

文章编号: 1000-8055(2007)10-1710-05

基于双流体模型的超声速两相横向喷射流场研究

李东霞, 徐旭, 蔡国飙

(北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100083)

摘 要: 对两相超声速横向喷射试验进行了数值模拟. 采用双流体两相流模型, 在不同直径液滴和不同动压比条件下分别对两相超声速横向喷射流场进行了计算. 结果表明: 雾化液滴直径和喷射动压比对液体的横向穿透深度影响很大; 雾化液滴直径的大小或者动压比的大小对喷口下游流场的影响区域是不同的. 数值模拟结果与试验结果符合良好, 为进一步的研究打下良好基础.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 两相流; 双流体; 超声速; 喷射

中图分类号: V235 213

文献标识码: A

Investigation of two phase flow in supersonic crossflow based on two-fluid method

LI Dong-xia, XU Xu, CAI Guo-biao

(School of Astronautics,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: Two-fluid model was employed to simulate two phase phenomena of supersonic crossflow. Calculations were carried out under different diameter droplets and different momentum flux ratio conditions respectively to examine how they affected flow field. Numerical simulation results show that the cross stream penetration of the jet is influenced evidently by the droplets diameter and momentum flux ratio; and the downstream flow of the muzzle changes when the droplet diameter or momentum flux ratio varies. The calculation results agree well with experimental results.

Key words: aerospace propulsion system; two-phase flow; two-fluid method; supersonic; jet

在吸气式高超声速飞行器的工作过程中, 超声速燃烧室中燃料(气相或液相)的喷射、掺混和燃烧性能的好坏至关重要. 其中, 燃料横向喷入超声速气流中是超声速燃烧室燃料喷射的较常用的方式. 开展大型试验需要大量的人力、物力, 并且试验周期长, 因此, 开展数值模拟工作已经成为对超声速掺混、燃烧进行研究的基本手段. 梁剑寒^[1]对超声速流动中垂直喷氢的气相掺混流场进行了

数值模拟. 徐旭^[2]发展了模拟超燃燃烧室内超声速燃烧过程的程序, 并对垂直喷射氢气的燃烧流场进行了计算. 刘静^[3]对超声速横向气流中喷雾采用拉格朗日方法进行了两相流场计算.

为了对燃料横向喷射的掺混性能进行更好的研究, 本文在气相掺混计算方法基础之上, 对两相计算方法进行了研究, 忽略液体喷射的雾化过程, 采用两相流双流体模型^[4]对超声速气流中的两相

收稿日期: 2007-03-27; 修订日期: 2007-06-01

作者简介: 李东霞(1978), 女, 河南遂平人, 博士生, 主要从事两相燃烧流场的数值模拟研究.

横向喷射现象进行了数值模拟, 并与试验结果^[5]进行了对比. 给出了不同工况下超声速两相横向喷射的仿真结果, 分析了不同参数对流场的影响, 得出了一些对工程应用有一定指导意义的结论. 数值模拟结果与实验结果符合良好, 所采用的双流体模型和所编制的程序适用于对两相横向喷射现象进行研究.

1 控制方程

1.1 气相控制方程

二维 N-S 方程组如下

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} - S_p$$

式中

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho + p)u \end{bmatrix}$$
$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (\rho + p)v \end{bmatrix} \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v - q_x \end{bmatrix}$$
$$G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{xy}u + \tau_{yy}v - q_y \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中 ρ 为密度, u 和 v 为 x 和 y 向速度, p 为压强, e 为单位质量的总能量.

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

式中 S_p 为液相对气相的作用源项, 在液相控制方程中有说明. 计算中还要用到的其它关系式有, 完全气体状态方程

$$p = \rho RT$$

1.2 液相控制方程

液相控制方程如下

$$\frac{\partial U_p}{\partial t} + \frac{\partial F_p}{\partial x} + \frac{\partial G_p}{\partial y} = S_p$$

