

引用格式: 杨理, 岳连捷, 张新宇. 斜爆轰波的波角和法向速度-曲率关系初探[J]. 航空学报, 2020, 41(11): 123701. YANG L, YUE L J, ZHANG X Y. Preliminary study on wave angle and normal velocity-curvature relation of oblique detonation wave[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2020, 41(11): 123701 (in Chinese). doi:10.7527/S1000-6893.2020.23701

斜爆轰波的波角和法向速度-曲率关系初探

杨理^{1,2}, 岳连捷^{2,3,*}, 张新宇^{2,3}

1. 北京理工大学 宇航学院, 北京 100081
2. 中国科学院 力学研究所 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190
3. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049

摘要: 为研究斜劈诱导斜爆轰波的波阵面弯曲效应, 以期对斜爆轰的不稳定性及其演化规律提供新的见解, 基于加权本质无振荡(WENO)格式空间离散和附加 Runge-Kutta 方法时间离散的求解器, 针对不同的化学反应参数(释热量、放热速率和化学反应区参考长度)条件, 开展斜爆轰波的数值计算研究。结果表明斜爆轰波沿波阵面的波角变化可分为 3 个区域: 区域 I, 波角平滑减小; 区域 II, 波角跃升后衰减; 区域 III, 波角有规律振荡。波阵面法向速度-曲率关系在区域 I 呈现准垂直直线变化趋势, 并伴随着爆轰波强度的不断衰减; 在区域 III 则呈现出“D”形曲线, 即由极曲曲线段、光滑水平变化段和拟线性变化段组成, 为类胞格结构的周期性演变; 区域 II 可认为是以上两个区域特征的耦合。不同的化学反应参数对斜爆轰波波阵面的弯曲效应影响存在较大差别。

关键词: 数值计算; 斜爆轰波; 爆轰不稳定性; 类胞格结构; 波角; 法向速度-曲率关系

中图分类号: V231 文献标识码: A 文章编号: 1000-6893(2020)11-123701-11

爆轰燃烧是一种化学反应快、压缩性强、传播速度高的燃烧模式^[1], 在高超推进领域受到较高关注, 其中, 斜爆轰发动机作为一种结构简单、燃烧室更短、高马赫数下具备高性能的爆轰推进方式^[2-6], 是过去几十年空天飞行领域的研究热点之一, 围绕斜爆轰波(Oblique Detonation Waves, ODW)的起爆、演化和驻定等问题已开展了大量的理论、实验和数值计算研究, 对 ODW 的基本流场结构、起爆条件、演化模式和波阵面的不稳定产生机制有较为充分的认识。

对于斜劈诱导的延迟斜爆轰波(Delayed ODW), 其典型的流场结构如图 1 所示, 由斜劈顶端发出的斜激波(Oblique Shock Wave, OSW), 在壁面上经一定长度诱导形成的燃烧波(Com-

bustion Wave, CW)和 ODW 形成三波点(Triple-point)。三波点处 OSW 向 ODW 的转换模式分为两种: 光滑(Smooth)和突变(Abrupt), 学者对两种转换模式开展了大量的定性分析和定量预测^[7-9]。类似于正爆轰波的胞格结构, ODW 波阵面亦存在多维非稳定性, Choi 等^[10]通过数值计算研究活化能对斜劈诱导 ODW 的影响, 结果表明局部压力扰动和壁面反射激波是促使类胞格结构产生的因素。Verreault 等^[11]提出非稳定 ODW 演化存在两个阶段: ① 平面 ODW 的前导激波出现扰动造成化学反应区厚度的变化, 进而诱导左行横波的产生; ② 前导激波的空间扰动演变为时间上的不稳定性, 产生传向下游的扰动并与现有的左行横波作用, 最终促使右行横波的产生。同

收稿日期: 2019-12-04; 退修日期: 2019-12-19; 录用日期: 2020-02-03; 网络出版时间: 2020-02-07 13:57
网络出版地址: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20201114.html>
基金项目: 国家自然科学基金(11672309, 11472279)
* 通信作者. E-mail: yuelj@imech.ac.cn

时,正爆轰波的过驱因子概念亦可作为判断 ODW 非稳定性的判据。Teng 等^[12] 基于数值计算发现不同活化能下斜爆轰波阵面存在两种胞格结构,并提出两种胞格结构伴随着不同的横波模式。Liu 等^[13] 对有限长度斜劈诱导的快速斜爆轰波(Prompt ODW)开展数值研究,结果表明 ODW 波阵面存在化学反应区和前导激波的完全耦合和部分耦合现象;特别地,下游的局部爆炸会使得耦合状态由部分耦合转换为完全耦合。Kasahara 等^[14] 通过实验观察到高速射入可燃气体的锥形弹丸诱导 ODW 波阵面可分为:① 强过驱斜爆轰波(Strong Overdriven ODW, SOODW); ② 弱过驱斜爆轰波(Weak Overdriven ODW, WOODW); ③ 准 Chapman-Jouguet (CJ)斜爆轰波; ④ CJ 斜爆轰波(CJODW)。

目前,另外一种理论亦提供关于波阵面传播规律的描述——爆轰激波动力学(Detonation Shock Dynamics, DSD)理论,其是一个基于法向速度演化规律的波阵面传播预测概念,且其预测结果与直接数值模拟结果具有很好的吻合度^[15]。DSD 理论假设爆炸系统的波阵面曲率远小于化学反应区长度的倒数,对于较小尺度的曲率,准稳定爆轰波波阵面的法向速度 U_n 可看作是曲率 κ 的函数。Yao 和 Stewart^[16] 基于理想状态方程得到 $U_n-\kappa$ 关系类似于极曲线形状,存在一个临界曲率的偏转点;进一步对基于非理想状态方程的凝聚相炸药开展相关理论分析^[17],发现 $U_n-\kappa$ 关系为“Z”形曲线,在前期得到的极曲线形状的 $U_n-\kappa$ 关系下支还存在一个凝聚相炸药反应系统特有的低速爆轰区域。相关研究表明, $U_n-\kappa$ 关系可对爆炸反应系统的爆轰波传播特性提供新的认识^[18-19]。

目前对 ODW 波阵面的非稳定性已开展了较为充分的数值计算研究,发现了 ODW 的两种胞格结构,但对整个波阵面的几何特性以及波阵面的 $U_n-\kappa$ 关系较少关注。本文在不同化学反应参数(释热量、释热速率和化学反应区参考长度)条件下,开展斜劈诱导斜爆轰波的高精度数值计算。分析沿波阵面的波角变化趋势和 $U_n-\kappa$ 关系,以期对斜爆轰波阵面的类胞格结构及其不稳定性的演化机制加深理解。

