

无喷管火箭发动机非定常跨音流场计算

北京航空航天大学 裴 鸣 李宜敏 夏祥兴

摘 要

本文对点火过程进行一定处理,用 MacCormack 显示预校两步差分格式计算无喷管火箭发动机从点火起整个工作过程的一维非定常跨音速流场。计算并对比了圆柱内孔装药及片形装药两种情况,计算结果规律性好,与现有实验数据符合较好。

一、推进剂点燃过程

无喷管发动机(图1)工作过程中,装药通道及燃烧流动的壅塞截面都在不断扩大,其内弹道是一个非定常过程。在点火启动时,出口截面的燃气流经历一个由亚音到超音的过程;而在工作过程末期,又从超音到亚音。由于装药通道的下游燃气流速很高,侵蚀燃烧现象相当严重,计算过程中应予考虑。对两相流动,本文按两相平衡流处理,即假设固相颗粒与燃气之间无速度滞后及热滞后。

点火药点着以后,产生的高温燃气对推进剂燃面加热。推进剂被加热到着火温度,则认为当地的推进剂被点燃,上游推进剂燃气与点火药燃气一起对下游推进剂加热,进而促成下游推进剂点燃。按照参考文献^[1],推进剂燃面温度 T_{ps} 用下式表述:

$$dT_p/dt = 4\alpha_p h_c^2 (T - T_p)^3 / [3k_p^2 (T_p - T_\infty)(2T - T_p - T_\infty)] \quad (1)$$

$$h_c = 0.0256 k_p (x/d_s)^{-0.1} Re_s^{0.8} Pr^{0.4} (A/A_s)^{0.4} / d_s$$

α_p 是推进剂导热系数, k_p 是其导热系数, k_s 是燃气的导热系数, T_p 是推进剂初温, d_s 是通道水力直径, Re_s 是以 d_s 为特征尺寸的雷诺数。

本文认为式(1)中的 T 不应是中心燃气流当地的静温,而应比静温高而比总温低。因在横向气流作用下,上游火焰弯折靠近下游推进剂的表面;又因靠近推进剂表面处燃气速度很低,静温高于通道中心气流的静温。故认为 T 取为当地恢复温度为宜^[2],

$$T = T_\infty [1 + \sqrt{Pr}(\gamma - 1)Ma^2/2] \quad (3)$$

T_∞ 为当地静温, Ma 为当地马赫数, Pr 为普朗特数, γ 为燃气比热比。

为处理上游边界条件,将形状复杂的点火空腔等效成与装药通道横截面形状一致的通道,

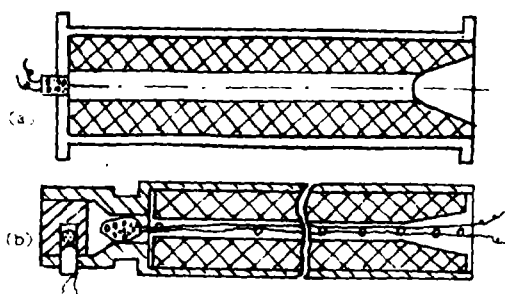


图1 a. 圆柱内孔燃烧装药无喷管发动机
b. 片形装药中止燃烧实验发动机示意图

其长度由原空腔的自由容积决定,壁面的等效燃速由点火药在各瞬时产生的燃气流率决定。这样,就能用与装药通道同样的方法来描述点火空腔中的流动及其对装药通道的影响。

根据没装推进剂的发动机点火药点燃实验结果,设点火药流量与时间的关系为抛物线关系,且设 $t=0$ 时点火药颗粒已全面点燃,得到单位时间内点火药燃气生成量为:

$$\dot{m}_g = 3m_i/2t_0(1 - t^2/t_0^2) \quad (4)$$

m_i 为点火药质量, t_0 为点火药工作时间。

二、基本方程及计算方法

1. 基本假设 (1)装药通道中推进剂燃气总温相同,为 T_0 。(2)忽略燃气的彻体力及燃气的粘性和向壁面的传热。(3)燃气服从完全气体状态方程。(4)流动是一维的。从图1中装药通道的形状可以看出这一假设是比较合理的。(5)燃气的热物性参数不随温度变化。

