

用 Simons 法计算真空羽流*

张建华, 蔡国飙

(北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100083)

摘 要: 姿态控制发动机真空环境下工作产生的羽流对航天器造成的影响非常明显。用 Simons 法对真空羽流场进行了解析计算, 包括等熵核心区 and 边界层膨胀区的计算, 得到了符合流动规律的结果。这是一种快速计算真空羽流场物理参数分布的方法。工作对卫星、飞船和空间站上的姿态控制发动机的工程设计和科学实验具有参考价值。

关键词: 姿控火箭发动机; 高空环境; 羽流; 数值计算

中图分类号: V439.7 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2002) 05-0406-04

Computation based on the Simons model for vacuum plume

ZHANG Jian-hua, CAI Guo-biao

(School of Astronautics, Beijing Univ. of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: The plume from the attitude controlling rocket motor nozzle has an obvious effect on the aircraft in vacuum. Computation based on the Simons model for vacuum plume was presented considering the expansion of the isentropic core and boundary layer. The vacuum plume parameters distribution was obtained. Simons model is a rapid estimation method for vacuum plume calculation in the design of attitude controlling rocket motor nozzle on the satellite, airship and other aircraft, as well as the test research.

Key words: Attitude controlling rocket engine; High altitude environment; Plume; Numerical calculation

1 引 言

通讯卫星和空间站表面是敏感的光学元件, 姿态控制发动机工作时, 产生的羽流将可能撞击表面板和仪表, 危及航天器的功能和寿命^[1]。研究这一问题的试验方法是将航天器置入真空室, 进行点火, 同时调整发动机位置来避免或减少羽流的撞击影响。事实证明在发动机点火过程中维持真空非常困难。

另外的方法就是对发动机的流场进行模拟, 由于极低的环境压强, 整个羽流流场将被分为三个不同的流动区域: 喷管近场连续介质流区, 远场自由分子流动区, 和介于两者之间的过渡流区^[1,2]。模拟羽流流场的方法有 Simons 法, 特征线法(MOC) 和蒙特卡罗方法(DSMC)。到目前为止, Simons 法最简单, 计算量最少; Simons 法和 MOC 法都是基于连续流, 不适合计算过渡流区和自由分子流区。DSMC 法适合过渡流区

和自由分子流区的计算, 而且已经取得了很大的进展^[3,4], 但是 DSMC 法计算时间很长。本文针对具体工程问题的计算, 从 Simons 原始模型入手, 对等熵核心区和边界层膨胀区编制了计算程序, 并对不同的算例进行了计算, 得到了符合规律的结果。

2 模型及方法

姿态控制发动机对称轴线附近的羽流近场连续介质流区, 以高马赫数、高气流速度为标志, 所以流线为直线, 像从喷管出口处直接发出。当羽流的范围远远大于喷管尺寸时, 可以近似认为羽流从喷管出口处的一个虚拟点源发出。利用羽流马赫数、气流速度和直的流线来描述羽流, 这就是羽流点源模型。Simons 方程为

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho^*} = K \left| \frac{R^*}{r} \right|^2 f(\theta) \quad (1)$$

K 是羽流常数, 从质量守恒考虑得出^[5,6], 与喷

* 收稿日期: 2002-05-30; 修订日期: 2002-06-26。基金项目: 民用航天预研项目 (WB1.19)。

作者简介: 张建华 (1977—), 男, 博士生, 研究领域为火箭发动机真空羽流及其效应。

管形状和气体特性有关。 ρ^* 和 R^* 是喷管喉部密度和半径。由于基本流动参量不同, $f(\theta)$ 在等熵核心区 and 边界层膨胀区表达式不同。气流速度在等熵核心区达到最大值。 $f(\theta)$ 在等熵核心区的表达式为

$$f(\theta) = \left| \cos \left[\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\theta}{\theta_0} \right] \right|^{\frac{2}{\gamma-1}} \quad 0 \leq \theta \leq \theta_0 \quad (2)$$

在边界层膨胀区, Simons 引入系数 β 并指出该区以指数形式衰减。 $f(\theta)$ 在等熵核心区的表达式为

$$f(\theta) = f(\theta_0) \exp[-\beta(\theta - \theta_0)] \quad \theta_0 \leq \theta \leq \theta_\infty \quad (3)$$

