

钝头体激波诱导振荡燃烧现象的数值模拟¹⁾

刘世杰²⁾ 孙明波 林志勇 刘卫东

(国防科学技术大学航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘要 采用一种改进的化学非平衡流解耦方法对轴对称 Euler 反应流方程解耦处理, 对流项采用五阶 WENO 格式离散, 化学反应源项的刚性采用简化的隐式方法处理, 时间步进采用二阶精度的 Runge-Kutta 方法, 对 H_2/Air 预混气在来流 $Ma = 4.48$ 和 $Ma = 4.79$ 时的激波诱导振荡燃烧现象进行了数值研究. 对比分析了网格尺度的影响, 发现计算结果对法向网格尺度比较敏感, 流向网格密度的变化对结果影响不大; $Ma = 4.48$ 时, 采用敏感性分析方法对各反应模型进行了对比分析, J 和 B-W 模型在实验所处的温度和压力范围内能够比较准确的预测诱导时间, 所得的振荡频率与实验结果相符, 所揭示的振荡机理与 McVey 和 Toong 振荡机理吻合, 而 JM 模型预测的诱导时间偏长, 其振荡频率低于实验观测值; $Ma = 4.79$ 时, J 模型所得的振荡频率与实验值吻合, 而 B-W 模型释热时间短, 且对流场波动比较敏感, 流场扰动引起了瞬时局部爆震现象, 破坏了振荡的规律性; 五阶 WENO 空间离散格式的应用使计算结果精度较好.

关键词 振荡燃烧, 非平衡流解耦方法, 化学反应机理, 诱导时间, 敏感性分析

中图分类号: O354.5 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2010)04-0597-10

引 言

近几十年来, 高超声速推进技术成为研究热点. 其有两种实现方式, 一种是超燃冲压发动机, 另一种是斜爆震发动机. 前者通过进气道将高超声速来流减速增压, 最后在超声速来流中组织燃烧; 后者则通过斜激波诱导爆震燃烧来释放能量. 两种方法都涉及到了激波诱导燃烧的问题.

20 世纪六七十年代, Ruegg 等^[1]、Behrens 等^[2]、Lehr^[3]、McVey 和 Toong^[4] 等进行了一系列弹道靶实验. 所谓弹道靶实验就是发射高速弹丸进入预混气, 弹丸的前体激波将诱导预混气发生燃烧. 实验发现当弹丸飞行速度足够快时, 激波诱导的燃烧流场是稳定的; 逐渐减小弹丸的飞行速度, 流场将变得不稳定, 出现振荡燃烧现象. Lehr^[3] 拍摄了大量清晰的阴影照片, 并测量了不稳定燃烧流场的振荡频率, 这些实验数据为检验数值算法和物理模型提供了宝贵的依据. McVey 和 Toong^[4] 对不稳定燃烧的振荡机理进行了详细分析, 指出振荡频率与化学反应诱导时间有很大关系. 随后 Wilson 等^[5]、Matsuo 等^[6]、Sussman^[7-8]、Choi^[9] 等对此进行了数值研究, 分析了网格尺度、弹丸直径、不稳定

燃烧向稳定燃烧的转变机理、化学反应模型等因素的影响. 所得到的振荡频率与实验结果相符, 所揭示的不稳定振荡过程与 McVey 和 Toong 提出的振荡机理相吻合.

目前非平衡流数值模拟的难度在于方程的刚性, 特别是在流场中化学反应剧烈的区域, 刚性问题更是严重. 上述的大部分数值研究工作都是把化学反应和流动方程耦合处理, 虽然得到了较好的仿真结果, 但计算量较大, 且当增减组分时, 需要重新求解化学反应源项对独立变量的系数矩阵, 不方便操作. 近年来刘君等^[10-11] 提出了一种将化学反应和流动控制方程解耦处理的方法, 计算结果表明该方法可以有效地解决刚性问题, 而且与耦合处理算法相比具有公式推导简便, 占用内存少, 计算效率高等优点, 对于多组分和多反应的情况效果更明显. 基于该解耦方法的上述特点, 周松柏^[12] 发展了层流、湍流、化学非平衡流统一算法, 建立了数值模拟软件, 用激波诱导燃烧算例进行了化学非平衡流模块的数值验证. 刘瑜^[13] 对该现象开展了较全面的研究, 分别用此解耦方法编制了结构网格和非结构网格程序, 对比分析了不同化学反应机理和化学反

2010-02-04 收到第 1 稿, 2010-04-28 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (90816016).

2) E-mail: lsjnudt@gmail.com

应源项处理方法对计算结果的影响. 上述计算的空间离散都采用二阶格式, 精度有限. 孙明波等^[14]将五阶精度的 WENO 格式和该解耦方法相结合, 对钝头体激波诱导燃烧现象进行了数值模拟, 其中对定常燃烧工况得到了较好的结果, 但对振荡燃烧工况的研究还不够. 本文在孙明波工作的基础上, 采用不同的基元化学反应模型, 对 H_2/Air 预混气激波诱导振荡燃烧工况进行了数值研究, 还进一步探讨了不同反应机理对结果影响的内在机制.

1 数值方法介绍

1.1 控制方程

激波诱导振荡燃烧现象主要是激波、燃烧波相互作用的结果, 黏性项的作用可以忽略, 因此控制方程采用了二维轴对称 Euler 反应流控制方程

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \mathbf{Q}_f = \mathbf{Q}_c \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho e_t, \rho_1, \dots, \rho_{NS-1})^T \quad (2)$$

$$\mathbf{Q}_c = (0, 0, 0, 0, \sigma_1, \dots, \sigma_{NS-1})^T \quad (3)$$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho e_t + p)u \\ \rho_1 u \\ \vdots \\ \rho_{NS-1} u \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (\rho e_t + p)v \\ \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_{NS-1} v \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\mathbf{Q}_f = \frac{1}{y} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (\rho e_t + p)v \\ \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_{NS-1} v \end{pmatrix}$$

其中, $\mathbf{Q}_f$ 为轴对称源项, $\mathbf{Q}_c$ 为化学反应源项. 第 NS 个组元的密度, 可由质量守恒定律得到.

