{0.5} \quad (12)$$

$$v_f = 0.835(3.096 - 2X)v_{bn} \quad (13)$$

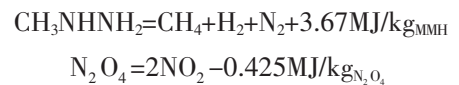
$$We = dV_n^2 \rho / \sigma \quad (14)$$

式中 a 表示撞壁后, b 表示撞壁前, n 表示液滴数量, m_s 表示飞溅的质量, m_i 表示沉积在壁面的液体质量, $1 \leq X < 1.548$, 下同, 本文取 $X = 1$, R_x 为 -1 到 1 间的随机数。

1.5 化学反应模型

本算例的燃烧过程中只考虑气相燃烧。由于此两种推进剂的燃烧反应复杂, 机理难以明确, 本文假设甲基肼和四氧化二氮的化学反应由四个独立的化学反应步骤组成^[4,5]:

第一步: 液体 MMH 和 NTO 分解成气相产物, 假定这种分解过程在液滴蒸发后瞬间发生, 反应式如下:



第二步反应是气相 CH_4 和 NO_2 的氧化放热反应。用以下反应式描述:

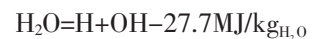


因为双组元自燃推进剂火箭发动机在很大范围的富燃混合比条件下工作。

第三步反应来描述 CO_2 和 CO 的浓度。这个气相反应是吸热反应。



第四步是水的吸热分解反应。



2 物理模型及边界条件

2.1 计算参数

推力器采用双组元离心式喷嘴, 其中内喷嘴喷入燃料 MMH, 外喷嘴喷入氧化剂 NTO, 推进剂的混合比为 1.66, 流量为 130g/s, 液滴的初始温度

是 300k。假设液滴射入的速度为 $V_{inj,MMH}=16.2m/s$, $V_{inj,NTO}=2.6m/s$, 入射方向与推力室轴线间的夹角为 $55^{o[4]}$ 。所以,

$$V_{inj,MMH,x}=\cos 55^{\circ} \times 16.2=9.3 m/s,$$

$$V_{inj,MMH,y}=\sin 55^{\circ} \times 16.2=13.3 m/s;$$

$$V_{inj,NTO,x}=\cos 55^{\circ} \times 2.6=1.5 m/s,$$

$$V_{inj,NTO,y}=\sin 55^{\circ} \times 2.6=2.13 m/s。$$

考虑到速度的波动,需要加上一个随机速度:

$$V=\bar{V}+\zeta \cdot \Delta V \quad (15)$$

ζ 为 $(-1,1)$ 间的随机数,取 $\Delta V=0.5$ 。同样,液滴进入燃烧室的位置也有波动。

$$X=3.5+\zeta \cdot 0.3 mm \quad (16)$$

$$Y=3.5+\zeta \cdot 0.3 mm \quad (17)$$

2.2 计算网格

图 1 是某 400N 姿控发动机的计算网格。网格数为 55×240 , 共有 13200 个计算单元。因为本计算选用的是标准 $k-e$ 双方程湍流模型, 采用两层湍流模型进行计算, 需要对靠近壁面的网格进行加密, 靠近壁面的最小网格 $\Delta y_{min}=50\mu m$ 。这样可以使得与壁面相邻的第一个网格节点的无量纲距离 y 在 1 的量级上。在喷注面附近的流场参数变化梯度较大, 因而喷注面附近径向上的网格也需要进行加密。

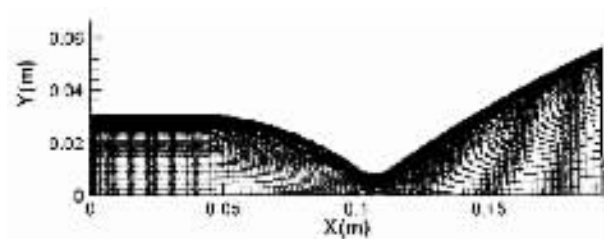


图 1 400N 姿控发动机推力室计算网格

2.3 边界条件处理

2.3.1 入口边界条件

对于双组元自燃推进剂液体火箭发动机来说, 燃料和氧化剂都是以液相形式喷入燃烧室, 不存在气相入口。但为了使计算得以顺利进行, 需要给定流场一个合理的初场。本文假定燃烧室喷注面为一气相入口, 先计算一个纯气相流场, 为下一步两相流场计算提供气相初场。