θ_0 是等熵核心区流动极限偏转角, θ_∞ 是喷管流动极限偏转角。在确定羽流场密度之前需要知道 θ_∞ , θ_0 , 羽流常数 K 和 β 。

$$\theta_\infty = v_{\text{pm}}(M_e = \infty) - v_{\text{pm}}(M = M_e) + \theta_E \quad (4)$$

$v(Ma)$ 是普朗特-迈耶函数, 其值决定于气体性质 γ 和 Ma 数。此函数表示由声速气流膨胀到 Ma 数大于 1 时的气流转折角。最大的普朗特-迈耶角是气流绕外凸壁由 $Ma=1$ 膨胀到 $Ma = \infty$ 时的最大气流偏转角, 所以 $v_{\text{pm}}(Ma = \infty)$ 是理论的极限值。普朗特-迈耶角用于二维流动, 所以 θ_∞ 是一个近似值。

$$K = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \frac{\pi^2}{8\theta_\infty^2} \quad (5)$$

$$\frac{\theta_0}{\theta_\infty} = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left| \left| \frac{2\delta_E}{r_E} \right| - \left| \frac{\delta_E}{r_E} \right|^2 \right|^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \quad (6)$$

$$\beta^2 - \frac{\sin \theta_0}{C} \beta + \left| 1 - \frac{\cos \theta_0}{C} \right| = 0 \quad (7)$$

$$C = \frac{1}{2K} \left| \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right|^{1/2} \frac{U_1}{U_1} \left| \frac{2\delta_E}{r_E} \right| - \left| \frac{\delta_E}{r_E} \right|^2 \right|^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \quad (8)$$

由公式(6)~(8)可以看出对于边界层膨胀区, 确定边界层厚度 δ_E 非常关键。参数 β 和 θ_0 是喷管出口条件的函数。根据 θ_∞ 可以确定出 θ_0 。 U_1 是气体在边界层中的极限速度, 可认为 $U_1 = 0.75 U_1^{[6]}$ 。

在上面的公式中, 边界层厚度 δ_E 是一个控制量。对于出口边界层厚度有许多不同的计算方法。根据边界层理论, 一般认为 $\delta \ll R_E$ 。对于粘性较小的流体绕流物体, 粘性的影响仅限于贴近物面的边界层中, 在边界层外, 粘性影响可忽略。虽然粘性很小的流体在没有边界的地方形状就像无粘流体一样, 但是由于摩擦的关系, 在壁面上会形成了一个薄的“边界层”。一般来说粘性越小, 边界层越薄。对于小发动机,

Bird 用 DSMC 方法计算得出结论, 由于稀薄气体的影响, 喷管出口边界层厚度迅速增厚, 粘性的影响不可忽略, 所以采取厚边界层处理^[2]。厚边界层是小发动机的特性, 因此引入厚边界层 $\delta_E \approx 0.2R_E$ 。

计算边界层厚度的方法有

$$\delta_E = 5.0 \left| \frac{\mu X_E R T_0}{U_E P_0 M_W} \right| \left| 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right|^{\frac{1}{\gamma-1}}^{1/2} \quad (9)$$

式(9)^[5]中 μ 是气体粘性, X_E 喷管膨胀部分长度, U_E 喷管出口平面中心速度。

$$\delta_E = 6.25 \left| L_E / \sqrt{Re_E} \right| \quad (10)$$

$$Re_E = \rho_E U_E L_E / \mu_0 \quad (11)$$

式(10)^[2] L_E 是喷管长度, ρ_E , U_E 分别是喷管出口平面的密度和速度。 μ_0 是在滞止温度 T_0 时气体的粘性。

γ 是确定气体膨胀的基本气体特性量, 对于不同的 γ , 会产生不同的边界层厚度, 所以会产生不同的羽流流场, 因此要尽可能准确确定这个量。

在计算时, 为了进行对比, 第一种情况利用文献[5]中的参数, 边界层厚度取 $\delta_E = 0.9144 \text{ mm}$, 这里的 δ_E 是利用公式(9)计算出的; 另一种情况根据 Bird 的厚边界层理论^[1]取 $\delta_E = 0.2R_E$ 。用密度分布来描述整个流场, 密度函数为 $\rho/\rho^* = K(\rho/\rho^*)f(\theta)$ 。整个流场按等熵核心流区、边界层膨胀区进行计算。