2. 基本方程 一维非定常有加质流动方程如下^[3]:

$$U_t + F_x = G \quad (5)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho A \\ \rho Au \\ \rho A(u^2/2 + E) \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho Au \\ (\rho u^2 + p)A \\ \rho Au(u^2/2 + H) \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho_r r \Pi / \cos \theta \\ p \partial A / \partial x \\ \rho_r r \Pi H_T / \cos \theta \end{bmatrix}$$

下标 t 及 x 为该变量对 t 及 x 的偏导数。 E 和 H 为单位质量燃气的内能和焓, ρ_r 为推进剂密度, Π 为燃面周长, θ 为燃面切向与 x 轴的夹角, r 为线性燃速, $H_T = C_p T_f$ 为燃气总焓,

$$p = \rho RT \quad (6)$$

3. 边界条件 引入等效点火通道概念,上游边界条件为: $u=0, T=T_0 (t \leq t_0), T=T_f (t > t_0)$, ρ 由二阶外推, p 由式(6)确定。下游出口为亚音流时,以大气压强作为下游反压, u 和 T 由二阶外推确定, ρ 由式(6)确定。当下游出口为超音速流动时,所有参数都由二阶外推确定。

4. 计算方法 为了使网格节点合理分布,对 x 坐标作如下变换:

$$\xi = \xi_N \frac{\text{sh}^{-1}[A'(x-x_i)] + \text{sh}^{-1}(A'x_i)}{\{\text{sh}^{-1}[A'(x_i-x_i)] + \text{sh}^{-1}(A'x_i)\}} \quad (7)$$

$\xi_N = N-1$, N 是网格节点数, A' 为网格调节参数。变换后的方程组(5)写作,

$$\hat{U}_t + \hat{F}_x = \hat{G} \quad (8)$$

$$\hat{U} = U/\xi_x, \quad \hat{F} = F, \quad \hat{G} = G/\xi_x$$

差分格式用 MacCormack 显式预校两部式^[6]。

$$\text{预估步: } \hat{U}^{*+1} = \hat{U}_i^* + \hat{G}_i \Delta t - \Delta t (\hat{F}_i^* - \hat{F}_{i-1}^*) \quad (9)$$

$$\text{校正步: } \hat{U}^{*+1} = [\hat{U}_i^* + \hat{U}_i^{*+1} + \hat{U}_i^{*+1} \Delta t - \Delta t (\hat{F}_i^{*+1} - \hat{F}_{i-1}^{*+1})] / 2 \quad (10)$$

$$\Delta t = \min_{i=1, N} [C \Delta x / \max(u + a)], \quad (11)$$

C 为 CFL 数, $C \leq 1$ 。对点火及工作末了阶段, C 的值应取小些。

计算过程中,每向前推进一个时间步 Δt ,对已点燃的推进剂,通道面积烧大了,需要重新计算;对圆柱内孔燃烧装药,燃面周长 Π 也需要重新计算。当某处的装药燃完以后,该位置的推进剂燃速置为零,而计算方法和计算过程不变。

5. 输入参数 基本燃速公式为:

$$r_0 = 7.70 \times 10^{-5} p^{0.39} \quad (12)$$

用中止燃烧结合燃速辨识得到的该推进剂的侵蚀燃速公式为:

$$r = r_0 [1 + 1.937 \times 10^{-7} p^{0.379} (\rho u)^{0.938}] \quad (13)$$

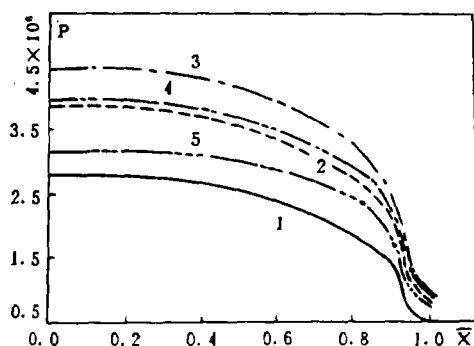
该推进剂 $T_f = 3350$, $\gamma = 1.19$, $\rho = 1725$, $P_r = 0.7$, 燃气分子量 $W_g = 28.7$, 铝粉质量含量 $\beta_M = 0.11$ 。铝粉的燃烧效率记作 η_M 且设铝粉燃烧产物都为 Al_2O_3 , 得到燃气中颗粒的质量含量 (包括没燃完的液态铝颗粒) 为 $(1 + 0.889\eta_M)\beta_M$ 。根据一般经验, 推进剂整体燃烧效率取为 0.94。实验中间火药质量为 6×10^{-3} , 计算时也取此值, 并取 $t_0 = 0.01$, $T_w = 2250$ 。装药参数见表1。