假定每一组元都是热完全气体, 则其定压比热仅是温度的函数

$$C_{pi} = C_{pi}(T), \quad i = 1, 2, \dots, NS \quad (5)$$

焓值可以表示为

$$h_i(T) = h_{i,\text{ref}}^0 + \int_{T_{\text{ref}}}^T C_{pi}(s) ds = \int_0^T C_{pi}(s) ds + h_{i,\text{ref}}^0 - \int_0^{T_{\text{ref}}} C_{pi}(s) ds \quad (6)$$

式 (6) 中后两项与温度无关, 合称为非标准生成热, 记为 h_i^0 . 第 1 项与温度相关, 可通过式 (5) 积分得到, 记为 h_i^T .

控制方程中总能量的表达式为

$$e_t = \sum_{i=1}^{NS} Y_i (h_i^0 + h_i^T) - \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \quad (7)$$

其中, Y_i 为各组分的质量分数.

根据文献 [10] 的思想, 将式 (7) 中与温度无关的非标准生成焓去掉后得到中间能量变量并引入等效比热比

$$e' = \sum_{i=1}^{NS} Y_i h_i^T - \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \quad (8)$$

$$\gamma = \frac{\sum_{i=1}^n \rho_i h_i^T}{\sum_{i=1}^n \rho_i h_i^T - p} \quad (9)$$

则中间能量变量又可以表示为

$$e' = \frac{p/\rho}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \quad (10)$$

在引入中间能量变量 e' 和等效比热比 γ 后, 式 (10) 在形式上与量热完全气体的内能表达式一致. 受这一启发, 将守恒变量中的总内能用中间能量变量代替. 变换后的 Euler 反应流方程组在能量方程中出现了源项, 这个源项是由化学反应引起的, 因此把它归入到化学反应源项中. 除反应源项外, 其他项在形式上与原方程组完全相同.

变换后的守恒变量及反应源项为

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho e', \rho_1, \dots, \rho_{NS-1})^T \quad (11)$$

$$\mathbf{Q}_c = \left(0, 0, 0, -\sum_{i=1}^{NS} \sigma_i h_i^0, \sigma_1, \dots, \sigma_{NS-1}\right)^T \quad (12)$$

1.2 解耦方法及化学反应机理

包含非平衡化学反应的反应流由于流体动力学和化学反应强烈耦合, 具有严重的刚性, 本文通过 Strang 分裂的方法求解. 把反应流方程组分为流动和化学反应两部分

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \mathbf{Q}_f = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = \mathbf{Q}_c \quad (14)$$

在一个固定的时间步长 Δt 内首先求解流动方程 (13), 用算子以 L_f 表示. 然后将时间步长 m 等分, 在每个子时间步长 $\Delta t/m$ 上求解化学反应的常微分方程 (14), 用算子 L_r 表示, 以此推进求解. 这样整个时间步长下的求解过程为

$$\mathbf{U}^{n+1} = m L_r \left(\frac{\Delta t}{m} \right) L_f(\Delta t) \mathbf{U}^n \quad (15)$$

本文采用梯形公式求解化学反应方程组. k 组分方程为

$$d\rho_k/dt = \sigma_k \quad (16)$$

σ_k 项可以整理成 $\sigma_k = -a_k \rho_k + b_k$, 从而可以采用隐式二阶离散, 表达式如下

$$\rho_k^{n+1} = [\rho_k^n (1 - a_k \Delta t/2) + b_k \Delta t] / (1 + a_k \Delta t/2) \quad (17)$$

系数 a_k, b_k 在计算时做冻结处理. 梯形公式形式简单, 计算效率高, 对于线性问题具有二阶精度.

Lehr 的实验条件为: 使用 H_2/Air 预混气, 其中各组元摩尔浓度之比为 $[\text{H}_2]:[\text{O}_2]:[\text{N}_2]=2:1:3.76$, 预混气初始温度为 293 K, 压力为 42 665 Pa. 发射的弹丸是球-柱组合体, 头部直径 15 mm. 在弹丸飞行速度为 1 804 m/s ($Ma = 4.48$) 和 1 931 m/s ($Ma = 4.79$) 时,

实验得到的不稳定燃烧的振荡频率分别是 425 kHz 和 712 kHz. 当考虑 H_2/Air 反应时, N_2 的氧化反应对燃烧过程影响很小, 因此认为 N_2 不参与反应. 本文共采用了 3 种 H_2/O_2 燃烧的化学反应机理, 分别是: 由 Balakrishnan 和 Williams^[15] 提出的 8 组分 21 反应机理 ($\text{H}, \text{H}_2, \text{O}, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{OH}, \text{H}_2\text{O}_2, \text{HO}_2$)、由 Jachimowski 提出^[9,13] 的 8 组分 19 反应机理 ($\text{H}, \text{H}_2, \text{O}, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{OH}, \text{H}_2\text{O}_2, \text{HO}_2$) 和修正的 Jachimowski 反应机理. 3 个反应模型的反应通道比较一致, 便于对比分析, 为书写方便, 下文分别用 B-W, J 和 JM 标记这 3 个反应模型. 反应模型只给出了前向反应速率系数, 逆反应速率根据反应平衡常数得到.

2 McVey 和 Toong 振荡机理

McVey 和 Toong^[4] 提出了一种振荡机理来解释不稳定流场中的规则振荡燃烧现象. 如图 1 所示, 其中 S 为前导激波, P 为压缩波, CD 为接触间断, R 为稀疏波, EF 为燃烧锋面, 深色区域代表燃烧产物. 预混气穿过前导激波, 经过一段诱导时间后才开始燃烧放热, 所经过的这段距离叫做诱导区, 由诱导时间决定. McVey 和 Toong 假定燃烧释热时间远小于诱导时间, 因此燃烧放热只发生在很薄的区域内.

