

固体推进剂燃烧断裂边界二维流场特性^①

韩小云 周建平

(国防科技大学航天技术系, 长沙, 410073)

摘 要: 在高温、高压的对流燃烧条件下, 固体推进剂的断裂扩展是一个十分复杂的非线性非平衡不可逆的热力学耦合过程, 裂纹对流燃烧流场与裂纹的变形、扩展之间存在着强耦合作用。以二维粘流 N-S 方程着重模拟了固体推进剂燃烧断裂边界二维流场特性, 并和一维结果进行比较, 全面展示了燃烧断裂动力学边界的时变特性, 为燃烧断裂扩展模式的后续研究提供参考。

主题词: 固体火箭推进剂, 推进剂燃烧, 裂纹扩展, 二维流, 流场仿真

分类号: V435.12

CHARACTERISTICS OF 2-D FLOW FIELDS ON COMBUSTION FRACTURE BOUNDARY IN SOLID PROPELLANT

Han Xiaoyun Zhou Jianping

(Dept. of Aerospace Technology, National Univ. of Defence Technology, Changsha, 410073)

Abstract: Under the condition of high pressure and high temperature gas flow field, the combustion fracture propagation in solid propellant was a nonlinear, nonequilibrium and irreversible thermodynamic coupling process. A strong coupling existed between the deformation, propagation and convective combustion flow field of the crack. The characteristics of 2-D flow fields were simulated using 2-D viscous N-S equations on the boundary of combustion fracture in solid propellant. The results were compared with those of one-dimensional equations. It's helpful for researches of combustion fracture propagation models.

Subject terms: Solid rocket propellant, Propellant combustion, Crack propagation, Two dimensional flow, Flow field simulation

1 引 言

固体推进剂裂纹内的对流燃烧和裂纹的扩展是一个强耦合的非线性非平衡不可逆的热力学过程^[1]。对含能材料燃烧断裂的研究依赖于对对流燃烧流场、裂纹动力扩展的研究成果以及对热力耦合实质的认识^[2]。由于在裂纹顶端区域, 一维流动 N-S 方程^[3]模拟的流场特性与真实流场或实验结果有较大的差距。一维流动 N-S 方程不能模拟壁面分离流, 不能很好地反映裂纹几何形状对流场特性的影响, 对非狭长裂纹内对流燃烧流场进行模拟也不合适。因此, 本文以二维可压粘流 N-S 方程模拟裂纹腔内的对流燃烧流场特性, 尽可能地考虑各种因素对流场的影响, 以期较好地模拟燃烧断裂烧蚀流场。

^① 收稿日期: 1998-01-08, 修回日期: 1998-05-22, 本课题系国家教委优秀青年教师基金资助项目

2 固体推进剂燃烧断裂边界流场二维模型

假设固体推进剂裂纹对流燃烧流场满足以下要求：(1) 裂纹体不变形，不扩展；(2) 气相反应为准静态的；(3) 火焰离开燃烧表面的距离远小于裂纹张度；(4) 燃气流动遵从理想状态方程；(5) 药柱的传热是各向同性的。

2.1 控制方程（忽略彻体力）

二维可压粘流 N-S 方程，其向量场形式为^[4]

$$\text{质量连续方程: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (1)$$

$$\text{动量守恒方程: } \frac{\partial (\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (2)$$

$$\text{能量守恒方程: } \frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} h) = \frac{Dp}{Dt} - \nabla \cdot \mathbf{q} + \Phi \quad (3)$$

$$\text{固相传热方程}^{[5]}: \frac{\partial T_p}{\partial t} = \alpha_p \frac{\partial^2 T_p}{\partial y^2} \quad (4), \quad \text{气固界面方程: } \frac{\partial T_s}{\partial y} = -\frac{h_c}{\lambda_p}(T - T_s) \quad (5)$$

$$\text{点火准则: } T_s \geq T_{ig} \quad (6), \quad \text{燃烧速度}^{[5]}: r_b = a \left(\frac{p}{p_m} \right)^n + K_e h_c \exp \left(-\frac{\beta r_b \rho_p}{\rho v} \right) \quad (7)$$

