

固体火箭发动机内流场分区 耦合数值计算

上海航天局 810 所 江兴宏^{**}
浙江工业大学 陈福连 吴心平

【摘要】 采用分区耦合方法计算固体火箭轴对称燃烧室与喷管流场。对于低速的燃烧室流场, 选用不可压流的 $N-S$ 方程描述并用 SIMPLEC 方法数值求解; 对于高 Re 数的喷管流场, 则采用 Euler 方程描述并用 SCM 方法求解。计算时用燃烧室出流为喷管流场提供入口参数, 同时用喷管流场压强分布反馈影响燃烧室流动状况。对耦合边界条件处理方法进行了探讨。对典型的侧壁加质燃烧室与喷管流场进行了计算, 计算结果揭示了单独喷管流场计算难以反映的喷管收敛段近壁区的低速区域, 与已有的燃烧室流场实验结果一致并反映了燃烧室与喷管流场之间的联系, 较好地模拟了流动中的物理现象。

主题词: 火箭发动机 燃烧室 喷管流动 数值计算
分类号: O35 V43

1 引言

固体火箭燃烧室、喷管流场马赫数变化范围包含低速、亚、跨、超音速各种流动类型。流场一体化计算时如单纯将可压流计算方法拓展到低速的燃烧室流场中去, 会遇到收敛速度放慢、迭代次数增加、精度下降等困难。针对固体火箭燃烧室、喷管流场的特点, 采用分区耦合方法处理流场。计算燃烧室按不可压粘流计算, 喷管则按可压流和时间推进法数值求解。两部分流场在界面进行信息交换。通过流场分区和反复迭代, 达到内流场相互间的耦合, 提高整个流场计算的速度、精度和稳定性。

2 数学物理模型和数值方法

将轴对称二维内孔燃烧装药固体火箭内流场简化为图 1 所示的侧壁加质流动模型。燃烧室中加质和燃气马赫数通常在 $0.001-0.3$ 范围内, 适合采用不可压粘流的控制方程。推进剂燃面退移速度远小于加质气流速度, 燃面退移可按准定常过程处理^[1]。轴对称非定常不可压流的 $N-S$ 方程通用形式^[2]如下:

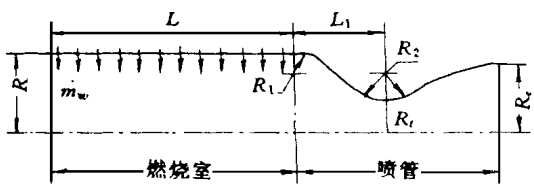


图 1 侧壁加质固体火箭内流场示意图

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x}\left[\rho u\Phi - \Gamma_{\Phi}\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\rho v\Phi - r\Gamma_{\Phi}\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right] = S_{\Phi} \quad (1)$$

喷管流场中粘性的作用只集中在很薄的一层附面层里。喷管入口离开壁面不远的流场基本不受粘性的影响。喷管流场雷诺数 Re 较高, $Re \rightarrow \infty$ 时, N-S 方程自然趋近于 Euler 方程, 因此可用原始参数 Euler 方程^[3]描述跨音速喷管流场:

$$(\partial U / \partial t) + A(\partial U / \partial x) + B(\partial U / \partial r) + H = 0 \quad (2)$$

分区耦合时, 可压与不可压流在界面上计算的密度会产生一定的误差, 根据密度 ρ 变化与速度 v 变化关系, 匹配的界面应要求 $Ma \leq 0.3$, 把误差限制在一定的水平内。

针对控制方程的特点选用有针对性的数值方法。(1) 式可采用不可压流的 SIMPLEC 方法^[2]数值求解。(2) 式采用分离系数矩阵 SCM 方法^[3]求解。分区耦合过程如下: (1) 贴体坐标变换, 网格生成; (2) 单独喷管流场计算 (指定来流总温、总压和流动角); (3) 燃烧室流场计算 (出口背压取自喷管); (4) 喷管流场数值计算 (来流参数取自燃烧室); (5) 返回至 (3), 重复过程 (3) - (4) 直至收敛; (6) 输出计算结果。

SIMPLEC 方法采用交错网格技术 (压强和速度分别标记在控制容积的中心和界面), 因此界面信息交换要相应作适当的插值。由于迭代时参数都是暂时和不精确的, 因此燃烧室和喷管流场不需要每次都迭代到高精度, 一般推进十几个时间层后即可交换边界信息。但迭代的时间层也不宜太少, 否则边界条件影响来不及传遍全场, 迭代修正量将过小。