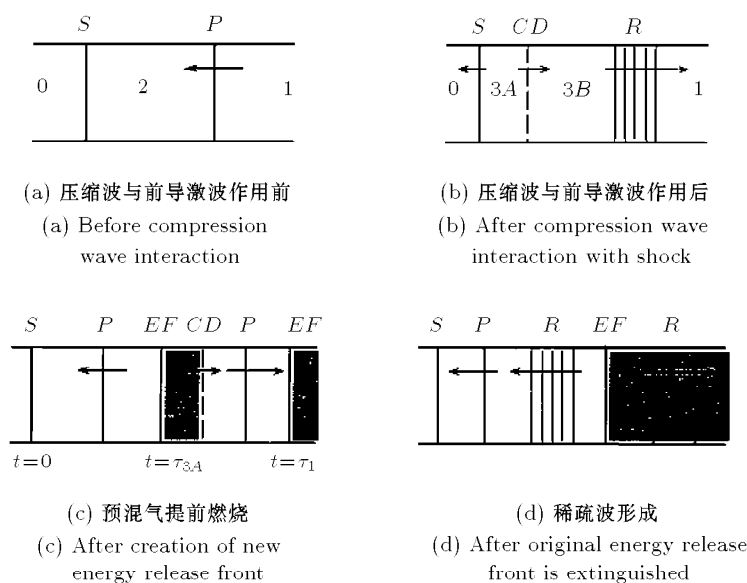


图 1 振荡机理示意图

Fig.1 Schematic diagram illustrating wave interactions

某一时刻燃烧锋面上的小扰动产生一道压缩波(图 1(a) 所示), 这道压缩波赶上前导激波后, 使激波强度增强, 并形成一道弱反射声波和一道接触间断(图 1(b) 所示). 压缩波使前导激波增强, 波后温度增加, 因此与 3B 相比 3A 处的诱导时间减少, 将在更靠近前导激波的位置提前发生燃烧(图 1(c) 所示). 新的燃烧阵面的形成伴随着能量释放速率的增加. 能量释放速率的暂时增加, 又产生了向上游和下游传播的压缩波. 向上游传播的压缩波赶上激波时, 下一个振荡周期便开始了. 另一方面, 当接触间断抵达原来燃烧阵面的位置时, 由于那里已没有了可燃气体, 不会发生燃烧, 因此这里的能量释放速率减少(图 1(d) 所示). 能量释放速率的暂时减少会产生向上游和下游传播的稀疏波. 当向上游传播的稀疏波赶上激波时, 与激波相互作用, 削弱了激波强度, 使前导激波的位置和强度都恢复到原来的水平. 根据这个振荡机理, 一个振荡周期所经历的时间就是起源于能量释放阵面的压缩波赶上激波所需的时间再加上反应诱导时间. 图 2 是用驻点流线上的状态随时间变化表示的这种振荡机理示意图.

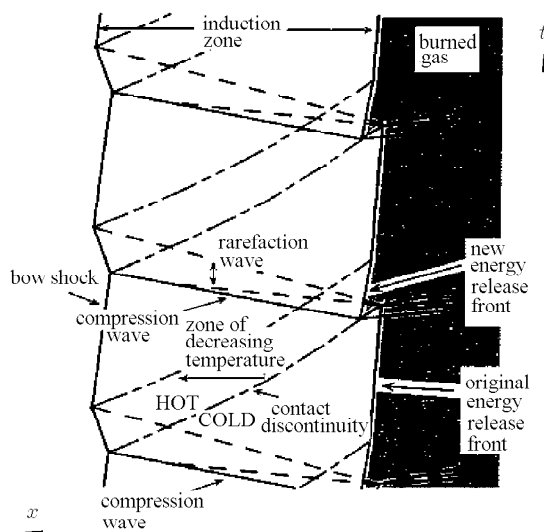


图 2 $x-t$ 形式的振荡示意图

Fig.2 $x-t$ diagram of wave interaction model proposed by McVey and Toong

3 $Ma = 4.48$ 时振荡燃烧的数值模拟

3.1 网格的影响

Wilson 等^[5]的研究结果表明, 网格尺度对计算结果有一定的影响, 因此首先对网格尺度的影响进行分析. 计算区域如图 3 所示, 取球头前方 2.5 mm, 上方 10 mm. 本文采用了 5 套网格来对比分析, 按