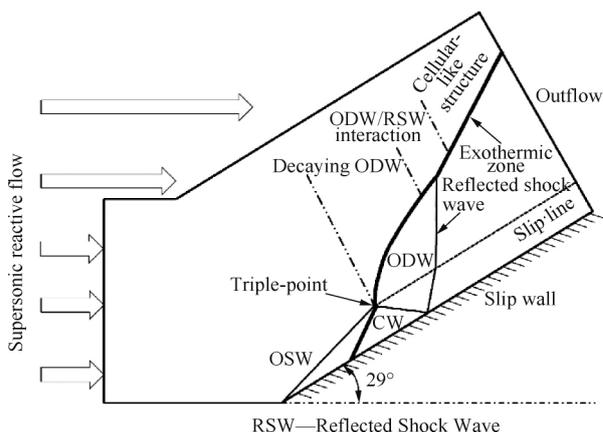


图1 延迟斜爆轰波的数值计算物理模型和流场结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of physical model for numerical computation and flow field structure of delayed oblique detonation wave

1 数值方法与物理模型

1.1 控制方程和计算方法

本文计算用求解器为自主编写,可开展多块计算域的高精度数值计算,控制方程是带两步化学反应的二维欧拉方程,未考虑黏性效应,其在贴体坐标系下形式为

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial \eta} = \bar{S} \quad (1)$$

式中:

$$\begin{cases} \bar{W} = J^{-1} \mathbf{W}, \bar{F} = J^{-1} (\xi_x \mathbf{F} + \xi_y \mathbf{G}) \\ \bar{G} = J^{-1} (\eta_x \mathbf{F} + \eta_y \mathbf{G}), \bar{S} = J^{-1} \mathbf{S} \end{cases} \quad (2)$$

直角坐标系 (x, y) 到贴体坐标系 (ξ, η) 的转换关系为

$$\begin{cases} J^{-1} = \begin{bmatrix} x_\xi & x_\eta \\ y_\xi & y_\eta \end{bmatrix}, \xi_x = J \cdot y_\eta, \xi_y = -J \cdot x_\eta \\ \eta_x = -J \cdot y_\xi, \eta_y = J \cdot x_\xi \end{cases} \quad (3)$$

式(1)~式(3)中: \mathbf{W} 为守恒解向量; \mathbf{F} 和 \mathbf{G} 为对流项; \mathbf{S} 为化学反应源项。具体表达式为

$$\begin{cases} \mathbf{W} = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho E \quad \rho \lambda_1 \quad \rho \lambda_R]^T \\ \mathbf{F} = [\rho u \quad \rho u^2 + p \quad \rho u v \quad (\rho E + p) u \quad \rho u \lambda_1 \quad \rho u \lambda_R]^T \\ \mathbf{G} = [\rho v \quad \rho u v \quad \rho v^2 + p \quad (\rho E + p) v \quad \rho v \lambda_1 \quad \rho v \lambda_R]^T \\ \mathbf{S} = [0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad \omega_1 \quad \omega_R]^T \end{cases} \quad (4)$$

其中： ρ 、 u 、 v 、 E 、 p 分别为密度、 x 方向速度、 y 方向速度、单位质量总内能和压力； λ_1 和 λ_R 分别为诱导区和释热区的反应进度数(取值范围：0~1)。

所采用的状态方程为

$$p = (\gamma - 1)\rho\left(E - \frac{u^2 + v^2}{2} + \lambda_R Q\right) \quad (5)$$

式中： Q 为化学反应释放的热量； γ 为绝热指数。

两步化学反应模型中，诱导区和释热区的反应速率 ω_1 和 ω_R 分别为

$$\begin{aligned} \omega_1 &= -K_1 H(\lambda_1) \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \\ \omega_R &= K_R (1 - H(\lambda_1))(1 - \lambda_R)^\nu \\ H(\lambda_1) &= \begin{cases} 1 & 0 < \lambda_1 \leq 1 \\ 0 & \lambda_1 \leq 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

式中： E_a 为活化能； R 为气体常数； T 为温度； ν 为反应级数，一般取作 0.5； $H(\lambda_1)$ 为 Heaviside 函数，控制诱导区和释热区的切换； K_1 和 K_R 为相应的指前因子。该两步化学反应模型的详细介绍见参考文献[20]。

为减少计算机截断误差对数值计算结果的污染，上述所有物理量参照来流参数进行无量纲化：

$$\begin{cases} x = \frac{x^*}{l_{ref}}, y = \frac{y^*}{l_{ref}}, u = \frac{u^*}{\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}}, v = \frac{v^*}{\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}} \\ p = \frac{p^*}{p_\infty}, \rho = \frac{\rho^*}{\rho_\infty}, T = \frac{T^*}{p_\infty/(R_\infty \rho_\infty)}, E = \frac{E^*}{p_\infty/\rho_\infty} \\ Q = \frac{Q^*}{p_\infty/\rho_\infty}, E_a = \frac{E_a^*}{p_\infty/\rho_\infty}, K_1 = \frac{K_1^* l_{ref}}{\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}} \\ K_R = K_{ratio} K_1, t = \frac{t^*}{l_{ref}/\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}}, \Psi = \frac{\Psi^*}{R_\infty} \end{cases} \quad (7)$$

式中： l_{ref} 为参考长度，在本文中选用的二步化学模型中，其值为化学反应区长度； $K_{ratio} = K_{factor} \cdot K_R^*/K_1^*$ ； Ψ 为气体常数或者比热；上标“*”表示有量纲量，下标“ ∞ ”表示来流物理量。

空间离散方法基于 WENO 格式^[21] 重构左右值，本文采取耗散较小的五阶 WENO-Z 格式^[22]，并采用具备较好间断捕捉能力的 Roe-HLLE 通量分裂方法^[23-24] 计算对流项通量；对于离散后的常微分方程，为克服爆轰物理计算过程中存在的刚性问题，采用附加 Runge-Kutta 方法进行时间离散，所用到的 butcher table 为 ARK4(3)6L[2] SA，时间推进格式可达到四阶精度^[25-26]。

1.2 物理模型和初始条件

本文计算所用模型示意图如图 1 所示，来流沿水平方向，斜劈角度固定为 29° ，为平衡计算量和保证计算域中 ODW 波阵面的长度，对个别算例的斜劈长度做出相应调整(分别为 20、30、40 mm)。上方和左侧边界为超声速来流边界条件，下方斜劈为滑移固壁，右侧边界为零阶外推出口边界条件。表 1 给出不同化学反应参数(释热量、释热速率和化学反应区参考长度)条件下的 6 个算例，工况 Q40.0L2.5K1、Q50.0L2.5K1 和 Q52.5L2.5K1 的释热量由 40.0 增加到 52.5，工况 Q40.0L2.5K2 和 Q50.0L2.5K2 相应的把释热速率增大为原来的两倍，工况 Q50.0L3.5K1 增大化学反应区参考长度为 3.5×10^{-4} m，所有工况的来流马赫数、压力和温度均相同，分别为： $Ma_\infty = 7$ ， $p_\infty = 1.0 \times 10^5$ Pa， $T_\infty = 300$ K。所有算例采用均匀网格，网格尺寸一般为 $10 \mu\text{m}$ (相应的爆轰波化学反应区内网格数为 36)；对于反应速率增大的算例，由于反应区尺度相应减小，采用网格大小为 $5 \mu\text{m}$ ，确保化学反应区内网格数不小于 36，以保证数值计算能很好地捕捉流场结构。

