



航空动力学报
Journal of Aerospace Power
ISSN 1000-8055, CN 11-2297/V

《航空动力学报》网络首发论文

题目: 斜爆轰波黏性流场和起爆演化的数值研究
作者: 杨理, 岳连捷
DOI: 10.13224/j.cnki.jasp.20220535
收稿日期: 2022-07-24
网络首发日期: 2023-12-14
引用格式: 杨理, 岳连捷. 斜爆轰波黏性流场和起爆演化的数值研究[J/OL]. 航空动力学报. <https://doi.org/10.13224/j.cnki.jasp.20220535>



网络首发: 在编辑部工作流程中, 稿件从录用到出版要经历录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿等阶段。录用定稿指内容已经确定, 且通过同行评议、主编终审同意刊用的稿件。排版定稿指录用定稿按照期刊特定版式(包括网络呈现版式)排版后的稿件, 可暂不确定出版年、卷、期和页码。整期汇编定稿指出版年、卷、期、页码均已确定的印刷或数字出版的整期汇编稿件。录用定稿网络首发稿件内容必须符合《出版管理条例》和《期刊出版管理规定》的有关规定; 学术研究成果具有创新性、科学性和先进性, 符合编辑部对刊文的录用要求, 不存在学术不端行为及其他侵权行为; 稿件内容应基本符合国家有关书刊编辑、出版的技术标准, 正确使用和统一规范语言文字、符号、数字、外文字母、法定计量单位及地图标注等。为确保录用定稿网络首发的严肃性, 录用定稿一经发布, 不得修改论文题目、作者、机构名称和学术内容, 只可基于编辑规范进行少量文字的修改。

出版确认: 纸质期刊编辑部通过与《中国学术期刊(光盘版)》电子杂志社有限公司签约, 在《中国学术期刊(网络版)》出版传播平台上创办与纸质期刊内容一致的网络版, 以单篇或整期出版形式, 在印刷出版之前刊发论文的录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿。因为《中国学术期刊(网络版)》是国家新闻出版广电总局批准的网络连续型出版物(ISSN 2096-4188, CN 11-6037/Z), 所以签约期刊的网络版上网络首发论文视为正式出版。

斜爆轰波黏性流场和起爆演化的数值研究

杨理^{1,2}, 岳连捷^{*2,3}

(1 重庆交通大学 航空学院, 重庆 402247

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: 为探究黏性效应对斜爆轰波波阵面的影响, 认识斜爆轰波起爆过程的特性, 基于高分辨率求解器, 开展斜劈诱导斜爆轰波的无黏/有黏数值计算。发现有黏计算条件下惰性斜激波波角值明显大于无黏计算, 同时耦合下游分离泡的影响, 使得斜激波后诱导点火长度减小。由于有黏计算中壁面上分离泡的分离/再附激波自身具有不稳定性, 分离/再附激波与斜爆轰波波阵面作用更易促使类胞格结构形成。斜爆轰波的起爆可认为是由斜激波诱导的燃烧波与斜激波碰撞引发的, 形成的斜爆轰波继而在三波点牵引下向外膨胀; 特别地, 燃烧波强度对最终准稳态流场中强过驱斜爆轰波区域尺度有明显影响。

关键词: 斜爆轰波; 黏性效应; 波阵面; 激波诱导燃烧; 起爆

中图分类号: V231 文献标识码: A

Numerical study on viscous flow field and initiation evolution of oblique detonation waves

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

(1. School of Aeronautics, Chongqing Jiaotong University, Chongqing, 402247, 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 investigate the influence of viscous effects on the oblique detonation wave (ODW) front, and discern the essential characteristic for the evolution of ODW initiation, an inviscid/viscous simulation is conducted with a high-resolution numerical solver to study the wedge-induced ODW. It is manifested that the wave angle of inert oblique shock wave (OSW) for viscous computation is larger than that for inviscid computation, which contributes to a short induction ignition length behind OSW with the consideration of the effects of separation bubble downstream. For viscous simulation, owing to the unsteadiness characteristics of the separation/attachment shock wave aligned to the separation bubble on the wall, the cellular-like structures of ODW front appear more quickly. The initiation of ODW is triggered by the collision between shock-induced combustion and OSW, and ODW expands outward, which yields to the triple-point; especially, the strength of the combustion wave has a significant effect on the scale of strong overdriven ODW region in quasi-steady flow field.