2.3.2 出口边界条件

由于喷管出口处的气流为超音速, 超音速下游不影响上游的特点使得确定出口边界条件时, 只需将内点值直接赋给出口边界上的流场参数即可, 或是将内

部节点的值外插得到出口边界的流场参数值。

2.3.3 壁面边界条件

对于气相来说, 所有壁面规定为绝热无滑移边界。

对于液相来说, 液滴碰撞到燃烧室壁面后会发生复杂的变化, 本文选用 Mundo 和 Tropea 的液滴撞壁模型对 MMH 液滴进行计算。因为 NTO 的沸点为 $21^{\circ}C$, 蒸发速度远大于 MMH, 所以 NTO 液滴的撞壁模型设置为反弹。

3 计算结果及分析

为了便于对比分析推进剂液滴大小对燃烧室内流场的影响, 本文用两组不同的 MMH 液滴初始条件进行了计算。计算中忽略液滴和液滴之间的碰撞, 以及液滴的二次破碎。

3.1 原始液滴初始条件的计算结果

图 2 至图 5 为 $d_{mean,MMH}=60\mu m, d_{mean,NTO}=45\mu m$ 的计算结果。

图 2 给出了液滴在燃烧室内的运动轨迹, 不同的颜色表示不同的液滴大小。从图中可以看到, 有部分液滴撞到燃烧室壁面后粘附在壁面, 部分被反弹, 部分液滴撞壁后发生了破碎, 加速了推进剂的蒸发, 但仍有一部分直径大的 MMH 液滴没有蒸发完就逃逸出燃烧室。粘附在燃烧室壁面的推进剂质量为 11.6g, 占推进剂总质量的 2.374%。图 3 显示的是燃烧室内流场的温度场, 从图中可以看出在推进剂喷注面的后方流场温度为 300K, 因为外喷嘴喷入的是氧化剂 NTO, 在此区域以 NTO 为主, NTO 的分解反应是吸热反应, 只有少量的 MMH 分解放热, 所以此区域的温度最低。在喷注面的前方推进剂蒸发混合后开始反应, 温度迅速升高。燃烧室内的温度分布很不均匀, 最高温度约为 2800K, 最低温度约为 1000K, 这是由于推进剂和氧化剂混合不均匀引起的。部分推进剂和氧化剂混合均匀的区域成为高温区, 混合不均匀的成为低温区。在燃烧室壁面附近的流场温度比较低, 是因为部分推进剂粘附在壁面, 与氧化剂发生反应的量减少引起的。图 4 的速度分布显示了流场经过喷管后加速的情况, 燃气经过喷管喉部后速度迅速增加, 图中显示的最大速度为 2659m/s。图 5 为压强分布, 显示了燃烧室内压强的变化情况。燃烧室内的最大压强为 873223pa, 经过喷管后压强逐渐减小到 100pa。气体的压强和速度均符合拉伐尔喷管的流动特性。