姿态控制发动机的喷管一般为轴对称拉瓦尔喷管, 扩张段为锥形, 其几何和流动条件如表 1 所示。

Table 1 Size and condition for nozzle flow

Nozzle throat radius R_t / mm	1.0
Nozzle area ratio A_E/A_t	100
Nozzle exit angle θ_E / (°)	20
Gas	N ₂
Stagnation temp. T^* / K	1000
Stagnation pressure p^* / MPa	10

通过计算, 绘制出了羽流常数 K 作为极限羽流角 θ_∞ 的函数值, 见图 1。图 1 和文献[6]中的结果完全一致。由计算绘制出了出口边界层厚度 $\delta_E = 0.9144 \text{ mm}$ 时等熵核心区偏转角 θ_0 和极限偏转角 θ_∞ 的关系图, 见图 2。以上关系, 工程计算可以直接参考。

3 计算结果及分析

根据姿态控制发动机真空羽流场的特点, 用 Simons 模型计算喷管羽流流场。

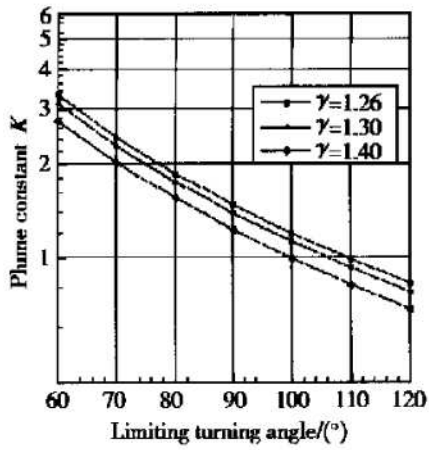


Fig. 1 Plume constant variation with Limiting flow angle

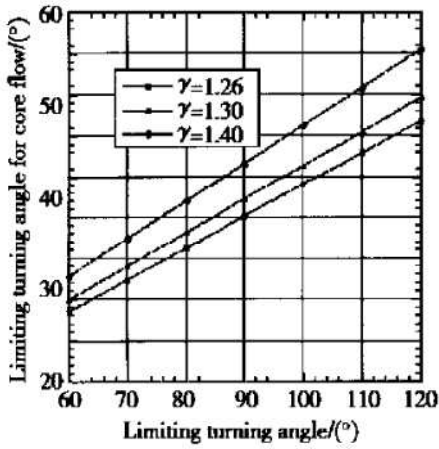


Fig. 2 $\delta_E = 0.9144 \text{ mm}$, limiting turning angle for core flow (θ_0) variation with limiting flow angle (θ_∞)

姿态控制发动机的燃烧室在喷管出口处气体的压强和密度均较低,而且喷管出口外羽流场的压强和密度更小。喷管外,根据羽流密度和压力离喷管出口越远变得越小的特点,在极坐标内划分网格。

3.1 算例一:等熵核心区情况

沿 θ 方向以 $\Delta\theta = 1^\circ$ 增加, θ 从 0° 增加到 θ_0 (等熵核心区流线角)。沿 r 方向以 Δr 增加, r 从出口处增加到约 $10R_E$ 。这个区域为等熵核心区。取 $\theta_0 = 28^\circ$, $\theta_\infty = 90^\circ$ 。计算密度场,压力场,温度场,速度场。

进口边界条件:喷管进口气流一般为亚声速,需给出入口处的总温、总压,并假定来流方向与对称轴平行。气动关系如下

$$\begin{aligned} p &= p^* \left[1 + \left(\gamma - \frac{1}{2} \right) Ma^2 \right]^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ T &= T^* \left[1 + \left(\gamma - \frac{1}{2} \right) Ma^2 \right]^{-1} \\ \rho &= p/RT \end{aligned}$$