Key words: Oblique detonation wave; viscous effect; wave front; shock-induced combustion; initiation

收稿日期: 2022-07-24

基金项目: 国家自然科学基金 (U2141220, 11672309), 重庆市教育委员会科学技术研究计划青年项目 (KJQN202200739)

作者简介: 杨理 (1991-), 男, 讲师, 博士, 研究领域为斜爆轰数值研究。E-mail: yangli991@hotmail.com

通讯作者: 岳连捷 (1972-), 男, 研究员, 博士, 研究领域为超燃冲压发动机及组合循环发动机、高超声速气体动力学。

E-mail: yuelj@imech.ac.cn

爆轰波是一种超声速传播的反应波,穿过该反应波的热力学参数在极小的时空尺度内显著增加^[1,2],爆轰燃烧在高马赫数吸气式发动机上具有极大潜在应用价值^[3]。斜爆轰发动机作为一种新型的高超声速吸气式推进方式,具备更高的能量释放速率、热力学循环效率和紧凑的燃烧室构型^[4,5]。分析斜爆轰发动机推力性能,在关注的宽空域/速域飞行范围中,Chapman-Jouguet 斜爆轰燃烧能获得良好的比冲性能^[6]。姜宗林等^[7]通过高焓风洞开展斜爆轰发动机的地面试验,在来流马赫数为 9.0 条件下获得持续 50 ms 的驻定斜爆轰波(Oblique detonation waves, ODWs),验证了该发动机的可行性。

现有研究围绕斜爆轰波的起爆、演化和驻定等问题开展了大量工作,因受限于长时间运行高焓风洞技术的制约,开展高超声速反应来流撞击斜劈诱导斜爆轰波的实验研究存在较大挑战。当前研究手段主要为无黏数值计算,对斜爆轰起爆^[8],斜爆轰波波阵面形态和类胞格结构^[9],三波点处斜激波/斜爆轰波转换模式和过渡区域的波系流场^[10]等问题进行了大量数值研究,加深了对斜爆轰波流动机制的认识^[11,12]。

然而,当前研究较少关注黏性效应对斜爆轰波起爆和演化的影响。通过有限的风洞试验初步认识了有黏流动对斜爆轰波流场的影响,Rosato 等^[13]在带斜劈燃烧室内获得了驻定的斜爆轰波,但由于湍流特性,斜爆轰波阵面存在小幅度周期震荡。Zhang 等^[14]在强斜爆轰流场的壁面上观察到激波诱导分离现象,指出强斜爆轰波(上下壁面均存在分离泡)和弱斜爆轰波(无明显分离泡)两种典型结构均能有效驻定^[15]。关于斜爆轰波黏性数值研究的报道有限,Li 等^[16]求解反应 Navier-Stokes 方程探究边界层对斜爆轰波起爆的影响,指出边界层的高温有助于反应物着火。

Choi 等^[17]求解 Reynolds-averaged Navier-Stokes

(RANS) 方程研究冲压加速器中斜爆轰波演化过程,发现三波点发出的激波与固壁作用产生的分离泡对斜爆轰波驻定有明显影响。Yu 等^[18]开展湍流强度对斜爆轰波流场的影响的 RANS 研究,指出高湍流强度有助于起爆,亦能促使过渡区斜激波-斜爆轰波转换模式由突变(abrupt)转为平滑(smooth)。Miao 等^[19]开展 RANS 研究,分析斜劈拐角处分离区和由三波点处横波/边界层相互作用

用产生分离区二者的相互影响,指出融合后的分离区沿着斜劈壁面发展并最终使斜爆轰波流出斜劈。Zhang 等^[20,21]通过 RANS 研究,发现在燃烧室设置抽吸缝能抑制斜爆轰波沿壁面向上游移动;随着斜爆轰波在燃烧室壁面的入射点向下游移动,由于斜爆轰波/边界层相互作用,将导致过驱正爆轰波出现。

当前研究对黏性斜爆轰波的流场结构已有基本认识,重点关注了激波/边界层相互作用及产生的分离区对斜爆轰波驻定的影响,但关于黏性效应对斜爆轰波波阵面和斜爆轰波的演化过程的研究较少。本文通过高分辨率数值方法,比较了求解不同控制方程的数值结果,研究黏性对斜爆轰波的波角/诱导点火长度和类胞格结构形成的影响,分析斜爆轰波波系的演化过程,以期探析有黏流场中强过驱斜斜爆轰波形成的关键因素。