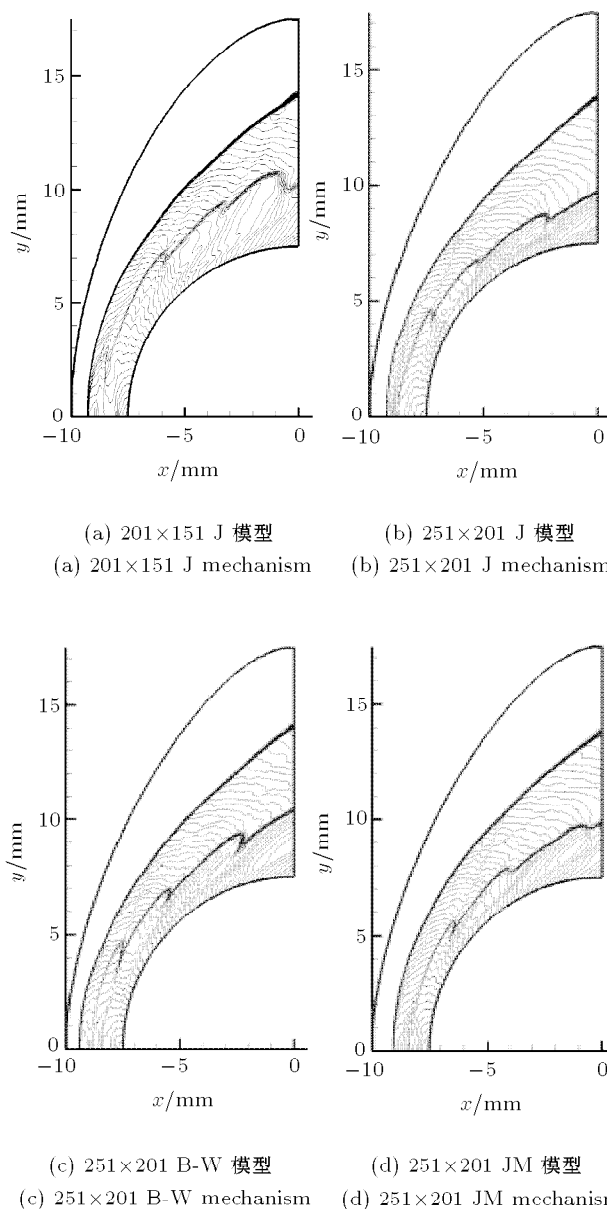


图 3 $Ma = 4.48$ 时不同状况下马赫数分布云图

Fig.3 Mach number contours at $Ma = 4.48$ under different conditions

“法向 $\times$ 流向”的网格节点数来标记, 其中法向为球头的半径方向.

采用 J 模型不同网格下的计算结果如表 1 所示, 振荡频率通过轴线驻点压力随时间的变化过程经傅里叶变换得到, 计算时至少取 10 个以上的振荡周期. 通过对比可知, 法向的网格尺度对计算结果影响较大, 随着法向网格结点的增多, 计算结果更趋近实验值, 而计算精度对流向网格密度不太敏感. 来流速度为 1804 m/s 时, 由热完全气体的 Rankine-Hugoniot 关系式得到的前导激波后的状态为^[7]: 压

表 1 不同网格下采用 Jachimowski 模型的振荡频率

Table 1 Oscillating frequencies at different grids using Jachimowski reaction mechanism

Grid	Frequency/kHz
201×151	422.3
201×201	423.4
201×301	422.5
251×201	424.7
301×201	425.3

力 1.003 MPa, 温度 1338 K, 速度 350.5 m/s, 采用绝热等体积模型估算的放热距离约为 0.14 mm. 当法向布置 201 个网格结点时, 放热区内约有 11 个网格结点, 当法向布置 251 个结点时, 放热区内约有 14 个结点, 都达到了一定的计算精度, 因此 5 套网格下的计算结果都与实验结果相符.

图 3(a) 和图 3(b) 是采用 J 模型在不同网格下的流场马赫数分布云图, 前导激波、诱导区和燃烧锋面清晰可见, 流场分布定性一致. 当网格尺度较小时, 所得的诱导激波更光滑, 燃烧锋面更清晰, 计算结果较优. 301×201 网格与 251×201 网格的计算结果差别不大, 这说明 251×201 网格已足够精细, 此时的计算结果已与网格精度无关, 其他计算都采用这套网格.

3.2 化学反应机理的影响

采用绝热等体积模型, $Ma = 4.48$ 来流条件下 3 种化学反应模型所得的诱导时间、释热时间, 以及模拟所得的驻点压力振荡频率如表 2 所示. 图 4 为各模型诱导时间对反应敏感性的分析结果. 图中给出了敏感性较大的 7 个反应, 其他一些对诱导时间影响很小的反应没有列出. 图中纵坐标为反应, 横坐标表示诱导时间对反应的相对敏感性系数, 数值越大表示该反应对诱导时间的影响越大, 正值表示此反应增加诱导时间, 负值相反. 通过对比可知, 3 个模型的关键反应比较一致, 其中前两个反应对诱导时间影响较大, 敏感性系数有所差别, 而后 5 个

表 2 $Ma = 4.48$ 时不同模型所得的特征时间和振荡频率Table 2 Characteristic time and oscillating frequency of different mechanism at $Ma = 4.48$

Mechanism	Induction time/s	Release time/s	Frequency/kHz
J	2.01×10^{-6}	4.07×10^{-7}	424.7
B-W	2.24×10^{-6}	3.12×10^{-7}	425.8
JM	2.61×10^{-6}	4.46×10^{-7}	400.9

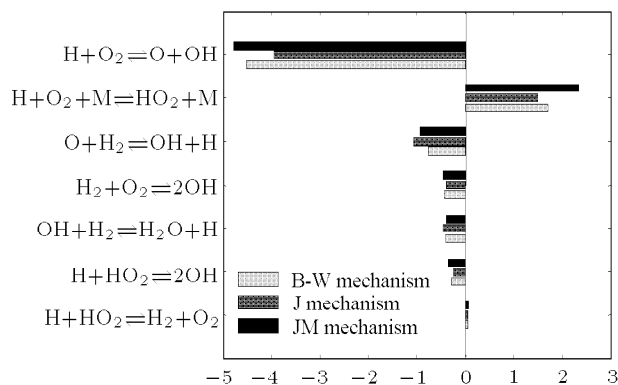


图 4 各模型诱导时间对反应的敏感性分析

Fig.4 Sensitive analysis of different mechanism

反应差别不大. 总体来说 B-W 模型和 J 模型的诱导时间对反应的敏感性比较一致, 重点对 J 模型和 JM 模型之间的差别进行分析.