特别地，考虑到燃烧过程中比热和绝热指数的变化，可燃物的气体常数或比热 Ψ 的计算表达式为

$$\Psi(\lambda_1, \lambda_R) = \Psi_u \lambda_1 + \Psi_s (1 - \lambda_1 - \lambda_R) + \Psi_b \lambda_R \quad (8)$$

式中：下标“u”“s”“b”分别指可燃物的未燃状态、波后状态和产物状态。 R_u^* 、 R_s^* 、 R_b^* 分别为 397.57、397.00、347.67 J/(kg·K)； γ_u 、 γ_s 、 γ_b 分别为 1.40、1.32、1.16。可燃物的绝热指数为

$$\gamma = \frac{c_p(\lambda_1, \lambda_R)}{c_v(\lambda_1, \lambda_R)} \quad (9)$$

表 1 计算工况和初始条件

Table 1 Computation cases and initial conditions

Case name	Initial condition		
	Q	l_{ref}/m	K_{factor}
Q40.0L2.5K1	40.0	2.5×10^{-4}	1.0
Q50.0L2.5K1	50.0	2.5×10^{-4}	1.0
Q52.5L2.5K1	52.5	2.5×10^{-4}	1.0
Q40.0L2.5K2	40.0	2.5×10^{-4}	2.0
Q50.0L2.5K2	50.0	2.5×10^{-4}	2.0
Q50.0L3.5K1	50.0	3.5×10^{-4}	1.0

式中： c_p 和 c_v 分别为定压比热容和定容比热容。

1.3 斜爆轰波的分类和波角理论值

借助经典 CJ 爆轰波理论分析的思路^[1], 不考虑化学反应动力学的影响和多维结构作用, 将化学反应释热简化为能量添加, 斜爆轰波后状态参数的理论值可通过 Rankine-Hugoniot 关系确定, 其波角-偏折角($\beta-\theta$)关系为^[27]

$$\tan \theta = \frac{-\gamma_2 + \bar{\Omega} \pm \sqrt{\bar{\Omega}^2 - \gamma_1(\gamma_2 + 1)Ma_1^2 + \gamma_2 - \bar{\Omega} \mp \sqrt{\bar{\Omega}^2 - \gamma_1(\gamma_2 + 1)Ma_1^2 + \gamma_2 - \bar{\Omega}}}{\gamma_1(\gamma_2 + 1)Ma_1^2 + \gamma_2 - \bar{\Omega} \mp \sqrt{\bar{\Omega}^2 - \gamma_1(\gamma_2 + 1)Ma_1^2 + \gamma_2 - \bar{\Omega}}} \cot \beta \quad (10)$$

式中： Ma_1 、 γ_1 、 γ_2 分别为波前马赫数、波前绝热指数、波后绝热指数。若令 $Q=0$, 则式(10)可适用于斜激波。 $\bar{\Omega}$ 、 Ω 的表达式为

$$\begin{cases} \bar{\Omega} = \gamma_1 Ma_1^2 (\sin \beta)^2 \\ \Omega = \gamma_2^2 + \bar{\Omega}^2 - 2\gamma_1 Ma_1^2 (\sin \beta)^2 \cdot \left[\frac{\gamma_2^2 - \gamma_1}{\gamma_1 - 1} + (\gamma_2^2 - 1)Q \right] \end{cases} \quad (11)$$

基于斜爆轰波分类理论^[28], 处于脱体角(最大偏折角)之上的半支称为 SOODW, 而下半支则包含位于 CJODW 点右端的 WOODW 和左端的弱欠驱斜爆轰波(Weak Underdriven ODW, WUODW), 如图 2 所示。CJODW 的波后法向马赫数 $Ma_{2n}=1.0$, 此时波角最小; 由于过驱斜爆轰波(SOODW 和 WOODW)的 $Ma_{2n}<1.0$, 使得下游的马赫波与爆轰波能相交, 因此过驱斜爆轰波能实现稳定驻定(特别地, 惰性斜激波的 $Ma_{2n} \ll 1.0$), 需要指出的是, SOODW 的 Ma_2 亦小于 1.0; 而 WUODW 的 $Ma_{2n}>1.0$, 此时下游马赫波与爆轰波不相交, 导致 WUODW 无法自持传播。

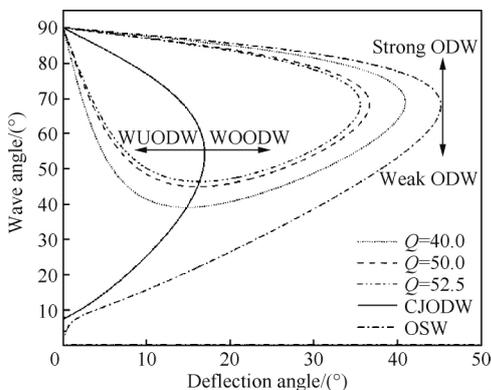


图 2 不同放热量下的 $\beta-\theta$ 极值曲线图

Fig. 2 Polar diagram of $\beta-\theta$ for various amounts of heat release

2 结果与讨论

图 3 为表 1 中对应工况的数值计算结果, 图 3 给出了整个流场的温度云图和三波点附近局部放大的数值纹影, 并绘制 $Ma=1.0$ 和 $\lambda_R=0.05$ 的等值线。由图 3 可发现, 随着化学反应参数不同, 斜劈诱导 ODW 在三波点处的波系相互作用类型和结构存在明显差异。图 3(a)和图 3(d)的流场结构与图 1 所示经典流场结构类似, 但燃烧波阵面出现凸起折皱; 图 3(b)、图 3(e)和图 3(f)中则在三波点处出现横波(Transverse Wave, TW), 其原因为: 燃烧波后状态与斜爆轰波后状态无法匹配, 使得图 3(a)和图 3(d)的波系结构无法维持, 促使横波产生, 类似于经典激波/激波相互作用中的 Type VI 到 Type V 的转变^[29]。特别地, 图 3(e)中横波与燃烧波作用产生马赫杆(Mach Stem, MS); 需要指出的是, 图 3(c)三波点处流场完全不同于图 1, 此时一个反应马赫杆(爆轰波)替代原有的燃烧波。