其中 $\boldsymbol{\tau}$ 为粘性应力张量，包括分子应力和湍流应力； μ 是粘性系数分子粘性和湍流粘性之和； Φ 为单位容积的粘性耗散； $\mathbf{q}$ 为热流矢量； k 燃气导热系数，包括分子导热系数和湍流导热系数； Pr 和 Pr_t 分别为分子和湍流 Prandtl 数； ρ_p 为固体推进剂密度 (kg/m^3)； α 为燃速系数； p_m 为 0.1MPa； n 为燃速压力指数； h 为单位质量燃烧产物的焓； γ 为燃烧产物比热比； R 为气体常数 ($\text{N} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$)； T_s 为裂纹表面温度 K； h_c 为对流传热系数； λ_p 为固体药柱导热系数 ($\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$)； α_p 为固体药柱热扩散系数 (m^2/s)； r_b 为侵蚀燃烧速度 (m/s)； β 为侵蚀燃烧指数； K_e 为侵蚀燃烧常数；($\text{m}^3\text{K}/\text{J}$)； T_{ig} 为固体推进剂点火临界温度 (K)。

2.2 控制方程的定解条件

初始条件为： $p(0, x, y) = p_i, T(0, x, y) = T_i, U(0, x, y) = U_i, T_p(0, x, y) = T_i$ 。

入口边界条件随时间根据热流状态而改变。燃烧室热流条件： $p_c(0) = p_i, \dot{p}_c$ 和 T_c 给定。气流亚音速流入裂纹时， $p(t, 0, y) = p_c(t), T(t, 0, y) = T_c(t)$ 。气流亚音速流出裂纹时， $p(t, 0, y) = p_c(t)$ 。气流超音速流出裂纹时，只能由特征线求解数值边界条件。

壁面流动取为不滑移不穿透，即 $U=0$ 。固相热边界 $\partial T_s / \partial y = -(h_c / \lambda_p)(T - T_s)$ ，认为固体药柱在远离裂纹区的温度保持恒温 $T_p(t, x, y) = T_i$ 。

壁面燃烧条件为 $\rho v = r_b \rho_p$ 。平行于燃面的燃气速度仍然视为零。对于几何形状对称的裂纹，可以视流场关于 x 轴对称，这样可以节省大量的机时。显然，在 x 轴上存在关系：

$$\partial p / \partial y = \partial T / \partial y = \partial u / \partial y = v = 0$$

上面给出的均是物理边界条件，还不能满足二维可压粘流 N-S 方程定解的要求。其余的边界条件需由特征线求解以补充完整，并使得 N-S 方程的求解是适定的。

2.3 粘性系数的估算

层流粘性系数的估算，可以采用 Sutherland 公式^[4]，湍流粘性系数的估算比较困难。由于湍流本身的复杂性，许多湍流模型应用都有一定的限制。模型选择合适与否，直接影响着流场分离区及壁面压强大小的分布。裂纹对流燃烧中，湍流属于壁面湍流，选用代数湍流模型（即零方程模型）来估算湍流粘性系数即可。另外，烧蚀壁面存在喷射的干扰，其流场计

算比较复杂,很难确定边界层的厚度。鉴于此,Baldwin-Lomax 提出的两层代数湍流模型^[6]是合适的,它不需求解边界层厚度,只需确定流场在每点上的涡度,并以此作为湍流脉动大小的特征即可,因此被广泛地应用到亚音速和超音速壁面湍流计算之中。

3 数值模拟结果分析

固体推进剂性能参数见文献 [5]。在推进剂方坯中预制单端开口的狭长(裂纹长度和裂纹截面的等效水力直径比仍取 140 左右)规范裂纹。裂纹内的初始状态取为: $T_i=295\text{K}$, $p_i=0.1\text{MPa}$, $U_i=0$ 。燃烧室内的高温点火燃气 T_c 在燃烧室增压的驱动下形成气流,从裂纹的开口端注入裂纹,向裂纹顶端推进,并将裂纹表面烤热点火。在此过程中流场的基本性态如图 1~5 所示。中,纹长度 $l=0.195\text{m}$,裂纹张度 $\delta=0.89\text{mm}$,燃烧室增压取为 $\dot{p}_c=1.5\times 10^4\text{MPa/s}$ 。图中 $y=0$ 处为对称轴, $y=1$ 处为裂纹上表面, $x=0$ 处为裂纹开口端, $x=1$ 处为裂纹顶端。