式中

$$U_p = \begin{bmatrix} \alpha_p \rho_p \\ \alpha_p \rho_p u_p \\ \alpha_p \rho_p v_p \\ \alpha_p \rho_p e_p \end{bmatrix}$$

$$F_p = \begin{bmatrix} \alpha_p \rho_p u_p \\ \alpha_p \rho_p u_p^2 \\ \alpha_p \rho_p u_p v_p \\ \alpha_p \rho_p e_p u_p \end{bmatrix} \quad G_p = \begin{bmatrix} \alpha_p \rho_p v_p \\ \alpha_p \rho_p u_p v_p \\ \alpha_p \rho_p v_p^2 \\ \alpha_p \rho_p e_p v_p \end{bmatrix}$$
$$S_p = \begin{bmatrix} 0 \\ p \frac{\partial \alpha_p}{\partial x} + F_{Dx} \\ p \frac{\partial \alpha_p}{\partial y} + F_{Dy} \\ -p \frac{\partial \alpha_p}{\partial t} + F_D u_p + B_p(T_g - T_p) \end{bmatrix} \quad (2)$$

方程中 $\alpha_p \rho_p u_p, v_p, e_p$ 分别为液相体积分数、密度、速度分量、单位质量总能量及流场压强. 下标 p 代表液相. S_p 为两项作用源项. F_D 为气相和液相之间因为速度差引起的相互作用力

$$F_{Dx} = \frac{3\alpha_g \rho_g \alpha_p \rho_p}{4D_p \rho_p} C_D |u_g - u_p| (u_g - u_p)$$
$$F_{Dy} = \frac{3\alpha_g \rho_g \alpha_p \rho_p}{4D_p \rho_p} C_D |u_g - u_p| (v_g - v_p)$$
$$C_D = 0.48 + 28Re^{-0.85}$$

式中 $B_p(T_g - T_p)$ 为气相和液相之间由于温度差引起的能量转移

$$B_p = \frac{3\alpha_p \rho_p \mu_g c_{pg}}{2r_p^2 \rho_p Pr} Nu$$
$$Nu = 2.0 + 0.6Pr^{\frac{1}{3}} Re^{\frac{1}{2}}$$
$$C_D = 0.48 + 28Re^{0.85}$$

其中 r_p 为液滴半径.

$$Re = \frac{(\alpha_g \rho_g) d_p |u_g - u_p|}{\mu_g}, Pr = \left(\frac{\mu_p}{k} \right)_g$$

2 数值方法

计算对两相控制方程均采用积分形式的有限体积格式, 时间导数项应用 LU 隐式格式, 以提高流场稳定性和收敛速度. 对流量采用 Van Leer 矢通量分裂格式和 AUSM+ 方法以及 MUSCL 格式^[9].

3 超声速横向喷射两相掺混现象初步研究

3.1 超声速横向喷射试验

对超声速风洞中的横向喷射试验进行数值模拟. 这个实验^[5]是弗吉尼亚大学 Schetz J A 等所做一系列试验(从发表文章来看至少对这方面进行了 15 年的试验研究)中的一个. 风洞截面尺寸为 23 cm × 23 cm, 在风洞内下游 8 cm 处有一直径为 2 mm 的圆孔用以向上喷射工质. 试验中来流工质为空气, 马赫数 3, 总压 454.5 kPa ± 2%,

总温约 298 K; 横向喷射工质以水代替煤油或烃类燃料, 喷孔流量为 $90\text{ g/s} \pm 1.1\%$. 动压比 $q = \rho V_j^2 / \rho_\infty V_\infty^2 = 6 \pm 1.7\%$.

计算域取 $0.2\text{ m} \times 0.18\text{ m}$, 网格数目 89×95 , 在喷孔和壁面附近进行局部加密, 所用网格壁面处最小距离为 10^{-5} m . 计算网格如图 1 所示 (间隔网格显示).

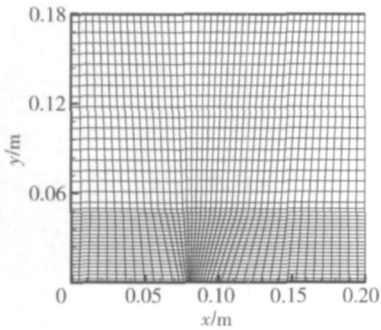


图 1 计算网格
Fig.1 Calculation grid

气相的流场计算边界在进口采用各个量给定的超音速进口条件, 流场出口根据当地马赫数判断, 超音速部分各个参数外推得到, 亚声速部分给定反压, 其它参数外推. 对于固体壁面, 采用无滑移、绝热、完全无催化条件以及法向压力梯度为零的条件. 液相在进口采用各个参数给定的边界, 出口采用外推边界.