3 界面边界条件

单独的喷管流场计算时入口需要给出来流角度、总温和总压, 并用参考平面特征线法补充一个相容性关系式。计算时往往假定入口截面上总温和总压均匀一致。

耦合计算时, 喷管入口各点的流动角、总温和总压要通过燃烧室出流参数得到。由于燃烧室中存在压强梯度、对流和粘性扩散, 沿流线总温和总压不均匀。喷管入口总温可直接继承燃烧室出口的值。总压计算则相对复杂一些。在 SIMPLEC 方法中, 压强以梯度方式出现, 求解中只关心压差而不是压强绝对值。计算得到的压强是一个相对量, 求解中压强始终是浮动的。为了求出出流边界指定节点 j 上的总压, 可按下面的步骤进行计算:

- (1) 选定一个总压参考点 (如出流平面与轴线交点 R), 参考点的总压为 P_R^* 。
- (2) 确定参考点上静压的绝对值 P_{R0} 。
- (3) 计算边界指定点 j 上的静压的绝对值 P_j :

$$P_j = P_R + (P_{\text{comb},j} - P_{\text{comb},R}) \quad (3)$$

$P_{\text{comb},j}$ 和 $P_{\text{comb},R}$ 分别是 j 点和 R 点上数值计算的相对压强。

- (4) 计算节点 j 上的总压 $P_{\text{comb},j}^*$ 。

喷管入口节点上总温和总压逐点不同, 因此入口截面上参与建立边界条件的无因次关系式与纯喷管流场计算时不同。无因次化时选定的总温总压参考值为 P_R^* 、 T_R^* , 波纹 “~” 表示无因次化的参数, 无因次化的能量方程 $T_j + [(Y-1)/2Y](\tilde{u}_j^2 + \tilde{v}_j^2) = C_p(T_j^*/T_R^*)$ 和状态方程 $T_j/(T_j^*/T_R^*) = [P_j/(P_j^*/P_R^*)]^{(\gamma-1)/\gamma}$ 中, 应注意入口各点上 T_j^*/T_R^* 、 P_j^*/P_R^* 不总是等于 1。

燃烧室和喷管是连成一体的。喷管中的压强分布决定了燃烧室出流边界上的背压。从物理过程看, 亚音速出流边界背压影响上游流动, 故应指定燃烧室出口边界上的压强值。在完成喷管流场计算以后, 燃烧室出流边界上的背压 $P_{\text{out},i}$ 即可以逐点指定, 但要注意用出口压强

的绝对值减去压强参考点上的绝对压强, 取相对压强构成边界条件。这样, 出流边界上的压强校正方程即可按压强已知情况进行计算。具体实施时, 从喷管内部离开口一段距离的位置上取得压强作为燃烧室出流背压。其余参数按局部单向化方法处理。

4 算 例

Dunlap^[4]对图 1 所示的流动模型做过冷流实验。燃烧室半径 $R=0.058\text{ m}$, 长度 $L=1.453\text{ m}$, 喉半径 $R_*=0.023\text{ m}$, 实验过程中通过逐渐降低喷管出口的背压使喷管中出现超音速流动。进行数值计算时, 燃烧室采用 42×32 网格 (网格标记位置在控制容积中心, 边界控制容积体积为零), 喷管流场采用 85×31 网格 (网格标记位置在节点处)。

图 2 绘出的是燃烧室不同截面上轴向无因次速度分布的计算结果, 并与 Dunlap 的冷流实验和 Sabnis J. S. 的计算结果进行了比较。计算结果与实验吻合一致。

为评价分区耦合计算效果, 图 3a 绘出了单独流场计算时燃烧室和喷管界面马赫数, 两者差异明显。经过耦合计算, 界面马赫数绘于图 3b, 与 3a 图相比, 喷管轴线上马赫数上升, 而壁面马赫数下降并接近于零, 壁面速度与燃烧室出流取得了一致。这一流动中出现的壁面低速区, 是单独喷管流场计算难以模拟的。通过耦合计算, 燃烧室出流轴线上的马赫数比单独计算的结果有幅度较大的提高。其原因, 单独燃烧室流场计算时出口背压假设为均匀