2.1 波阵面波角

由式(10)可知 $Q=40.0, 50.0, 52.5$ 时, 脱体角所对应的波角 β_{detach} 分别为 $69.1^\circ, 68.5^\circ, 68.4^\circ$; CJODW 的波角 β_{CJODW} 分别为 $39.1^\circ, 45.0^\circ, 46.4^\circ$ 。本计算考虑到燃烧诱导过程的绝热指数变化, 即由斜劈顶端发出的斜激波前后的绝热指数不同, 从而计算得到的波角 β_{OSW} 约为 37.4° 。图 4 给出上述 3 类波角 ($\beta_{OSW}, \beta_{CJODW}, \beta_{detach}$) 和数值计算得到的波阵面沿程波角变化关系。从图 4 中可发现, 当前数值计算结果在 ODW 起爆(三波点)前的惰性斜激波部分的波角与理论值吻合较好。本文重点关注 ODW 起爆点后的波阵面波角变化, 可将其分为 3 个区域, 对应流场结构见图 1 标示, 分别为: ① 区域 I, ODW 衰退段(Decaying ODW), 此时 ODW 波角随着波阵面发展逐渐减小, 波强度减弱, 此过程中前导激波与化学反应区仍然高度耦合(见图 3 中数值纹影的波阵面和 $\lambda_R=0.05$ 释热面), 不存在解耦现象。② 区域 II, ODW 与反射激波(Reflected Shock Wave, RSW)相互作用段(ODW/RSW interaction), 波角在 ODW/RSW 作用点处存在明显跃升, 之后逐渐减小; RSW 是由从三波点发出的斜

激波经壁面反射、与剪切层作用后形成,最终与下游的 ODW 相互作用,使得衰减的 ODW 增强,由

于不同化学反应参数条件下 RSW 强度不同,该波角跃升程度存在较大差别。③ 区域 III,类胞

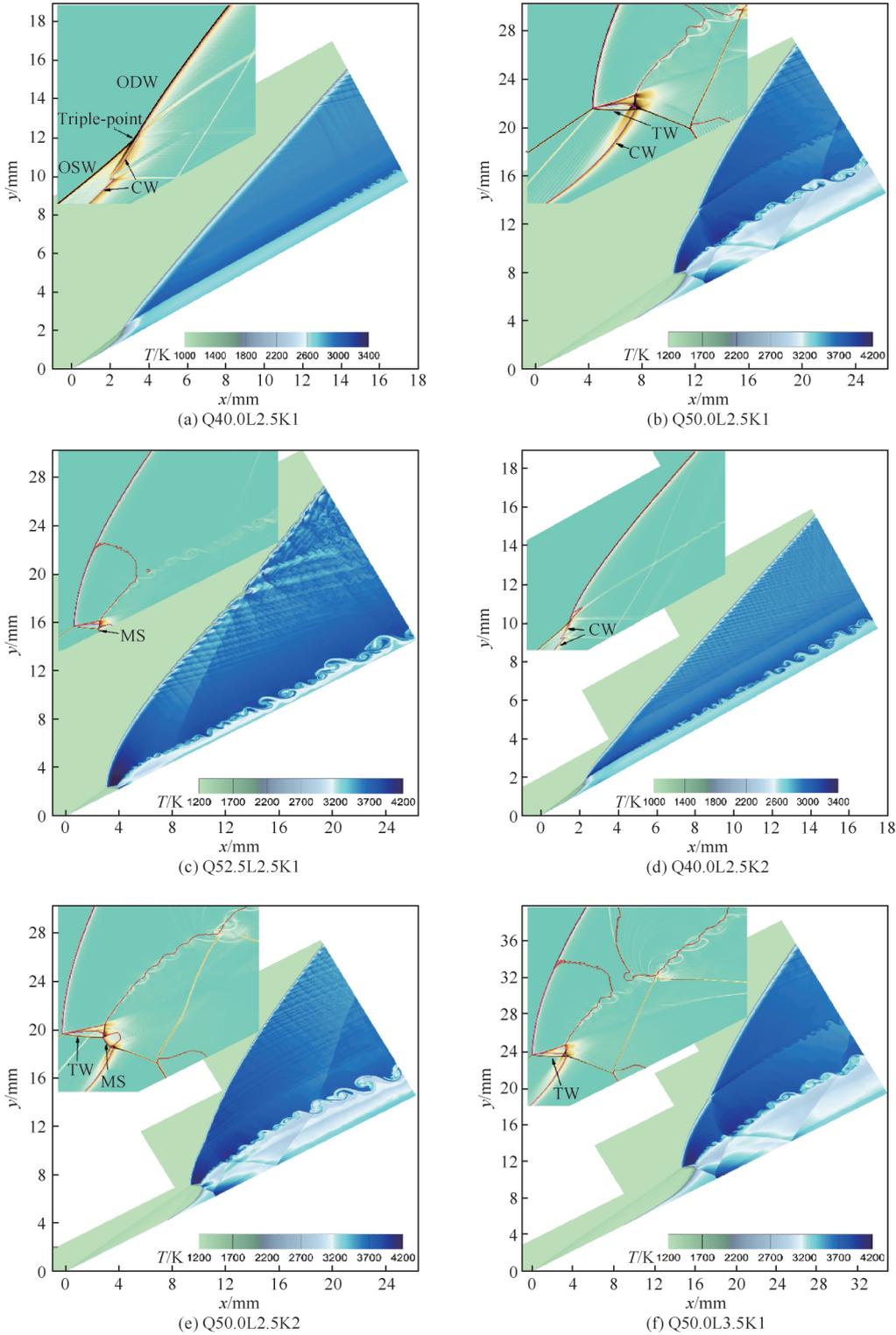


图 3 不同化学反应参数下的温度云图和三波点处的数值纹影(红色实线: $Ma=1.0$, 紫色实线: $\lambda_R=0.05$)

Fig. 3 Temperature contours and numerical schlieren near triple-point for different chemical kinetic parameters (red solid line: $Ma=1.0$, purple solid line: $\lambda_R=0.05$)

格结构 (Cellular-like structure), 此时波角沿波阵面出现较大幅度、有规律的振荡; 该阶段的 ODW 呈现非稳定性, 诱导左行横波或右行横波产生, 波阵面上出现多波点结构。

当释热量从 40.0 增至 50.0 和 52.5 (图 4(a)~图 4(c)), 波角振荡峰值增大, 且图 4(b)~图 4(c) 中部分波阵面的波角大于 β_{detach} , 说明存在 SOODW, 表明随着放热量增加, 过驱因子 $f = (Ma_1 \cdot \sin \beta / Ma_{CJ})^2$ (Ma_{CJ} 为 CJ 爆轰马赫数) 由 1.379 减小到 1.273 和 1.257, ODW 的不稳定性大大增强^[11-12]。相应的规律亦可从图 4(d)~图 4(e) 中得到。增大放热速率 (图 4(a) 与图 4(d)、图 4(b) 与图 4(e)), 与增大放热量规律类似, 波角振荡峰值增大, 放热速率增加亦促使 SOODW 的出现 (图 4(a) 与图 4(d) 的区域 I); 图 4(d)~图 4(e) 中沿程波角的振荡更为剧烈, 说明增加放热速率使得波阵面上的类胞格结构