计算得到的流场马赫数分布云图如图 2 所示. 由图可以看出, 马赫数为 3 的来流气体经过喷嘴上方时, 受液相的作用形成了一道明显的斜激波, 一直向后延伸到在出口大约 $y = 0.08\text{ m}$ 的高度. 斜激波后由于主流气体速度下降, 温度上升, 导致马赫数有所下降, 但马赫数下降最明显的区域位于喷孔下游靠近下壁面处, 马赫数降到了 1 以下. 这是因为这一区域是液滴的主要存在区域, 在气液进行双向耦合的过程中, 速度相对较高的气相向速度相对较低的液滴传递了大量的动量. 图 3 是液滴 ($50\text{ }\mu\text{m}$) 在流场中的分布.

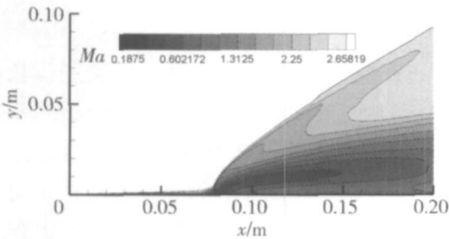


图 2 流场马赫数分布
Fig.2 Mach number contours

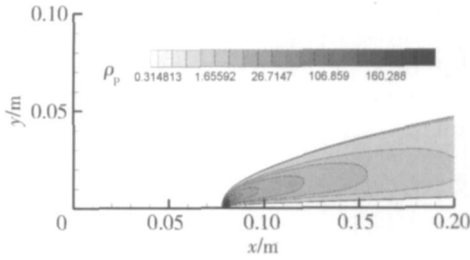


图 3 液相密度分布 (直径 $50\text{ }\mu\text{m}$)
Fig.3 Distribution of droplet density

3.2 液滴雾化直径对掺混性能的影响

根据 Schetz J A 所作的近似条件下液体雾化试验结果^[7], 计算选取液滴直径为 30, 40, 50, 60 μm 分别进行了计算.

图 4 是液相穿透深度沿 x 向分布的计算结果和试验结果及经验公式的对比, 其中 x_0 为喷孔位置, d 为喷孔直径. 穿透深度定义为液体流量密度为该处流量密度最大值的 4%^[5], 和文献[5]一致. 图中分别列出了经验公式^[5]得到的喷射穿透深度曲线, 不同液滴直径条件下计算得到的喷射穿透深度曲线, 以及试验得到的在 $(x - x_0)/d = 30$ 处的穿透深度. 文献[5]中的两个经验公式为

$$h/d = 3.75(q)^{0.414}(x/d)^{0.239} \tag{3}$$

$$h/d = 1.15(q)^{0.5} \ln(1 + 6x/d) \tag{4}$$

它们分别对应图中的经验公式 1 和经验公式 2. 式中的 h 为穿透深度.

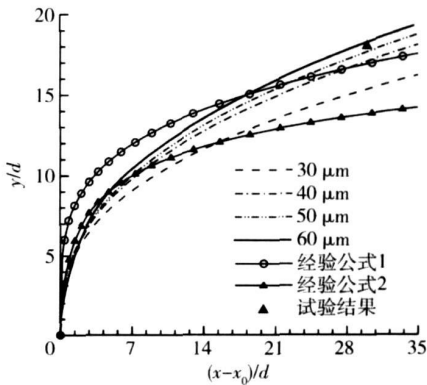


图 4 液滴穿透深度沿 x 向分布
Fig.4 Penetration of droplet along x axis

可以看出, 计算所得到的穿透深度总体来说和经验公式符合的较好, 计算曲线大部分处在两条经验曲线之间. 在图的前一部分, 计算曲线处在经验公式 2 得到的曲线的下面, 但二者相差不多. 试验得到在 $(x - x_0)/d = 30$ 处喷射的穿透深度为 18. 由图可以看出, 经验公式 1 和液滴直径

为 $40\text{ }\mu\text{m}$, $50\text{ }\mu\text{m}$ 以及 $60\text{ }\mu\text{m}$ 得到的曲线在此位置的值与试验结果最为接近, 而当液滴直径等于 $30\text{ }\mu\text{m}$ 时, 计算穿透深度值在这里处于两个经验公式的值之间。