表1. 通道初始参数表

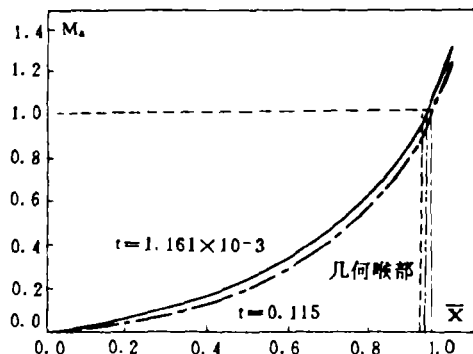
算例	药型	通道总长	扩张段长	通道直径(或宽度)	扩张全角
1 [#]	两片	0.515	0.04	0.0174	12.98°
2 [#]	圆柱	0.515	0.04	0.0205	6.90°
3 [#]	圆柱	0.544	0.062	0.0217	12.30°
4 [#]	圆柱	0.544	0.062	0.0217	18.30°

三、计算结果及讨论

对算例1, 从图2可见, 通道内各时刻 P 随 x 变化趋势基本相同, 上游变化较缓, 下游变

图2 头部各时刻压强随 x 变化情况 (1. $t = 1.161 \times 10^{-3}$

2. $t = 1.989 \times 10^{-3}$ 3. $t = 2.816 \times 10^{-3}$ 4. $t = 0.0575$ 5. $t = 0.1150$)

图3 马赫数随 x 变化情况

化较快。由图3可见, Ma 在通道下游增加很快, $Ma = 1$ 的截面不在几何喉面处, 而在其下游某处。以上得出的结论与已有的实验结果及定性分析得出的结论一致。由图可见, 在发动机工作过程中, 音速截面的位置向下游移动, 但移动量不大。

从图4可见, 计算曲线与实验曲线符合较好。计算曲线的压强峰值比实验曲线小, 可能是点火药燃烧时间 t_0 的值取法不当造成的。除点火过程外, 压强随时间的变化是减小的, 这正是无喷管发动机工作过程特点之一。计算图中的拖尾段时, 假设各处的推进剂在 0.115 秒时同时烧完, 没有剩药。因实验为中止燃烧, 没有拖尾段的数据供

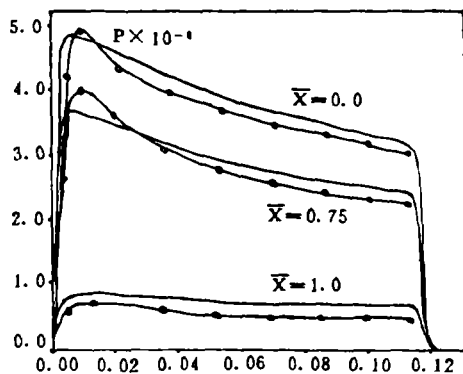


图4 压强计算结果与实验结果对比

对比。

由图5可见, 计算曲线较高, 这可能是没考虑装药变形造成的, 导致各处的计算压强比偏高 (如图4所示) 使计算燃速偏高。

从图6可见, 对圆柱内孔燃烧发动机, 除点火启动及工作后期的拖尾段以外, 推力基本不

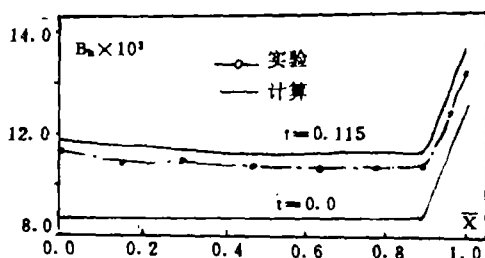


图5 通道半宽度

随时间变化; 而片形装药发动机, 正常工作过程中推力随时间下降。从图7可见, 在其它条件不变的情况下, 当扩张角在一定范围内增加时, 推力反而减小; 反之亦然。这一点与有喷管发动机的情况正好相反。这是由于在无喷管发动机中, 当扩张角增加时, 燃气壅塞面的位置前移, 装药通道中各处压强减小, 燃速减小, 推力减小; 这一影响超过了扩张角增加带来的膨胀更充分对推力的影响。