前两个反应为竞争反应, 并且对诱导时间的影响最大. 反应 $H+O_2=O+OH$ 是支链反应, 直接决定着化学反应的进行, 导致热量快速释放, 缩短诱导区长度, 因此对应的敏感性系数为负值. JM 模型仅对 J 模型中此反应的反应速率进行了修正: J 模型, $2.6 \times 10^{14} \times \exp(-8459.64/RT)$; JM 模型, $1.2 \times 10^{17} \times T^{-0.91} \times \exp(-8315.12/RT)$, 其他的反应速率都完全相同. JM 模型中该反应的温度指数为负值, 因此当初始温度较高时, 该反应的速率较低且对温度的敏感性较 J 模型的小, 而此反应在 JM 反应模型中对诱导时间的影响却更大, 所以在初始温度较高时, 此反应在 JM 模型中对缩短诱导时间的影响较 J 模型的小, 另外此反应又影响着能量释放过程, 因此 JM 模型的放热时间更长. $H+O_2+M=HO_2+M$ 为链终止反应, 活性 H 原子通过该反应生成相对稳定的 HO_2 , 导致反应减慢或终止, 因此对应的敏感性系数为正值. 该反应在 JM 模型中敏感性系数更大, 而在 J 模型和 JM 模型中的反应速率相同, 因此 JM 模型中该反应对延长诱导时间的影响更大. 综合以上分析, 与 J 模型相比, JM 模型的诱导时间偏大. 由表 2 可知, JM 模型的诱导时间最大, J 模型和 B-W 模型的诱导时间比较接近, B-W 模型的燃烧放热时间最短, JM 模型的放热时间最长.

通过图 3 和图 5 对比分析可知, J 模型和 B-W 模型所得的计算结果非常类似, 预测的振荡频率与实验值都很吻合, 这说明这两个模型在此温度和压力范围内能够比较准确地预测诱导时间. 驻点流线上的密度随时间变化过程如图 6 所示, 前导激波与

燃烧锋面之间的相互作用过程清晰可见, 与 McVey 和 Toong 提出的振荡机理相符, 并且采用两种模型得到的激波和燃烧锋面的空间位置也非常接近. 而 JM 模型所预测的特征时间偏大, 因此对应的振荡频

率偏低. Matsuo 等^[6]的研究结果表明, 能量释放速率越快, 不稳定燃烧的振幅越大. B-W 模型的释热时间最短, 能量释放速率最大, 从图 6 可知其燃烧锋面的褶皱情况较 J 模型的厉害.

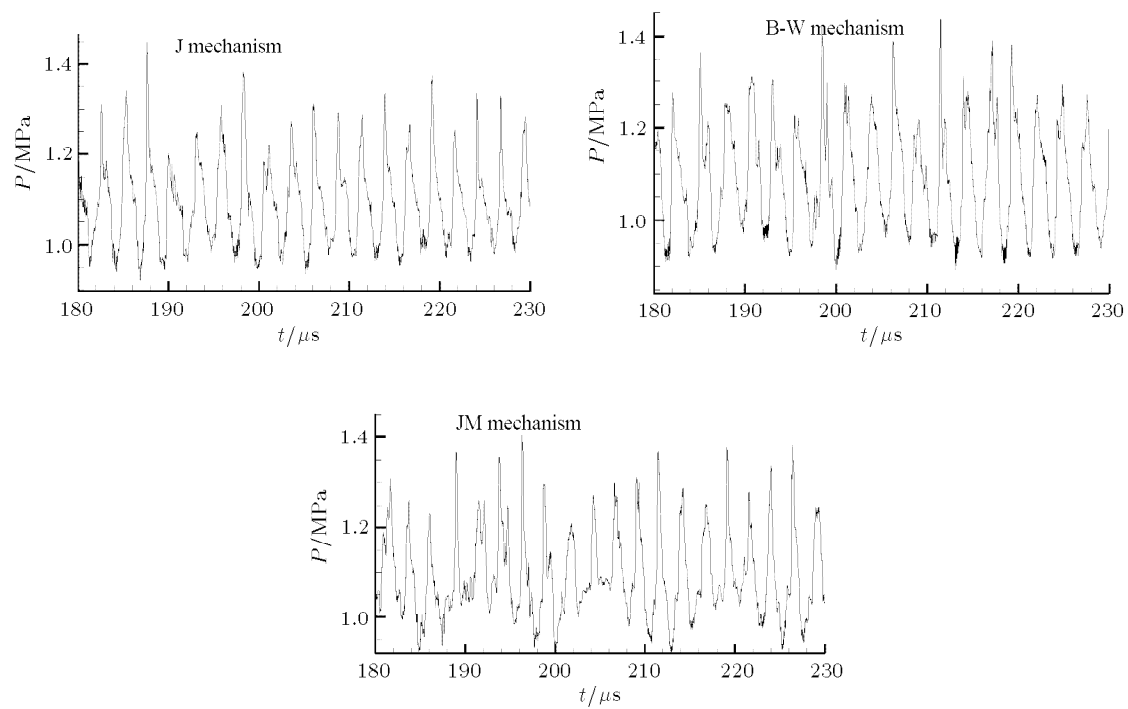


图 5 $Ma = 4.48$ 时不同反应模型的轴线驻点压力振荡过程

Fig.5 Stagnation point pressure history of different reaction mechanisms at $Ma = 4.48$

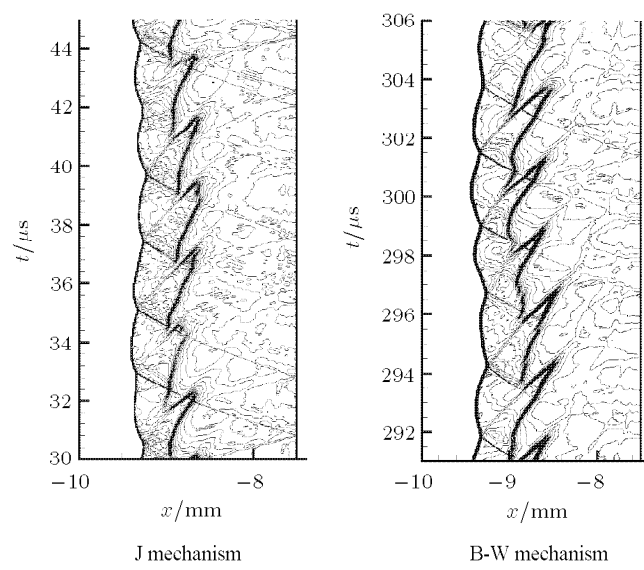


图 6 $Ma = 4.48$ 时驻点流线上密度随时间的变化过程

Fig.6 Density-time distribution along stagnation streamline by different mechanisms at $Ma = 4.48$