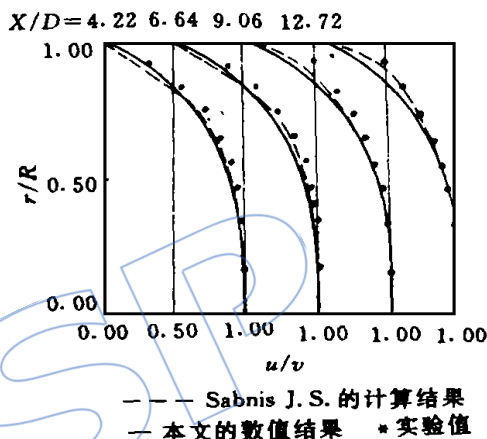
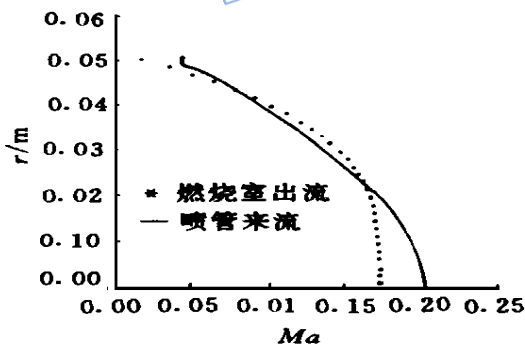
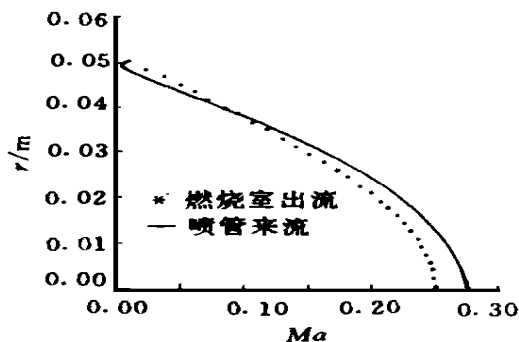


图 2 不同截面上轴向无因次速度分布

一致。而耦合的燃烧室、喷管流场壁面静压高, 中心静压低, 气体能够更快地从轴线附近流出。图 3b 界面马赫数仍有一定差别, 原因主要来自燃烧室。分区耦合计算时燃烧室流场按不可压流处理, 而算例的燃烧室长径比较大, 界面轴线上出流速度达到了较高水平, 使燃烧室较高



(a) 单独计算的燃烧室、喷管流场



(b) 耦合计算的燃烧室、喷管流场

图 3 界面马赫数径向分布

流速区域采用的密度偏高, 同样压差作用下流体微团产生的加速度较小, 导致燃烧室轴线附近出流速度较喷管略低。

图 4 绘出了分区界面总压和静压分布。轴线上总压最高, 沿径向逐渐降低, 轴线和壁面

总压相差 3.2%。而静压分布表现出相反的趋势,静压在壁面高,在轴线小。接近壁面时静压变化逐渐平缓,法向梯度渐近于零,这符合边界层流动的一般规律。

图 5 绘出了耦合和单独喷管流场计算得到的全场等马赫数分布曲线,两者在低速区域相差较大,超音速区域比较接近。

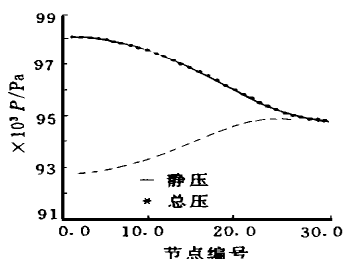


图4 燃烧室、喷管界面总压和静压径向分布

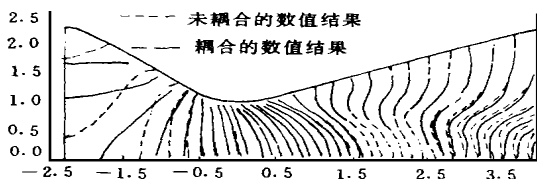


图5 等马赫数分布曲线

从上述结果看,分区耦合的数值计算能够取得稳定合理的收敛结果,参数分布规律合理,计算与已有的燃烧室流场实验结果一致,并反映了燃烧室和喷管流场之间的联系。特别是耦合计算揭示了单独喷管流场计算难以模拟的喷管入口近壁区的低速区域,在界面取得了一致的分布规律,这表明分区耦合计算采用的数学物理模型能够符合实际并且更合理地模拟流动中的物理现象。

参 考 文 献

- 1 何洪庆,张振鹏. 固体火箭发动机气体动力学. 西安:西北工业大学出版社,1988
- 2 Van Doormaal J P, Raithby G D. Enhancement of the SIM-PL E Method for Predicting Incompressible Fluid Flows. Numerical Heat Transfer, 1984, 7: 147-163
- 3 Chakravarthy S R, Anderson D A, Salas M D. The Split- Coefficient Matrix Method for Hyperbolic Systems of Gas Dynamic Equations. AIAA 80- 0268
- 4 Sabnis J S, Gibeling H J, McDonald H. Calculation of Solid Propellant Rocket Motor Internal Flow Field Using an Implicit Navier- Stokes Procedure. AIAA 85- 1625

(责任编辑 杨再荣)