通过对比不同直径液滴的计算结果可以看出, 在喷嘴下游相同的位置, 液滴直径越大, 则其对应的穿透深度越大。但是二者之间的关系并非线性关系, 虽然相邻液滴直径之间都是相差 $10\text{ }\mu\text{m}$, 它们对应的穿透深度差值并不相等。从目前图上来看, 直径 $30\text{ }\mu\text{m}$ 液滴在相同位置上的穿透深度明显要比其它三组液滴的穿透深度小, 而其它三组液滴的穿透深度总的来说比较接近。造成这种现象至少有三方面的原因, 一是在其它入口条件相同的情况下, 直径大的液滴质量大, 故其进口动量更大, 所以能够到达更远的地方, 穿透深度相应就大。二是因为假设液滴是球形, 则液滴质量和液滴的直径三次方成正比关系, 在相邻两组液滴直径差相同的条件下(这里是 $10\text{ }\mu\text{m}$), 相邻两组液滴的质量比随着液滴直径的增加而减小, 分别为 $2.37, 1.953, 1.728$, 所以相邻两组液滴对应的穿透深度的差值会减小, 而非线性关系。三是液滴直径越大, 则其所受到的气动阻力越大, 这些因素也会在一定程度上减小液滴的穿透深度。由图可以看出, 在相同位置, $30\text{ }\mu\text{m}$ 和 $40\text{ }\mu\text{m}$ 液滴的穿透深度相差较大, 而 $40\text{ }\mu\text{m}$ 和 $50\text{ }\mu\text{m}$ 及 $60\text{ }\mu\text{m}$ 液滴的穿透深度相差较小, 也是和这组数据相吻合的。

图 5 是 $(x-x_0)/d=30$ 截面上马赫数在 y 向分布的计算结果和文献[5]试验结果的对比, 其中 d 为喷孔直径。图中符号代表试验点。因为横向喷射的影响, 气相流场的马赫数在喷口下游的某些地方是小于 1 的。由于直径大的液滴穿透深度大, 它对气相流场的影响区域距下壁面更远些。由图可以看出, 在壁面附近, 液滴直径越大, 马赫数越大, 对流场的影响相对越小; 在 $9 < y/d < 18$ 的区域, 液滴直径越大, 马赫数越小, 对流场的影响相对越大; 而在 $25 < y/d < 33$ 的范围内, 和近壁面相似, 液滴直径越大, 马赫数越大, 对流场的影响相对越小。大液滴对流场的影响范围小于小液滴。这在一定程度上说明, 雾化液滴直径越小, 在超声速流动中的掺混性能越好。

试验结果和计算结果在 $y/d < 18$ 部分符合较好, 而在图中 $y/d > 18$ 部分, 计算结果和试验值相差较大。在数值计算中, 因为横向喷射在超声速流场中形成了弓形激波, 波后气体温度上升, 速度有

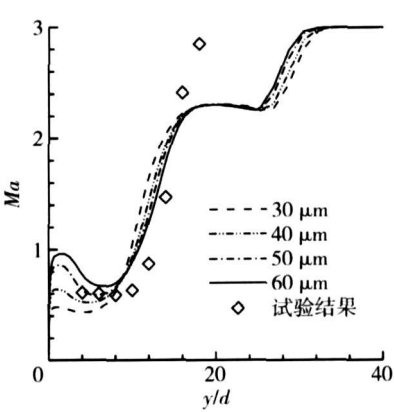


图 5 $(x-x_0)/d=30$ 处马赫数分布
Fig. 5 Distribution of Mach number at $(x-x_0)/d=30$

所下降, 所以马赫数小于来流马赫数 3。而 $y/d=20$ 高度附近是介于上面的激波面和下面的液滴主要存在区域之间的地方(图 2), 马赫数小于 3 并变化缓慢, 反映在图 5 中就是马赫数曲线在这里有一个平台过渡区。而由试验结果来看, 这个过渡区域并不明显, 马赫数直接上升, 需要进一步研究。

3.3 动压比对掺混性能的影响

对超声速通道中, 液体横向喷射的两相流场进行了不同动压比条件下的对比计算, 液滴直径取 $50\text{ }\mu\text{m}$ 。在保持其他参数不变的情况下, 通过改变液相进口速度, 得到不同的动压比。同时还计算了动压比保持不变, 调整液相密度和进口速度相对大小的情况。

图 6 是计算得到的不同动压比时的穿透深度分布情况。可以看出, 动压比越大, 其对应的穿透深度也越大, 而在动压比不变的条件下, 液相密度和进口速度的相对变化不影响穿透深度, 从图上来看, 二者的曲线几乎是重合的。