的空间尺寸减小。数值计算中化学反应区参考长度增加, 对比图 4(b) 和图 4(f), 发现 ODW 的起爆位置明显延后, 但对波角变化趋势无明显影响。

图 4(c)~图 4(e) 中波阵面存在多处波角小于 β_{CJODW} , 即该波角值不存在于对应的 ODW 极曲线上, 选取典型波谷位置 P1~P9 进行分析。图 5 为 P1~P9 处的局部放大数值纹影。由图 5(a) 可知, P1 点位于区域 II 的 ODW/RSW 相互作用点附近, P1 点之前的类胞格结构的横波为单一的左行横波, 且能发现明显的前导激波与化学反应释热面解耦现象, 至 P1 处, 解耦现象更为显著, 可认为此处的 ODW 退化为激波诱导燃烧 (Shock Induced Combustion, SIC) 或斜激波, 但是由于 RSW 存在, 使得这一解耦过程得到抑制, 并使波阵面与化学释热面重新耦合。而对于 P2~P9 点处的过小波角, 其形成原因则为另一种情况: 由图 5(b)~

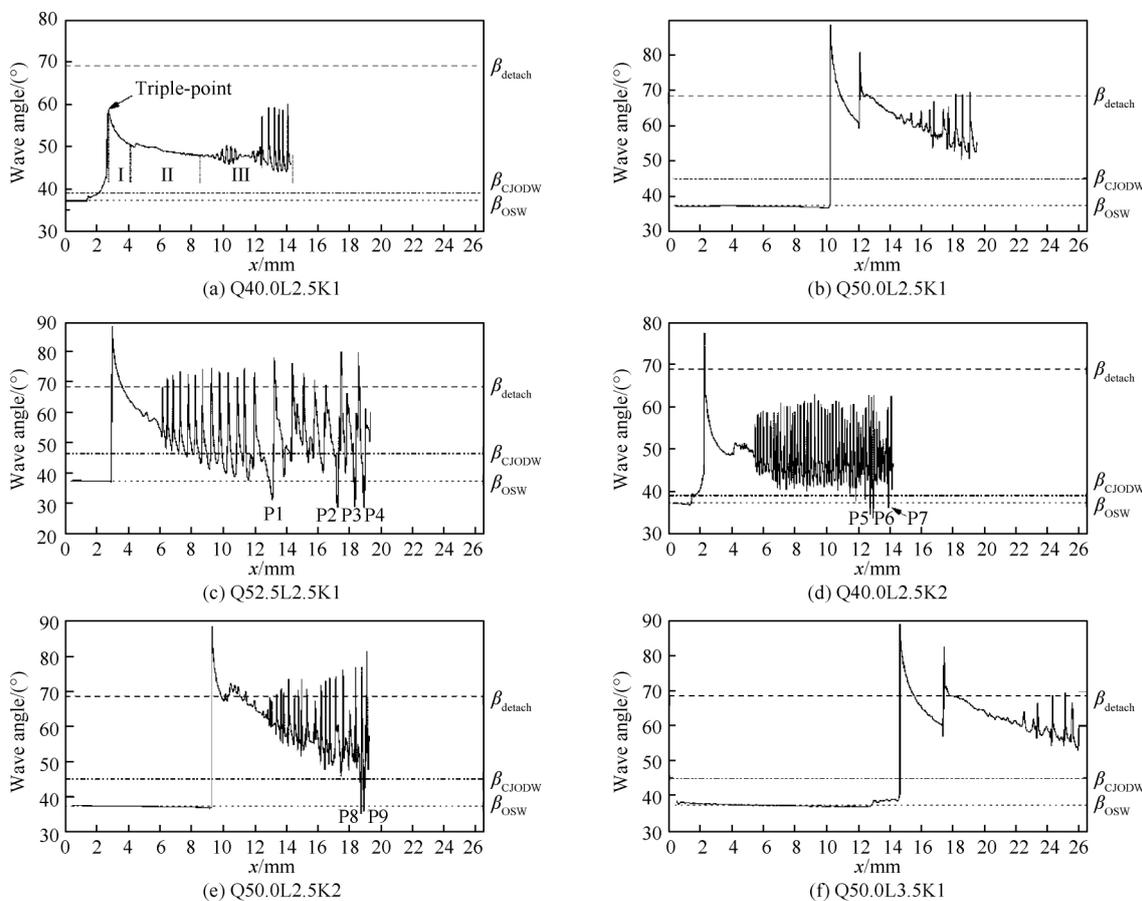


图 4 不同化学反应参数下波角沿波阵面的变化

Fig. 4 Variations of wave angles along wave front for different chemical kinetic parameters

图 5(d)可知, P2~P9 点附近的类胞格结构中存在左行横波和右行横波, 其波阵面结构呈现为解耦 ODW-斜激波-高度耦合 ODW(类似于正爆轰波多波点结构中的马赫杆)交替演化, 其中, 高度

耦合 ODW 会沿着波阵面向两侧成长(如图 5(b)所示), 并与附近的多波点碰撞, 形成新的类胞格结构, P2~P9 则出现在高度耦合 ODW 或解耦 ODW 与斜激波的连接处。