本文的计算实践表明, 用 MacCormack 显式预校两步格式计算无喷管发动机非定常跨音流场是成功的。计算结果规律性好, 与实验结果对比符合较好。计算发现装药通道中音速截面的位置在几何喉面的下游, 而真空推力在一定范围内随扩张角的增加而减小, 反之亦然。

参考文献

- [1] Coats, D. E., et al. Interior Ballistics Calculations for Nozzleless Solid Propellant Rocket Motors, AIAA82-1199
- [2] 王丰等, “对流换热理论”, 北京航空学院出版社, 1983年12月。
- [3] 苗瑞生, 居贤铭, “火箭气体动力学”, 国防工业出版社, 1985年6月。
- [4] 马铁犹, “计算流体力学”, 北京航空学院出版社, 1986年6月

(责任编辑 杨再荣)

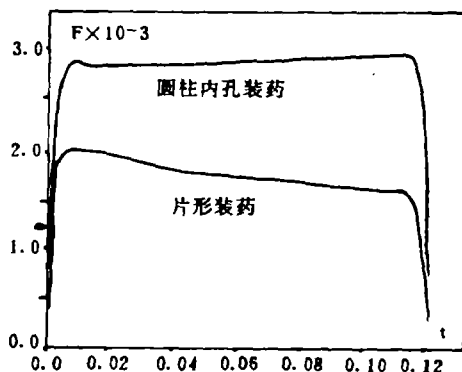


图6 真空推力随时间变化情况

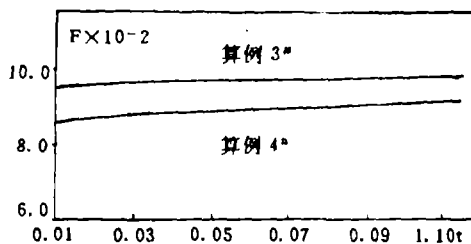


图7 不同扩张角度对真空推力的影响

AN ENERGY METHOD FOR CALCULATING THE LOCAL STRESS AT AN ECCENTRIC HOLE IN A TURBINE DISK

Lu Wenlin and Wei Bangxu

(*Northwestern Polytechnical University*)

ABSTRACT

A new method based on energy principle is derived to calculate local stress at an eccentric hole in a turbine disk under the elasto-plastic conditions. This method is not only simple and practical, but also able to obtain more accurate results than those calculated by the modified Neuber method. A numerical example is also presented in this paper.

CALCULATION OF UNSTEADY TRANSONIC FLOW FIELD IN A NOZZLELESS ROCKET MOTOR

Pei Ming, Li Yiming, Xia Xiangxing

(*Beijing University of Aeronautics and Astronautics*)

ABSTRACT

After some treatment of the ignition process, the MacCormack explicit prediction-correction schemes can be adapted to predicting the one-dimensional unsteady flow field and interior ballistics in a nozzleless rocket motor from ignition to the end. The interior ballistics of cylindrical perforated and slab charges in the nozzleless rocket motor are calculated and compared with each other. The predicted results are in agreement with the experimental data. Moreover, the computations reveal that the choking position appears somewhat downstream to the geometric throat position and the thrust increases as the angle of divergence decreases and vice versa.

TECHNICAL NOTES

EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON LIQUID FILM THICKNESS OF ATOMIZING CHANNEL

Liu Zhigang and Wang Jiahua

(*Nanjing Aeronautical Institute*)

ABSTRACT

In order to find out the fuel distribution on the surface of the atomizing channel, the resistance sensor are used for measurement of the liquid film thickness. The principle of the measurement is described. The thickness and the wave frequency of the liquid film on the surface of the atomizing channel have been measured in the conditions of different air velocities, widths of the channel, injection pressure and diameters of nozzles. A experimental expression for the thickness of film is formulated as

$$h/x_0 = [(u_f/u_p)^{0.75} (L/d)^{-0.96} (W/y)^{-1.05}] / 28.1$$