4 $Ma = 4.79$ 时振荡燃烧的数值模拟

来流为 $Ma = 4.79$ 时, 由热完全气体的 Rankine-Hugoniot 关系式得到的前导激波后的状态为 [7]: 压力 1.153 MPa, 温度 1482 K, J 模型和 B-W 模型所得的特征时间和振荡频率如表 3 所示. 采用 J 模型得到的振荡频率为 714.5 kHz, 与实验结果 712 kHz 非常吻合. 其马赫数云图和驻点流线上密度随时间的变化过程如图 7 所示, 很好地印证了 McVey 和 Toong 所提出的振荡机理. 与 $Ma = 4.48$ 时相比, 前导激波稍有前移, 诱导区变短, 燃烧锋面和诱导激波间距更小, 因此不稳定燃烧的振荡频率更高. 虽然在该工况下, B-W 模型的诱导时间和 J 模型的类似, 但最终没能得到规律的驻点压力振荡过程, 无法统

表 3 $Ma = 4.79$ 不同模型所得的特征时间和振荡频率

Table 3 Characteristic time and oscillating frequency of different mechanism at $Ma = 4.79$

Mechanism	Induction time/s	Release time/s	Frequency/kHz
J	9.57×10^{-7}	3.41×10^{-7}	714.5
B-W	9.87×10^{-7}	2.55×10^{-7}	—

计其频率.

以 $Ma = 4.79$ 时前导激波后的压力 1.153 MPa 为初始压力, 统计了温度在 1400 K~1550 K 之间变化时, B-W 模型和 J 模型的诱导时间和放热时间的变化过程, 如图 8 所示. 由图可知, 随着温度的上升, 诱导时间逐渐降低, B-W 模型的下降幅度较 J

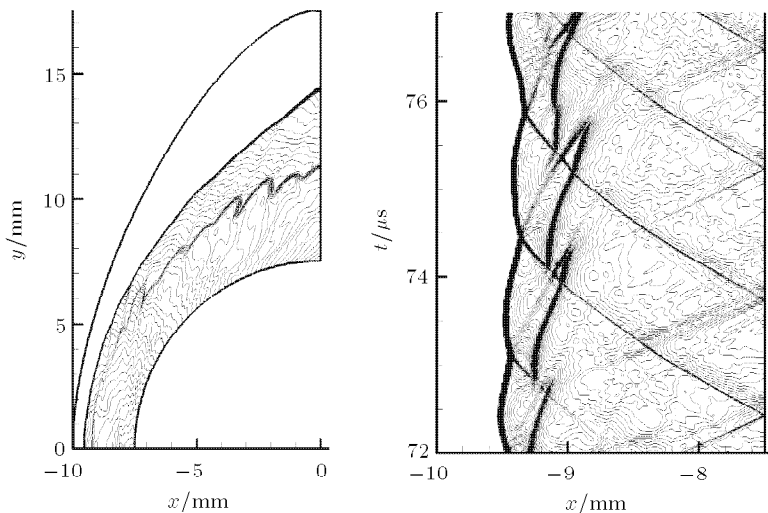


图 7 $Ma = 4.79$ 时 J 模型的马赫数分布云图和驻点流线上密度随时间变化过程

Fig.7 Mach number contours and density-time distribution by J mechanism at $Ma = 4.79$

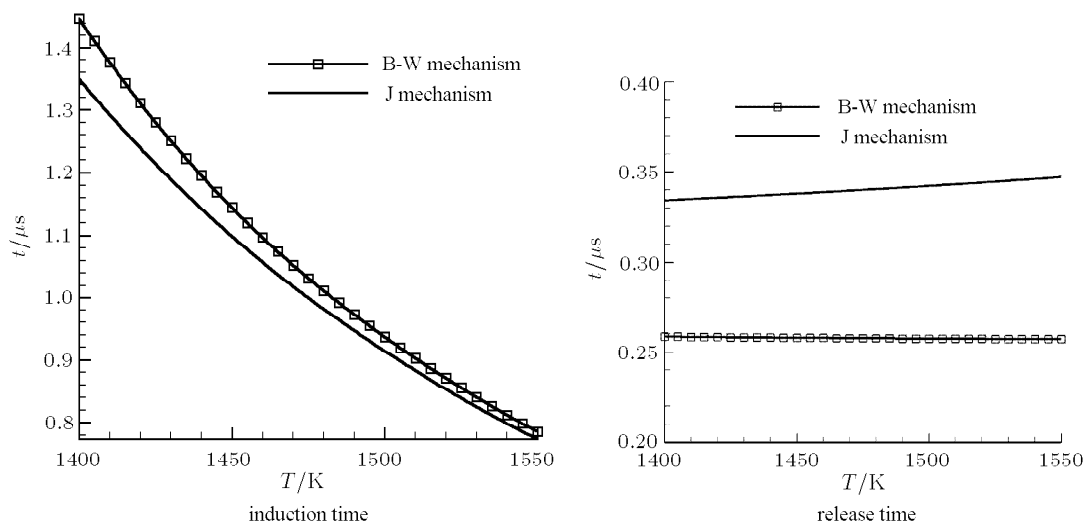


图 8 $Ma = 4.79$ 时不同模型的特征时间随温度变化过程

Fig.8 Characteristic time-temperature distribution by different reaction mechanisms at $Ma = 4.79$

模型的明显;放热时间受初温变化的影响不大, J 模型的放热时间随温度增大略有上升, 而 B-W 模型的放热时间几乎没有变化. 由此可知, 在 $Ma = 4.79$ 时, B-W 模型对于温度的波动更加敏感.