1 数值方法与物理模型

1.1 控制方程和计算方法

对于带两步化学反应的二维 Navier-Stokes 方程,其在贴体坐标系下形式为:

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

式中:

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

上述式中, J^{-1} , ξ_x , ξ_y , η_x , η_y 为从 (x, y) 坐标系到 (ξ, η) 的转换度量。 \mathbf{W} 为守恒解向量, \mathbf{F} 和 \mathbf{G} 为对流项, \mathbf{F}_v 和 \mathbf{G}_v 为扩散项, \mathbf{S} 是化学反应源项:

$$\begin{aligned} \mathbf{W} &= [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho E \quad \rho \lambda_1 \quad \rho \lambda_r]^T, \\ \mathbf{F} &= [\rho u \quad \rho u^2 + p \quad \rho uv \quad (\rho E + p)u \quad \rho u \lambda_1 \quad \rho u \lambda_r]^T, \\ \mathbf{G} &= [\rho v \quad \rho uv \quad \rho v^2 + p \quad (\rho E + p)v \quad \rho v \lambda_1 \quad \rho v \lambda_r]^T, \\ \mathbf{F}_v &= \left[\begin{array}{cccccc} 0 & \tau_{xx} & \tau_{xy} & u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x} & \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial \lambda_1}{\partial x} & \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial \lambda_r}{\partial x} \end{array} \right]^T, \\ \mathbf{G}_v &= \left[\begin{array}{cccccc} 0 & \tau_{yx} & \tau_{yy} & u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial y} & \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial \lambda_1}{\partial y} & \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial \lambda_r}{\partial y} \end{array} \right]^T, \\ \mathbf{S} &= [0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad \rho \omega_1 \quad \rho \omega_r]^T. \end{aligned} \quad (3)$$

式中: 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。状态方程为:

$$p = (\gamma - 1) \rho \left[E - \frac{u^2 + v^2}{2} + \lambda_r Q \right], \quad (4)$$

式中, Q 是化学反应释放的热量。 λ_I 和 λ_R 为两步化学反应模型中诱导区和释热区的反应进度数(取值范围: 0~1), ω_I 和 ω_R 为相应的反应速率, 有关该两步化学反应模型的详细介绍见文献^[22]。

黏性剪切力(τ_{xx} , τ_{yy} 和 τ_{xy})的表达式如下:

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= \frac{2}{3}\mu_{\text{eff}}\left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right), \tau_{yy} = \frac{2}{3}\mu_{\text{eff}}\left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x}\right), \\ \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu_{\text{eff}}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right).\end{aligned}\quad (5)$$

式中, μ_{eff} , k_{eff} 和 D_{eff} 分别为实际黏性系数、热传导系数和扩散系数:

$$\begin{aligned}\mu_{\text{eff}} &= \mu_l + \mu_t, \\ k_{\text{eff}} &= k_l + k_t, k = \frac{\mu c_p}{Pr}, \\ D_{\text{eff}} &= D_l + D_t, D = \frac{\mu}{\rho Sc}.\end{aligned}\quad (6)$$

式中, 下标 l 和 t 分别指层流和湍流, Pr 和 Sc 是普朗特数和斯密特数, 对于层流和湍流流动分别取0.72、0.9和0.5、0.5。层流黏性 μ_l 可由Sutherland公式计算, 涡粘性 μ_t 则通过求解湍流模型得到, 本文采用守恒型Spalart-Allmaras (SA) 湍流模型, 不考虑转捩项, 具体见文献^[23]。

特别地, 开展基于SA湍流模型的二维延迟分离涡模拟(Delayed detached-eddy simulation, DDES), 需修改SA湍流模型的特征长度, 将SA模型中的变量 d 替换为下式:

$$\tilde{d} = d - f_d \max(0, d - C_{\text{DES}}\Delta), \quad (7)$$

式中, f_d 为开关函数, C_{DES} 为常数, 一般取0.65, Δ 为该处不同方向网格尺寸的最大值^[24]。

为减少计算机截断误差对数值结果的污染, 上述所有物理量参照来流流量进行无量纲化, 无量纲策略可参考文献^[25]。控制方程经无量纲化后, 对流项的离散通过耗散较小的五阶WENO-Z格式^[26,27]重构左右值, 及具备较好间断捕捉能力的Ro e-HLLE通量分裂方法^[28,29]计算对流项通量; 扩散项则采用四阶中心差分格式, 且该差分方法所用模板宽度小于五阶WENO格式。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, 采用附加龙格-库塔方法进行时间离散, 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^[30,31]。针对本文高分辨率数值求解器开展了系统的算例验证, 表明该数值方法在间断捕捉、湍流流动描述和爆轰不稳定性上具有很好的精度和健壮性^[25,32]。