其中 p^* , T^* , Ma , p , T , ρ , R , γ 分别为总压、总

温、马赫数、压力、温度、密度、气体常数和比热比。对于所模拟的计算域,轴线为轴对称面,只计算轴线以上参数。

图 3~6 分别是喷管外羽流场的密度等值线图、压强等值线图、温度等值线图和马赫数等值线图。

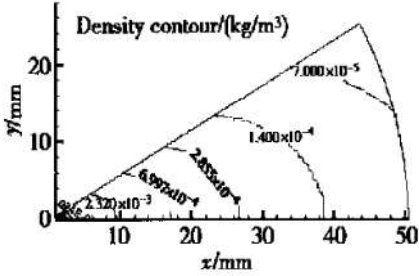


Fig. 3 Density contour

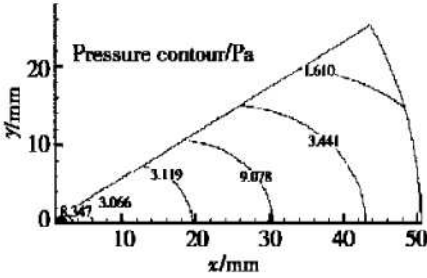


Fig. 4 Pressure contour

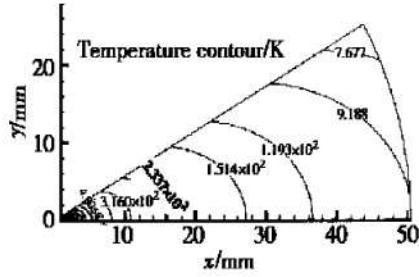


Fig. 5 Temp. contour

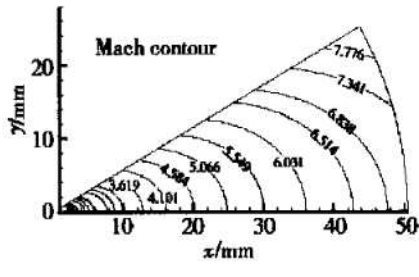


Fig. 6 Mach contour

(1) 从图中看出规律:沿径向流场参数 ρ , T , p 不断减小,马赫数不断增大;流场参数等值线分布合理。

(2) 由密度等值线图可以看出密度不断减小,向后就越来越稀薄。温度和压强也有相似结果。

(3) 在羽流场中,在喷管出口唇沿附近的流场参数变化集中。这主要是因为喷管的边界效应,因而在喷管外形成了一个类似羽毛状的区域。

算例一计算结果显示的规律和文献[3]的结果规律趋于一致。

3.2 算例二: 等熵核心区加上边界层膨胀区

根据边界层厚度 δ_E 和气体的比热比 γ 分为以下4种情况:

- (1) $\delta_E = 0.9144\text{mm}$, $\gamma = 1.4$ (图 7(a) 和图 7(b))。
- (2) $\delta_E = 0.2R_E$, $\gamma = 1.4$ (图 7(c) 和图 7(d))。
- (3) $\delta_E = 0.2\text{mm}$, $\gamma = 1.4$ (图 7(e))。
- (4) $\delta_E = 0.2R_E$, $\gamma = 1.26$ (图 7(f))。

由图中可以明确地看出, Simons 模型中边界层厚度 δ_E 是一个关键控制量。

(1) 分别对比图 8(a), (c) 和图 7(b), (d) 等熵核心区流线角 θ_0 随着边界层厚度 δ_E 的增加而减小, 也

就是喷流更像羽毛状。

(2) 分别对比图 7(a), (b) 和图 7(c), (d), 对于某一种气体, 在边界层厚度不变的情况下, 随着 θ_∞ 的增加, θ_0 也是在不断的增加。

(3) 对比图 7(b), (d), (e), 边界层越厚, 等熵核心区流线角 θ_0 越小, 羽流越细长; 边界层越薄, θ_0 越大, 羽流越发散, 向后流动的机会就越多。