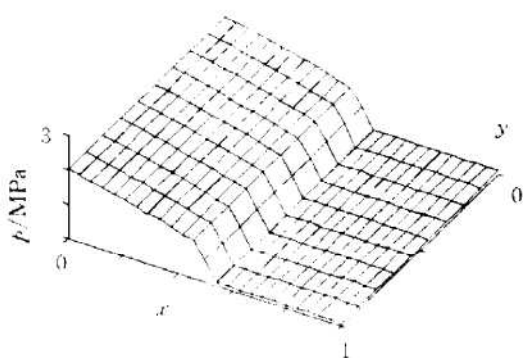


Fig. 1 Pressure distribution in the crack at time t

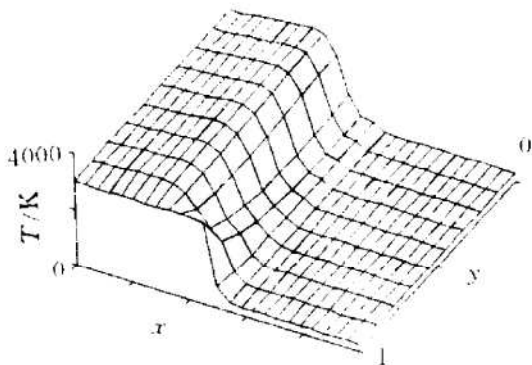


Fig. 2 Temperature distribution in the crack at time t

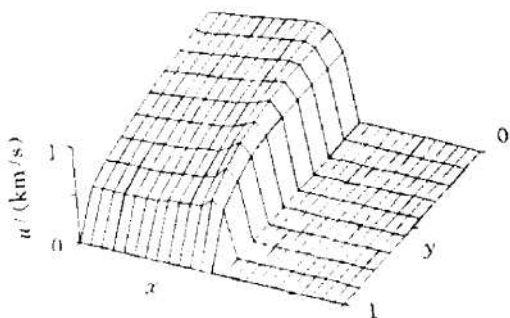


Fig. 3 Velocity u distribution in the crack at time t

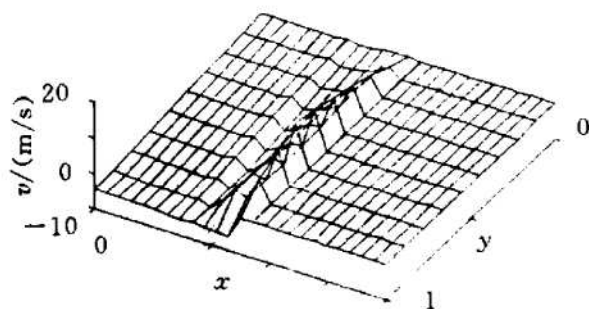


Fig. 4 Velocity v distribution in the crack at time t

从图中看出,狭长裂纹中对流燃烧流场的二维和一维模拟结果基本一致。压力、温度和主流速度均以波阵的形式向裂纹顶端推进。压力和温度的分布在 y 方向基本上没有大的变化。在 x 方向上的速度 u 在裂纹腔中的分布,在 y 方向上有较大变化,这主要是由二维粘流在壁面上的无滑移条件决定的,它使得速度 u 在壁面上必须为零。在 y 方向的速度 v 在裂纹腔中的分布有一特殊情况。在裂纹表面上,由于燃烧作用,燃气垂直于燃烧表面喷射,因此在裂纹上表面燃烧区速度 v 为负值。在非燃烧区,由无穿透的壁面条件决定在壁面上速度 v 为零。因此在裂纹表面燃烧区与非燃烧区交界处速度 v 值存在着突变,而正是由于这个突变使得速度 v 的分布在该点附近在 x 方向上存在较大的波动(在对称轴上速度 v 为零)。尽管如此,速度 v 的存在对裂纹腔中大部分区域的流场特性的影响并不大,因为速度 u 的幅值远远大于速