1.2 物理模型和初始条件

本文物理构型的示意图见图1, 超声速反应来流沿水平方向, 斜劈角为 θ_w 。上方和左侧边界为超声速来流边界条件, 右侧边界为零阶外推出口边界条件; 对于有黏计算, 下方斜劈为绝热无滑移固壁, 无黏计算时则为滑移固壁。来流马赫数 $Ma=7.0$, $P_\infty=1.0\times 10^5$ Pa, $T_\infty=300$ K; 与以前研究一致, 反应物热力学参数参考氢气-空气混合物: $Q/R_\infty T_\infty=50$, $E_a/R_\infty T_\infty=50$ 。

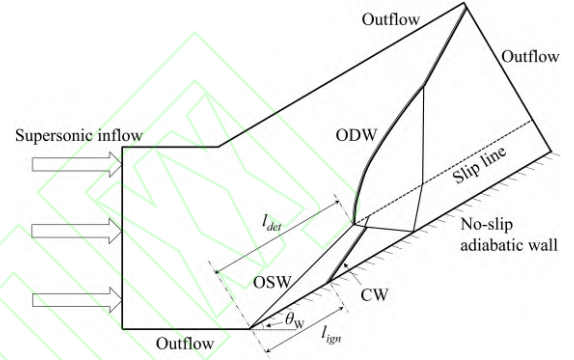


图1 数值计算的物理模型和流场结构示意图
Fig. 1 Schematic diagram of physical model for numerical computation and flow configuration

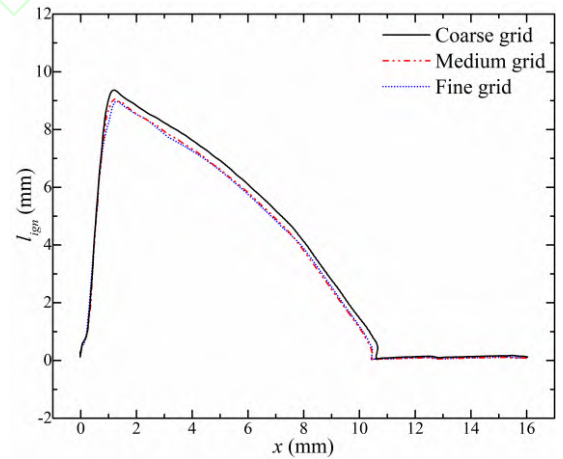


图2 三种网格大小下斜激波/斜爆轰波后诱导点火长度沿程分布($\theta_w=29^\circ$)

Fig. 2 Induction ignition length profiles along the OSW/ODW front for three grid sizes ($\theta_w=29^\circ$)

计算用网格为非均匀网格, 即在近壁面处进行加密, 壁面第一层网格大小为 $0.2 \mu\text{m}$, 以保证在当前来流条件下的无量纲数 y^+ 近似为1, 远壁面为均匀网格, 开展网格无关性工作, 选用三种大小网格: 12.5、20.0、25.0 μm (分别记作粗、中、细网格), 三种网格计算得到的流场结构基

本相同,斜激波/斜爆轰波后诱导点火长度沿程分布变化趋势一致,如图2所示,其中,中、细两套网格捕捉到的诱导点火长度非常接近。可知采用中网格(远壁面网格大小为 $20.0\ \mu\text{m}$)能很好地捕捉到关键流场结构,提供可信的流场信息。