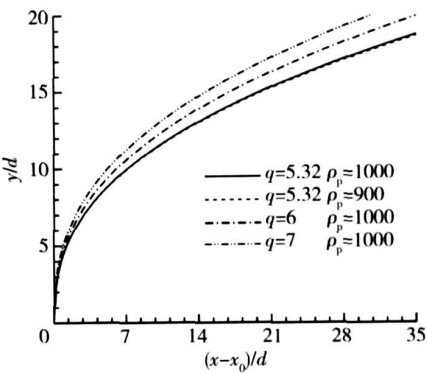


图 6 液滴穿透深度沿 x 向分布
Fig. 6 Penetration of droplet along x axis

图 7 考察了 $(x-x_0)/d=30$ 截面上马赫数在 y 向的分布与动压比的关系. 由图可知, 不同动压比对喷口下游流场的影响区域是不同的. 在靠近壁面处, 大动压比对流场的影响要小于小动压比对流场的影响, 而在离壁面较远处, 情况相反. 液相密度和进口速度的相对变化虽然对穿透深度没有什么影响, 但是对喷口下游的流场马赫数还是有一定影响的, 当液滴密度减小时, 下游马赫数会相对大一些.

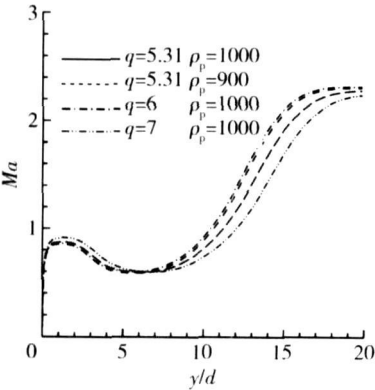


图 7 $(x-x_0)/d=30$ 处马赫数分布
Fig. 7 Distribution of Mach number at $(x-x_0)/d=30$

4 结 论

采用双流体模型对超声速通道中的液体横向喷射两相流场进行了数值模拟. 计算结果和试验结果符合较好. 所发展的计算程序适合对超声速横向喷射两相流问题进行研究. 计算表明:

- (1) 雾化液滴直径越大, 横向喷射动压比越大, 则液体的穿透深度越大. 但是穿透深度和液滴直径之间的关系并非线性关系.
- (2) 雾化液滴直径越小, 在超声速流动中的掺混性能越好.
- (3) 雾化液滴直径的大小与动压比的大小对喷口下游流场的影响区域是不同的.

(4) 在相同动压比的条件下, 喷射工质密度的改变对喷射深度没有影响, 但对来流流动参数有影响.

在工程应用中需要考虑这些因素.

参考文献:

[1] 梁剑寒, 王正华, 王承尧, 等. 超燃发动机垂直燃料喷射的数值研究[J]. 推进技术, 2000, 21(1): 12-14.
LIANG Jianhan, WANG Zhenghua, WANG Chengyao, et al. Numerical study on normal fuel injection in scramjet [J]. Journal of Propulsion Technology, 2000, 21(1): 12-14.

[2] 徐旭, 蔡国飙. 氢/碳氢燃料超声速燃烧的数值模拟[J]. 推进技术, 2002, 23(5): 398-401.
XU Xu, CAI Guobiao. Numerical simulation on combustion of hydrogen/hydrocarbon in supersonic airstream[J]. Journal of Propulsion Technology, 2002, 23(5): 398-401.

[3] 刘静, 徐旭. 超声速横向气流中喷雾的数值模拟[J]. 火箭推进, 2006, 32(5): 32-36.
LIU Jing, XU Xu. Numerical simulation of liquid jet in supersonic cross flows [J]. Journal of Rocket Propulsion, 2006, 32(5): 32-36.

[4] 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. Two-fluid model research of gas-particle flow for rocket motors [J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2005, 28(4): 238-243.

[5] Thomas R H, Schetz J A. Distribution across the plume of transverse liquid and slurry jets in supersonic airflow [J]. AIAA, 1985, 23(12): 1892-1901.

[6] 李东霞, 徐旭, 陈兵, 等. 基于预处理的非稳态流场计算方法 [J]. 固体火箭技术, 2006, 29(3): 169-173.
LI Dongxia, XU Xu, CHEN Bing, et al. Calculation method of unsteady flow based on preconditioning method [J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2006, 29(3): 169-173.

[7] Lee D M, Schetz J A. Transient behavior of liquid jets injected normal to a high-velocity gas stream [J]. AIAA, 1986, 24(12): 1979-1986.