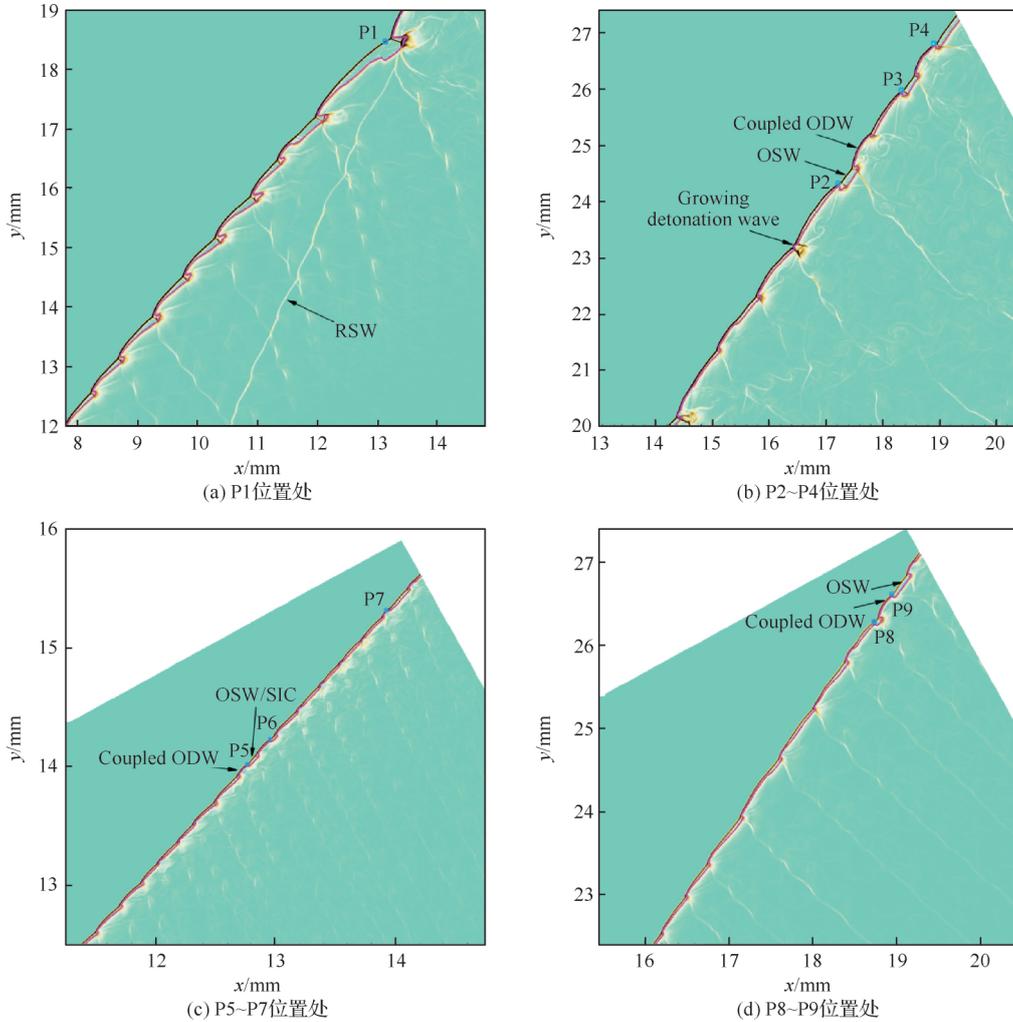


图 5 P1~P9 位置处的局部数值纹影(紫色实线: $\lambda_R=0.05$)

Fig. 5 Local numerical schlieren for P1-P9 locations (purple solid line: $\lambda_R=0.05$)

2.2 法向速度-曲率关系

根据 2.1 节对 ODW 波阵面的划分, 图 6 以 3 种形状的符号给出波阵面法向速度 U_n 与曲率 κ 的关系, κ 值的正负对应于波阵面形状的扩张和收敛。对于区域 I (ODW 衰退段, 图 6 中黑色方块符号), 在极小的 κ 范围内 (0 值附近), U_n 急剧减小, $U_n-\kappa$ 关系呈现出准垂直直线变化趋势; 而图 6(b)~图 6(f) 对应流场中存在 SOODW, 使得 ODW 受到下游的压力扰动影响, 造成图 6(b)~

图 6(f) 中 ODW 衰退段中 κ 值出现小幅度波动; 由于此区域的前导激波与释热面高度耦合, 可认为波阵面呈现此 $U_n-\kappa$ 特性主要是受波阵面几何形状影响。

关于区域 III (类胞格结构段, 图 6 中绿色三角符号), 以图 6(a) 为例, 由于 ODW 波阵面上出现多个类胞格结构, 由不完全解耦 ODW-左行横波-高度耦合 ODW 周期演化构成, 在 $U_n-\kappa$ 图上出现多个高度自相似的“D”形曲线。图 6(a) 中给出一个完整类胞格结构的波阵面形状, 并标出波

阵面上的相应点 A1~A6, A1~A3 间的 $U_n-\kappa$ 关系近似为极曲线, 与 Yao 和 Stewart^[16] 的理论分析类似, 存在一个极大曲率点 A2, 位于左行横波与 ODW 波阵面作用点附近, 此处温度压力由于左行横波的作用而急剧变化, 使得前导激波与化学反应面高度耦合。可认为 A1~A3 段连接着不完全解耦 ODW 和强耦合 ODW, 为一过渡结构。而对于 A2~A4 段的 A3 附近(强耦合 ODW), κ

存在较大跨度但 U_n 值变化较小, $U_n-\kappa$ 关系呈现为平滑水平线, 与经典 DSD 理论里理想爆轰的 $U_n-\kappa$ 关系类似。对于 A4~A6 段, 特别是 A5~A6 段, $U_n-\kappa$ 关系与区域 I 的趋势类似, 但 U_n 和 κ 值变化范围增大, $U_n-\kappa$ 拟线性关系的倾斜程度更大, 主要是由于前导激波与释热面解耦程度越来越大, 使得 ODW 强度减弱相较于区域 I 更为显著。