给定的来流状态所对应的理论 C-J 速度为 1962.9 m/s , $Ma = 4.79$ 时的来流速度为 1931 m/s , 非常接近爆震速度. 由于在该工况下, B-W 模型对于流场波动比较敏感, 因此采用 B-W 模型进行数值模拟时, 微小的流场波动有可能引起流场结构较大的变化, 如图 9 所示. 由于 B-W 模型预测的诱导时间与 J 模型接近, 开始时其驻点压力振荡比较规律, 流场特征与 J 模型的也比较接近, 如图 9(a) 所示. 但 B-W 模型的放热时间更短, 能量释放速率更

快, 燃烧振荡的幅度较大. 而此时诱导区较短, 前导激波与燃烧波之间距离较小, 并且 B-W 模型对于流场波动比较敏感, 微小的流场波动有可能使得燃烧锋面前传与前导激波相结合, 形成小范围的瞬时爆震, 如图 9(b) 所示. 爆震波后的压力、温度更高, 将迅速向四周传播, 从图 9(c) 和图 9(d) 可见其传播过程. 由于来流速度低于 C-J 值, 波震波不能够自持, 在传播过程中逐渐衰弱. 至图 9(d) 时, 爆震波已传播到距轴线较远处, 此时中心轴线处前导激波和燃烧锋面已明显分离, 得到了一定程度的恢复. 由于瞬时爆震波的干扰, 前导激波和燃烧锋面之间已不再满足 McVey 和 Toong 所提出的相互作用机理, 因此得不到规则的驻点压力振荡.

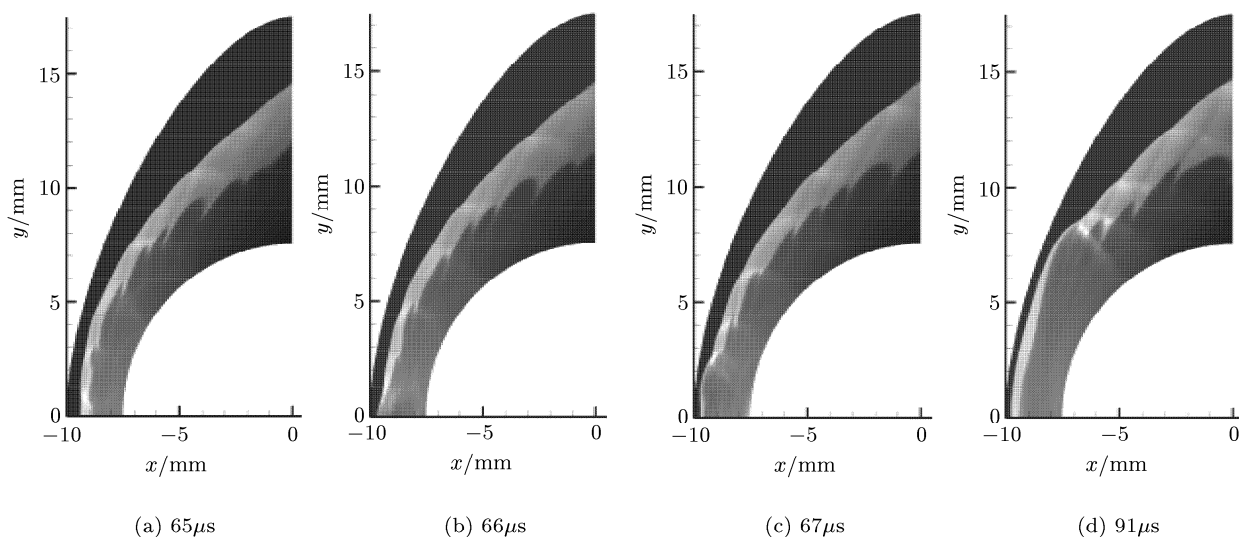


图 9 $Ma = 4.79$ 时 B-W 模型流场失真过程

Fig.9 Forming process of local detonation by B-W mechanism at $Ma = 4.79$

5 振荡频率的比较

不同研究者模拟得到的压力振荡频率如表 4 所示. 文献 [12-13] 和本文采用了相同的解耦方法, 计算结果与实验值都很接近, 进一步验证了此解耦方法的可行性. 本文采用的是五阶 WENO 空间离散格

式, 而文献 [12-13] 都采用的是二阶格式, 因此本文的模拟精度稍好.

6 结 论

通过以上分析, 本文得到的主要结论如下:

(1) 网格尺度的对比分析发现, 计算结果对法向的网格密度比较敏感, 流向网格密度的变化对结果影响不大;

(2) $Ma = 4.48$ 时, 采用敏感性分析方法对各反应模型进行了对比分析, J 模型和 B-W 模型在实验所处的温度和压力范围内能够比较准确地预测诱导时间, 所得振荡频率与实验结果相符, B-W 模型的放热时间短, 燃烧锋面的振荡幅度大; 而 JM 模型预测的诱导时间偏长, 振荡频率低于实验观测值;

表 4 振荡频率比较

Table 4 Different calculated frequency comparison

	(kHz)	
	$Ma = 4.48$	$Ma = 4.79$
experiment	425	712
Sussman ^[8]	420	711
Choi ^[9]	426	707
Zhou ^[12]	416	697
Liu ^[13]	421	707
present	424.7	714.5

(3) $Ma = 4.79$ 时, J 模型和 B-W 模型的诱导时间比较接近, J 模型所得的振荡频率与实验值吻合. B-W 模型释热时间短, 火焰锋面振荡幅度大, 且反应模型对流场波动比较敏感, 流场扰动引起了瞬时局部爆震现象, 破坏了流场振荡的规律性;

(4) 综合对比了不同数值方法的计算结果, 都与实验观测结果相吻合, 进一步证明了此解耦方法的可行性. 五阶 WENO 格式的应用, 使得本文的计算结果精度更高.