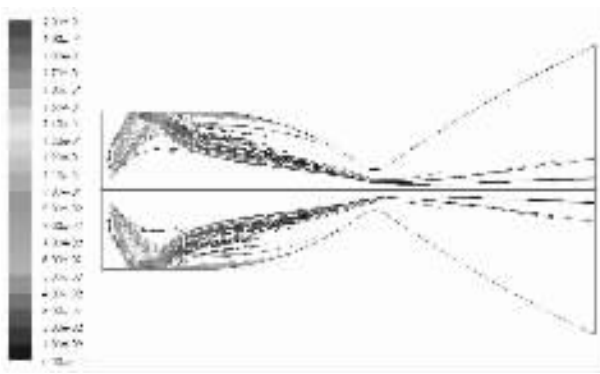


图 2 推进剂液滴轨迹

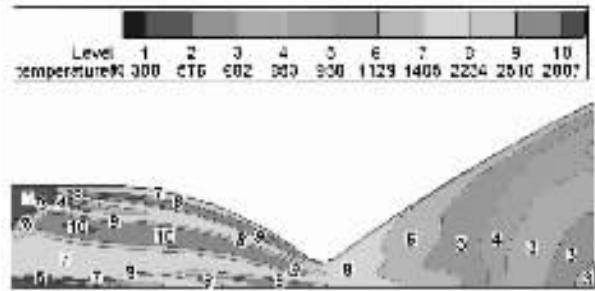


图 3 温度分布

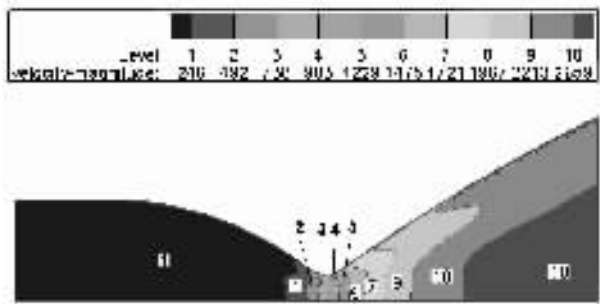


图 4 速度分布

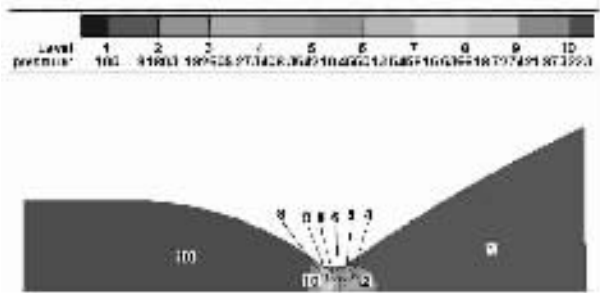


图 5 压强分布

3.2 改变推进剂液滴的初始条件

增大 MMH 的液滴质量中径为： $d_{mean,MMH}=90\mu\text{m}$ ，其余条件不变。图 6 至图 9 为改变液滴质量中径后的计算结果。

由图 6 可以看出在增大推进剂液滴的直径后，有较多的推进剂逃逸出燃烧室，导致燃烧室压强的降低。由图 8 和图 9 可以看出喷管的最大速度和燃

烧室内的最高压强都有所降低。最大速度为 2637m/s，最高压强为 858612pa；温度场没有明显变化。粘附在燃烧室壁面的推进剂质量为 6.476g，占总量的 1.325%，比直径增大前粘附在壁面的推进剂质量有很大的减少。这是因为液滴直径的增大使得无量纲 k 值增大，从而有更多的液滴发生飞溅，粘附在壁面的推进剂减少。同时，发生飞溅后的液滴直径也随之增

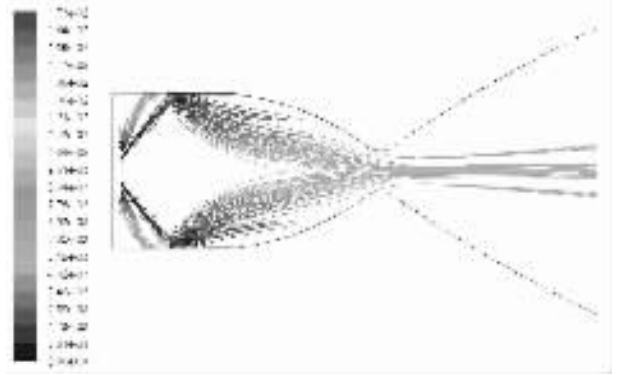


图 6 推进剂液滴轨迹

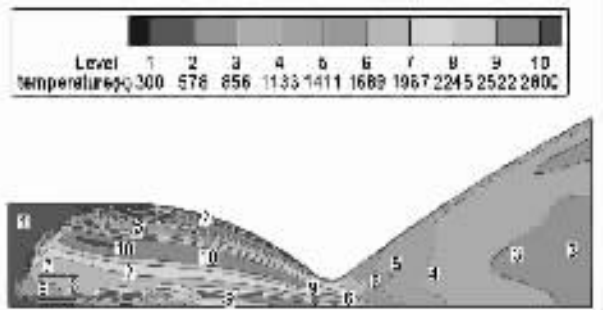


图 7 温度分布

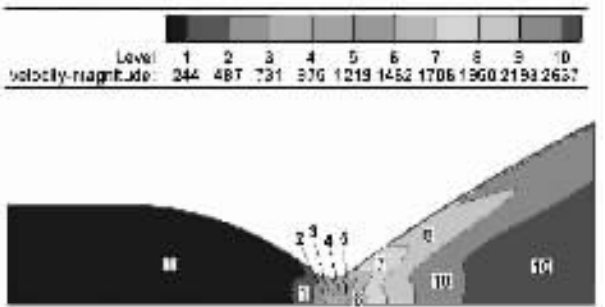


图 8 速度分布

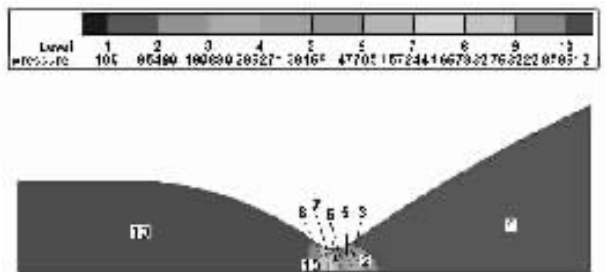


图 9 压强分布

(下转第 64 页)