度 v 的幅值, 速度 v 对总的速度矢量的贡献不大, 如图 5 所示速度矢量基本上是一直沿着 x 方向。

速度 v 的贡献表现在裂纹顶端区域。当气流推进到裂纹顶端, 气流受阻, x 方向速度 u 降下来以后在数值上便与速度 v 相当了, 此时速度矢量将偏离 x 方向形成壁面分离流。分离流对流场的影响可以从图 6 看出来。图 6 表示火焰传播曲线一维和二维模拟结果的比较。可以看出: 在裂纹顶端火焰传播速度的一维模拟的结果是火焰在裂纹顶端的传播速度迅速下降, 二维模拟结果是火焰传播减速相对平缓。这一点与 Kumar M 和 Kuo K K 在 1981 年所作的一维模拟结果与实验结果^[5]相比较的情况相同, 这是因为一维 N-S 方程不能描述分离流。可见, 对裂纹顶端流场特性的模拟用二维 N-S 方程是必须的。

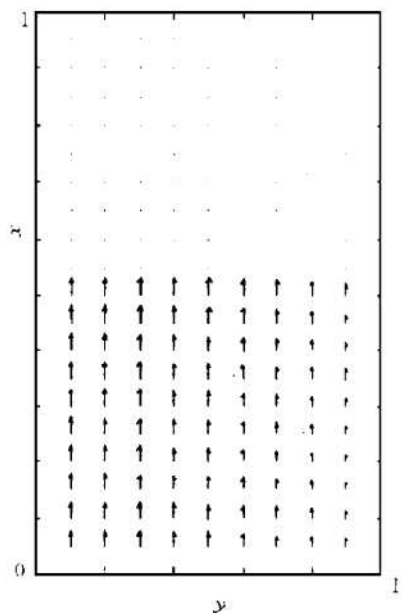


Fig. 5 Distribution of velocity vector
in the crack at time t

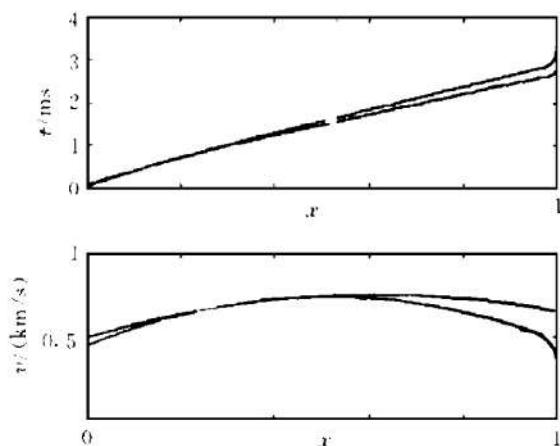


Fig. 6 Flame propagation curves of 1-D
and 2-D N-S equations

The faster one is the result of
2-D N-S equations

$l=0.195\text{m}$, $\delta=0.00089\text{m}$,

$T_c=3000\text{K}$, $p_c=2.1\times 10^4\text{MPa}$

除以上差别外, 裂纹顶端压力突升和超前点火、火焰加速传播以及火焰传播曲线随裂纹的长度、张度和燃烧室增压的变化等, 二维模拟结果和一维结果相同, 仅数值上稍有差别。其原因除数值模拟本身的影响外, 还有一些人为因素。

参 考 文 献

- 1 韩小云, 周建平. 含能材料燃烧断裂. 湖南大学学报, 1997, 24 (5)
- 2 韩小云, 周建平. 固体推进剂裂纹对流燃烧和扩展的研究分析. 推进技术, 1997, 18 (6)
- 3 韩小云, 周建平. 固体药柱燃烧断裂边界一维流场特性. 推进技术, 1998, 19 (5)
- 4 方丁酉. 两相流动力学. 长沙: 国防科技大学出版社, 1989.
- 5 Kumar M, Kuo K K. Ignition of solid propellant crack tip under rapid pressurization. AIAA Journal, 1980, 18 (7)
- 6 Baldwin B S, Lomax H. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows, AIAA 78-257