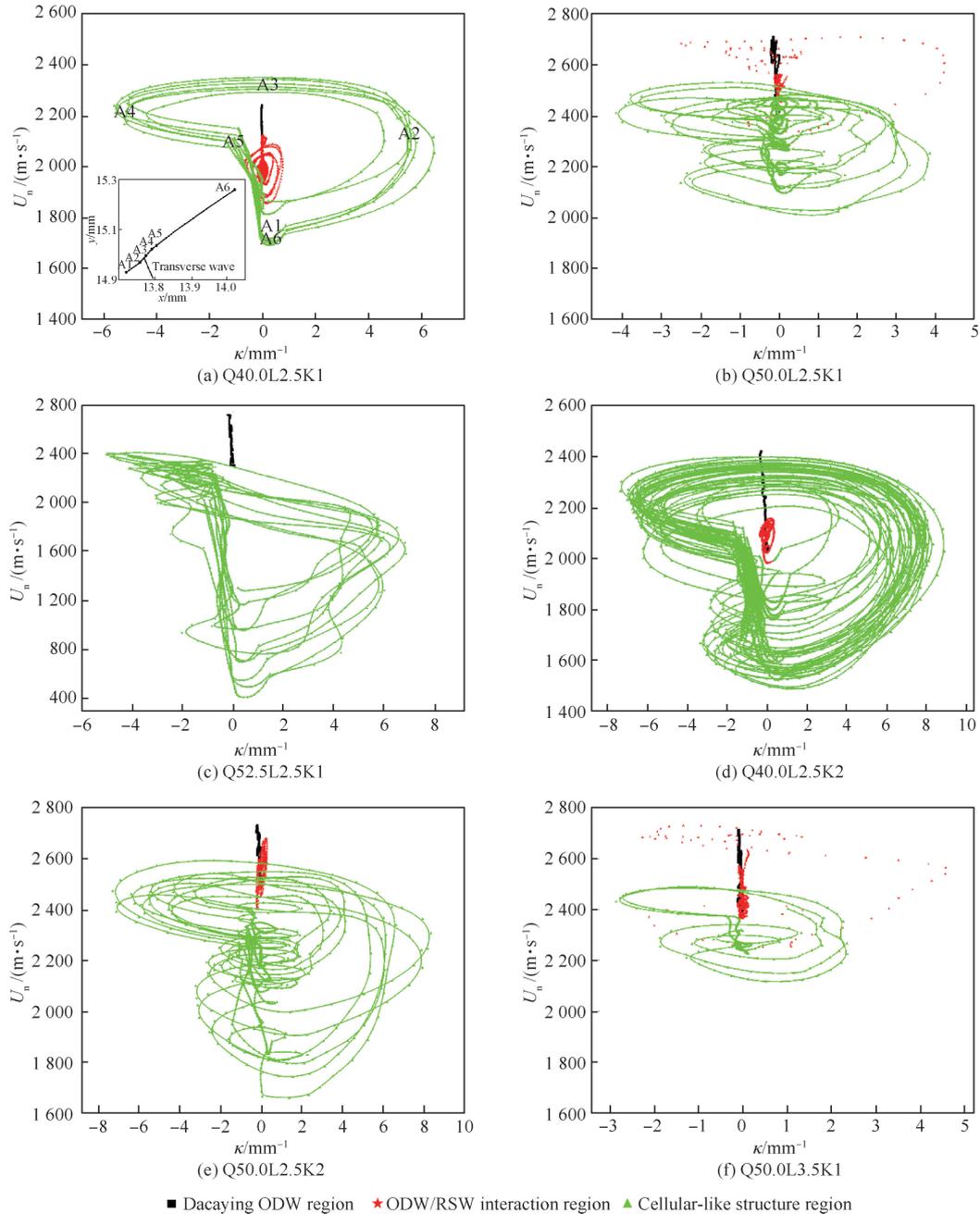


图 6 不同化学反应参数下的 $U_n-\kappa$ 变化关系

Fig. 6 $U_n-\kappa$ relations for different chemical kinetic parameters

随着释热量的增大(图 6(a)~图 6(c)),由于 SOODW 的出现,使得横波作用点附近出现极小的亚声速区,局部 ODW 波阵面同时受到波后化学反应和下游流场扰动影响, $U_n-\kappa$ 的典型“D”形关系不是十分规则,且多个类胞格结构的自相似性减小,说明经典的 DSD 理论引入的 $U_n-\kappa$ 关系对于强不稳定爆轰可能不完全适用。当增大释热速率(图 6(a)和图 6(d),图 6(b)和图 6(e)), U_n 和 κ 值的范围适当增大,特别是对于较小释热量($Q=40.0$)的图 6(a)和图 6(d),其变化趋势基本相似。反应区参考长度 l_{ref} 从 2.5×10^{-4} m 增加到 3.5×10^{-4} m, U_n 和 κ 值的范围变小,但对 $U_n-\kappa$ 关系影响较小。

对于区域 II (ODW 与 RSW 相互作用段),其为类胞格结构之特例,即 RSW 扮演着横波的作用,考虑到 ODW 和 RSW 激波强度变化、二者作用产生的 ODW 是否为 SOODW、新产生的过驱 ODW 会经历类似于区域 I 的衰减以及波阵面在空间上的压力扰动等诸多因素,该区域流场变化较为复杂,可看作区域 I 和区域 III 二者的耦合。在此区域内,图 6 中存在 κ 值跨度不一的“D”形曲线,或较小(图 6(a)、图 6(d)和图 6(e)),或较大(图 6(b)和图 6(f)),该区域其他部分总体上则呈现一定程度的拟线性变化趋势。需要说明的是,图 6(c)中,由于 ODW/RSW 作用点出现在类胞格结构下游,此处未作详细讨论。

初步研究结果表明,对于斜爆轰波波阵面的 $U_n-\kappa$ 存在多种变化关系,并且这种弯曲效应与类胞格结构的演变密切相关,随着波阵面上横波作用,使得解耦 ODW 演变为高度耦合 ODW,对应着不同的 $U_n-\kappa$ 变化趋势,并呈现周期性规律;后续研究中,可对经典的 DSD 理论进行发展和改进,结合当前斜爆轰波波阵面的 $U_n-\kappa$ 规律,以描述波阵面的演化传播。

3 结 论

本文通过求解带两步化学反应的二维欧拉方程,在不同化学反应参数(释热量,放热速率和化学反应区参考长度)条件下,对斜劈诱导斜爆轰问题开展数值研究,得到的主要结论如下:

1) 沿波阵面的波角变化曲线可分为 3 个区域:区域 I,波角平滑减小,为衰退的斜爆轰波;区

域 II,波角跃升后衰减,为斜爆轰波与反射激波相互作用;区域 III,波角有规律振荡,为类胞格结构的周期演化。

2) 某些位置的波角会出现小于对应的 CJ 斜爆轰波波角,原因有两个:① 此处的斜爆轰波退化为激波诱导燃烧或斜激波;② 在同时存在左行横波和右行横波的类胞格结构附近,此处连接高度耦合斜爆轰波或解耦斜爆轰波与斜激波。

3) 法向速度 U_n 和波阵面曲率 κ 的关系在区域 I 呈现出准垂直直线变化趋势,由于强过驱斜爆轰波的存在,曲率值存在小幅扰动;区域 III, $U_n-\kappa$ 关系呈现出“D”形曲线,其伴随着斜爆轰波的解耦、横波作用使得斜爆轰波重新高度耦合和斜爆轰波的再次解耦的周期性演变,该“D”形曲线关系在弱过驱爆轰波阵面中存在较高的自相似性和更为规则,但对于强不稳定爆轰则不是十分适用;区域 II,可看作区域 I 和区域 III 二者的耦合作用。

4) 在本文研究框架下,化学反应参数中的释热量改变(Q 从 40.0 增加到 52.5)对波角和 $U_n-\kappa$ 关系影响极为显著;放热速率增大到原来的 2 倍,波角和 $U_n-\kappa$ 关系的变化趋势基本不变,但在数量值上有少许变化;化学反应区参考长度增加到原来的 1.4 倍,斜爆轰起爆点位置明显推后,但其波角和 $U_n-\kappa$ 关系无明显变化。