(4) 对比图 7(d), (f), 当不同气体时, 不同的 γ , 会得出不同的边界层厚度, 所以产生不同的羽流流场。

算例二对向后流动区进行的初步计算, 对开展以后的羽流效应的工作打下了基础。

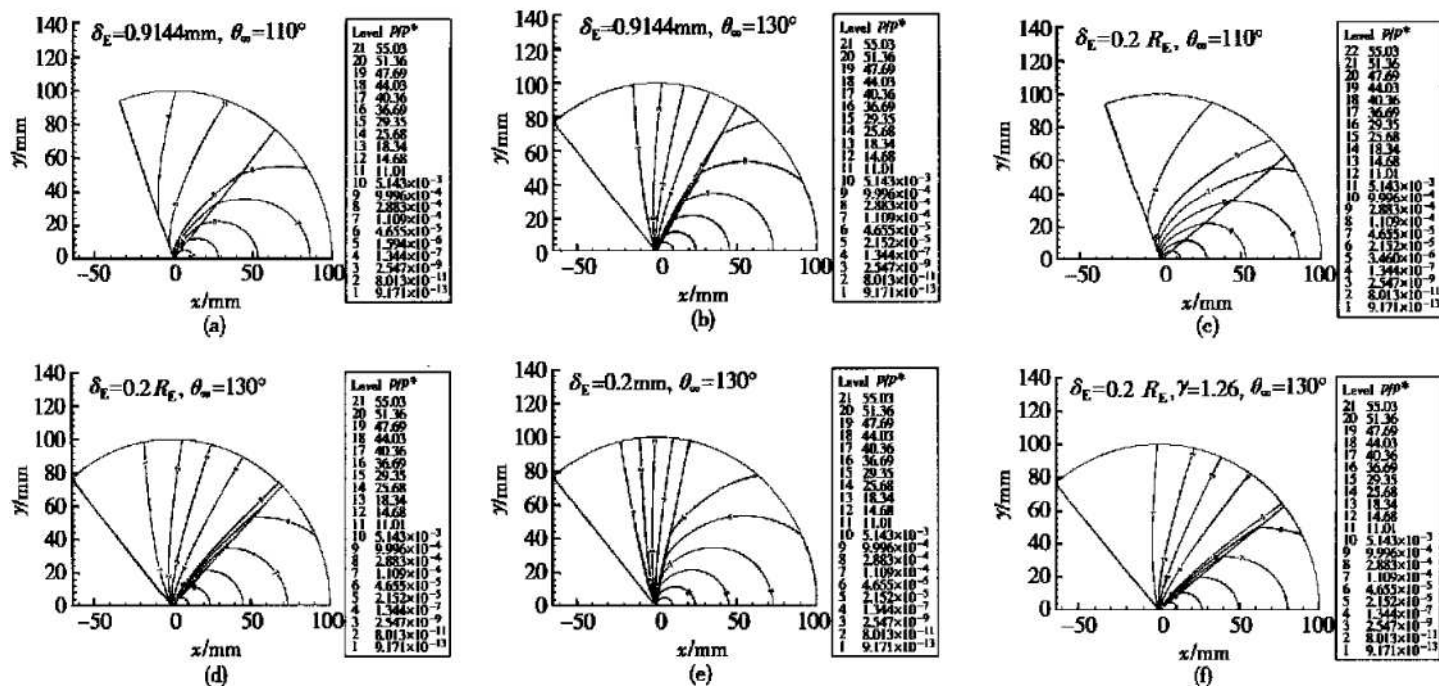


Fig. 7 Density contour

4 结论

本文采用 Simons 点源模型对姿态控制发动机等熵核心区和边界层膨胀区的羽流流动进行了模拟, 所得结果符合流动特性。可以认为该方法是一种有效的工程快速计算真空羽流场物理参数分布的方法, 这一模型可以用来为卫星、飞船和空间站上的姿态控制发动机的工程设计提供依据。

参考文献:

- [1] 黄琳, 吴其芬, 任兵. 姿控发动机高空羽流撞击效应的 DSMC 方法研究[J]. 推进技术, 1999, 20(3).

- [2] Dettlfe Georg. Plume flow and plume impingement in space technology[J]. *Prog. Aerospace Sci.*, 1991, 28.
- [3] 蔡国飙, 王慧玉, 庄逢甘. 真空羽流场的 N-S 和 DSMC 耦合数值模拟[J]. 推进技术, 1998, 19(4).
- [4] 蔡国飙, 王慧玉, 祖国君, 等. 真空小喷管羽流场的 Monte Carlo 直接模拟[J]. 推进技术, 1997, 18(2).
- [5] Jenkins Rhonald M. Simplified model for calculation of backflow contamination from rocket exhausts in vacuum[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1994, 31(2).
- [6] Genovese Joseph E. Rapid estimation of hydrazine exhaust plume[R]. AIAA 78-1091.

(编辑: 王居信)