参 考 文 献

- 1 Ruegg FW, Dorsey WW. A missile technique for the study of detonation waves. *Journal of Research of the National Bureau of Standards-C. Engineering and Instrumentation*, 1962, 66C(1): 51-58
- 2 Behrens H, Struth W, Wecken F. Studies of hypervelocity firings into mixtures of hydrogen with air or with oxygen. In: Tenth Symposium on Combustion, the Combustion Institute, 1965. 245-250
- 3 Lehr HF. Experiments on shock-induced combustion. *Astronautica Acta*, 1972, 17: 589-597
- 4 McVey JB, Toong TY. Mechanism of instabilities of exothermic hypersonic blunt-body flows. *Combustion Science and Technology*, 1971, 3: 63-76
- 5 Wilson GJ, MacCormack RW. Modeling supersonic combustion using a fully implicit numerical method. *AIAA Journal*, 1992, 30(4): 1008-1015
- 6 Matsuo, Fujiwara T, Fujii K. Flow features of shock-induced combustion around projectiles travelling at hypervelocities. AIAA-93-0451, 1993
- 7 Sussman MA. Numerical simulation of shock-induced combustion. [PhD Thesis]. California: Stanford University, 1995
- 8 Sussman MA. A computational study of unsteady shock induced combustion of hydrogen-air mixtures. AIAA-94-3101, 1994
- 9 Choi JY. Computational fluid dynamics algorithms for unsteady shock-induced combustion, part 1: validation. *AIAA Journal*, 2000, 38(7): 1179-1187
- 10 刘君, 张涵信, 高树椿. 一种新型的计算化学非平衡流动的解耦方法. 国防科技大学学报, 2000, 22(5): 19-23 (Liu Jun, Zhang Hanxin, Gao Shuchun. A new uncoupled method for numerical simulation of non-equilibrium flow. *Journal of National University of Defense Technology*, 2000, 22(5): 19-23 (in Chinese))
- 11 刘君. 非平衡流计算方法及其模拟激波诱导燃烧现象. 空气动力学学报, 2003, 21(1): 53-57 (Liu Jun. A new non-equilibrium numerical method and simulation of oscillating shock-induced combustion. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2003, 21(1): 53-57 (in Chinese))
- 12 周松柏. 超声速内外流干扰的数值方法研究及其实验验证与应用. [博士论文]. 长沙: 国防科学技术大学, 2009 (Zhou Songbai. Research on numerical method, experimental verification and application in simulation jet injection in supersonic external flow. [PhD Thesis]. Changsha: National University of Defense Technology, 2009 (in Chinese))
- 13 刘瑜. 化学非平衡流的计算方法研究及其在激波诱导燃烧现象模拟中的应用. [硕士论文]. 长沙: 国防科学技术大学, 2008 (Liu Yu. Investigations into numerical methods of chemical non-equilibrium flow and its application to simulation of shock-induced combustion phenomena. [Master Thesis]. Changsha: National University of Defense Technology, 2008 (in Chinese))
- 14 孙明波, 梁剑寒, 王振国. 一种非平衡流解耦方法及其计算激波诱导燃烧的应用验证. 航空动力学报, 2008, 23(11): 2055-2061 (Sun Mingbo, Liang Jianhan, Wang Zhenguo. Validation of an uncoupled solver of non-equilibrium flow for shock-induced combustion. *Journal of Aerospace Power*, 2008, 23(11): 2055-2061 (in Chinese))
- 15 Balakrishnan G, Williams FA. Turbulent combustion regimes for hypersonic propulsion employing hydrogen-air diffusion flames. *Journal of Propulsion and Power*, 1994, 10(3): 434-436

(责任编辑: 周冬冬)

NUMERICAL RESEARCH ON BLUNT BODY SHOCK-INDUCED OSCILLATING COMBUSTION PHENOMENA¹⁾

Liu Shijie²⁾ Sun Mingbo Lin Zhiyong Liu Weidong

(*Institute of Aerospace and Material Engineering, National University of Defence Technology, Changsha 410073, China*)

Abstract An improved uncoupled solver of non-equilibrium flow was used to split the axisymmetric Euler equations for a reacting flow. Inviscid flux was calculated with fifth-order WENO scheme. Simplified implicit formulation was adopted to deal with the stiffness generated by the chemical reacting source term of species equations. Time integration was performed with two-order TVD Runge-Kutta scheme. At the flow Mach number M of 4.48 and 4.79, shock-induced oscillating combustion phenomena around blunt body in H_2 /Air mixture were calculated. It shows that the numerical results are more sensitive to the grid refinement on normal direction than on flow direction. To get accurate solution, there must be enough grid nodes in the heat release zone. At the flow Mach number of 4.48, sensitive analysis of different reaction mechanisms were studied. At the given experimental conditions, the values of induction time calculated from J and B-W mechanisms are close to each other and their calculated frequencies nearly equal to the experimental results. Density-time distribution along the stagnation streamline from J and B-W mechanisms agree well with McVey-Toong theory. Induction time calculated from JM mechanism is longer than others, and the calculated oscillating frequency is lower than experimental results. At flow Mach number of 4.79, calculated frequency of J mechanism agrees with experimental result. B-W mechanism is sensitive to fluctuations of flowfield, and its release time is short. Fiercely oscillating combustion front would easily lead to local detonations, which made the pressure history of stagnation point disordered. Due to using the fifth-order WENO scheme, relatively high-resolution of present calculation can be obtained.

Key words oscillating combustion, uncoupled non-equilibrium method, chemical reaction mechanism, induction time, sensitive analysis

Received 4 February 2010, revised 28 April 2010.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (90816016).

2) E-mail: lsjnudt@gmail.com