参 考 文 献

- [1] LEE J H S. The detonation phenomenon [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
- [2] WOLANSKI P. Detonative propulsion[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(1): 125-158.
- [3] CHAN J, SISLIAN J P, ALEXANDER D. Numerically simulated comparative performance of a scramjet and shcramjet at Mach 11[J]. Journal of Propulsion and Power, 2010, 26(5): 1125-1134.
- [4] 夏镇娟, 马虎, 卓长飞, 等. 圆盘结构下旋转爆震波的不稳定传播特性[J]. 航空学报, 2018, 39(2): 121438. XIA Z J, MA H, ZHUO C F, et al. Characteristics of unstable propagation of rotating detonation wave in plane-radial structure[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2018, 39(2): 121438 (in Chinese).
- [5] 沈洋, 刘凯欣, 陈璞, 等. 采用改进的 CE/SE 方法模拟方管中氢氧爆轰波的稳定传播结构[J]. 航空学报, 2019, 40(5): 122591. SHEN Y, LIU K X, CHEN P, et al. Simulations of sta-

- ble structure in oxy-hydrogen detonation propagation in square ducts using an improved CE/SE scheme[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2019, 40(5): 122591 (in Chinese).
- [6] 徐灿, 马虎, 李健, 等. 旋转爆震发动机火焰与压力波传播特性[J]. *航空学报*, 2017, 38(10): 121226.
XU C, MA H, LI J, et al. Propagation property of flame and pressure wave in rotating detonation engine[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2017, 38(10): 121226 (in Chinese).
- [7] TENG H H, JIANG Z L. On the transition pattern of the oblique detonation structure[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 713: 659-669.
- [8] MIAO S, ZHOU J, LIU S, et al. Formation mechanisms and characteristics of transition patterns in oblique detonations[J]. *Acta Astronautica*, 2018, 142: 121-129.
- [9] ZHANG Y, YANG P, TENG H, et al. Transition between different initiation structures of wedge-induced oblique detonations[J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(10): 4016-4023.
- [10] CHOI J Y, KIM D W, JEUNG I S, et al. Cell-like structure of unstable oblique detonation wave from high-resolution numerical simulation[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007, 31(2): 2473-2480.
- [11] VERREAULT J, HIGGINS A J, STOWE R A. Formation of transverse waves in oblique detonations[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013, 34(2): 1913-1920.
- [12] TENG H H, JIANG Z L, NG H D. Numerical study on unstable surfaces of oblique detonations[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2014, 744: 111-128.
- [13] LIU Y, HAN X, YAO S, et al. A numerical investigation of the prompt oblique detonation wave sustained by a finite-length wedge[J]. *Shock Waves*, 2016, 26(6): 729-739.
- [14] KASAHARA J, FUJIWARA T, ENDO T, et al. Chapman-Jouguet oblique detonation structure around hypersonic projectiles[J]. *AIAA Journal*, 2001, 39(8): 1553-1561.
- [15] BDZIL J B, STEWART D S. The dynamics of detonation in explosive systems[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2006, 39(1): 263-292.
- [16] YAO J, STEWART D S. On the normal detonation shock velocity-curvature relationship for materials with large activation energy[J]. *Combustion and Flame*, 1995, 100(4): 519-528.
- [17] STEWART D S, YAO J. The normal detonation shock velocity-curvature relationship for materials with nonideal equation of state and multiple turning points[J]. *Combustion and Flame*, 1998, 113(1-2): 224-235.
- [18] CHIQUETE C, SHORT M, QUIRK J J. The effect of curvature and confinement on gas-phase detonation cellular stability[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2019, 37(3): 3565-3573.
- [19] JACKSON S I, CHIQUETE C, SHORT M. An intrinsic velocity-curvature-acceleration relationship for weakly unstable gaseous detonations[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2019, 37(3): 3601-3607.
- [20] LEUNG C, RADULESCU M I, SHARPE G J. Characteristics analysis of the one-dimensional pulsating dynamics of chain-branching detonations[J]. *Physics of Fluids*, 2010, 22(12): 126101.
- [21] JIANG G S, SHU C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. *Journal of Computational Physics*, 1996, 126(1): 202-228.
- [22] ACKER F, BORGES R B R, COSTA B. An improved WENO-Z scheme[J]. *Journal of Computational Physics*, 2016, 313: 726-753.
- [23] ROE P L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes[J]. *Journal of Computational Physics*, 1997, 135(2): 250-258.
- [24] EINFELD B. On Godunov-type methods for gas dynamics[J]. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 1988, 25(2): 294-318.
- [25] HINDMARSH A C, BROWN P N, GRANT K E, et al. SUNDIALS: Suite of nonlinear and differential/algebraic equation solvers[J]. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 2005, 31(3): 363-396.
- [26] KENNEDY C A, CARPENTER M H. Additive Runge-Kutta schemes for convection-diffusion-reaction equations[J]. *Applied Numerical Mathematics*, 2003, 44: 139-181.
- [27] MEDVEDEV A E. Reflection of an oblique shock wave in a reacting gas with a finite relaxation-zone length[J]. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2001, 42(2): 211-218.
- [28] PRATT D T, HUMPHREY J W, GLENN D E. Morphology of standing oblique detonation waves[J]. *Journal Propulsion*, 1991, 7(5): 837-845.
- [29] OLEJNICZAK J, WRIGHT M J, CANDLER G V. Numerical study of inviscid shock interactions on double-wedge geometries[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1997, 352: 1-25.

(责任编辑: 王娇)

Preliminary study on wave angle and normal velocity–curvature relation of oblique detonation wave

YANG Li^{1,2}, YUE Lianjie^{2,3,*}, ZHANG Xinyu^{2,3}

1. School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

2. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

3. School of Engineering Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract: To provide an insight into the instability of oblique detonation waves and the evolution law of cellular-like structures, a numerical study on the curvature effect of wedge induced oblique detonation waves is conducted with different chemical kinetic parameters (heat release quality, heat release ratio and reference lengths of chemical reaction zones). The solver based on the Weighted Essentially Non-Oscillatory (WENO) scheme processed spatial discretization and additive Runge-Kutta method processed time discretization is used here. The numerical results show that the trend of the wave angles along the oblique detonation wave front can be divided into three regions: Region I, where the wave angles decrease smoothly; Region II, in which the wave angles experience a steep increase first and followed then by decay; Region III, where the wave angles exhibit an oscillation. The normal velocity–curvature relation in Region I is a quasi-vertical line with the flow field being a decaying oblique detonation wave. A “D” shaped curve consisting of a polar line, a smooth horizon curve and a quasilinear curve can be found in the normal velocity–curvature diagram for Region III, where a cycle evolution of cellular-like structures occurs in the front. Region II is deemed as the coupling effect of Regions I and III. Different chemical kinetic parameters bring diverse effects on the oblique detonation wave front.

Keywords: numerical simulation; oblique detonation waves; detonation instability; cellular-like structures; wave angles; normal velocity–curvature relations

Received: 2019-12-04; Revised: 2019-12-19; Accepted: 2020-02-03; Published online: 2020-02-07 13:57

URL: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20201114.html>

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (11672309, 11472279)

* Corresponding author. E-mail: yuelj@imech.ac.cn