2 结果和讨论

2.1 有黏/无黏数值结果比较

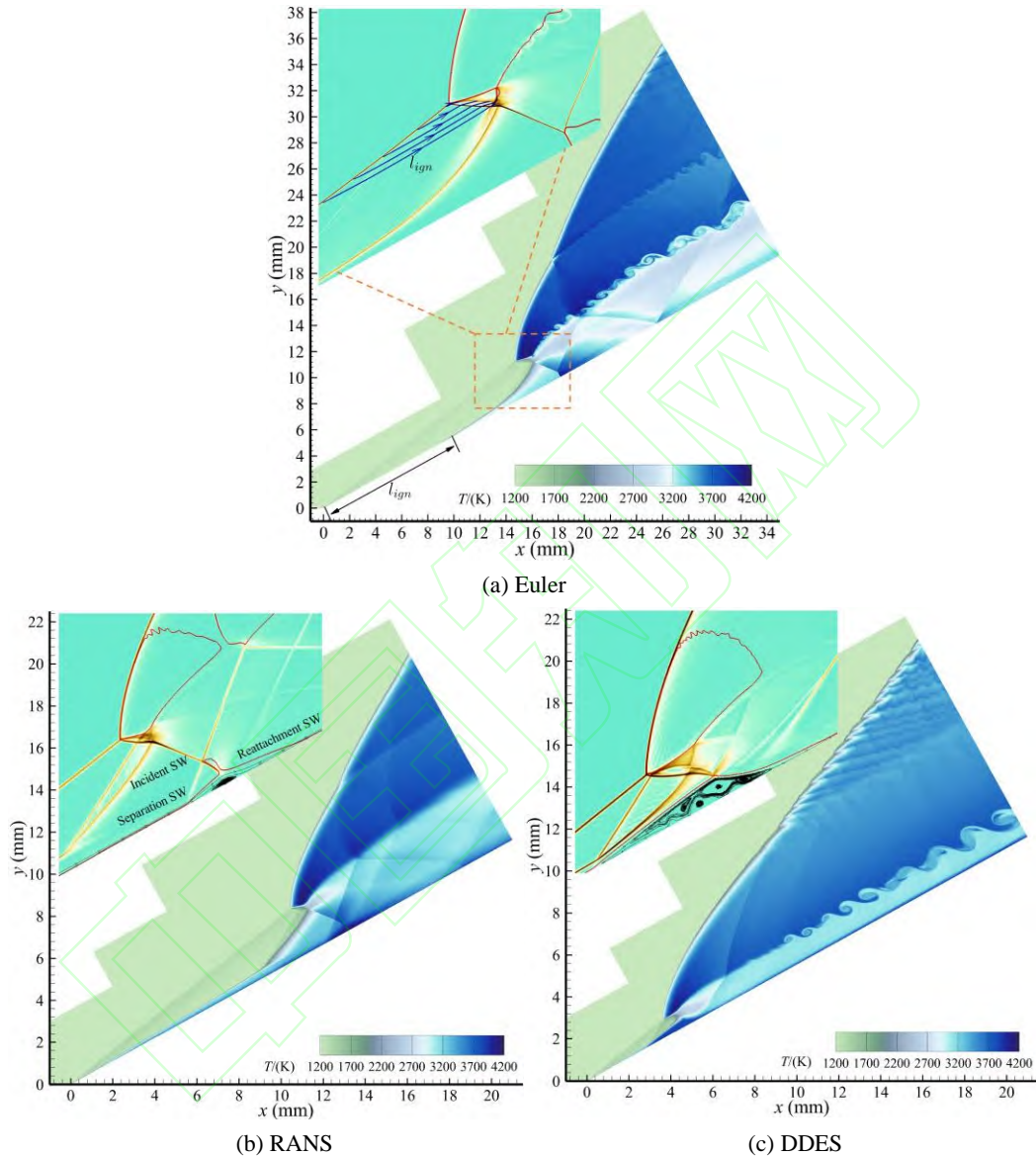


图 3 不同数值方法下斜爆轰流场温度云图和局部数值纹影

Fig. 3 Temperature contour and zoom-in numerical schlieren of ODW for various numerical methods

对于 $\theta_w=29^\circ$ 的斜劈诱导斜爆轰波,基于不同数值计算方法(Euler, RANS, DDES)得到的主要流场结构是类似的,如图3所示,即三波点连接斜激波、燃烧波和斜爆轰波,从三波点发出的滑移线将斜爆轰波和燃烧波后产物分割开来。受限于数值计算方法本身特性,RANS无法解析小尺度的涡,故RANS未能捕捉到滑移线上的涡结构。由

于计算方法选取了不同壁面边界条件:求解Euler方程时采用滑移固壁,在斜劈的上出现马赫反射(见图3(a));而RANS和DDES方法采用无滑移绝热固壁,入射激波与壁面边界层相互作用诱导分离泡形成(见图3(b)-(c)),但二者解析得到的分离泡大小和形态有较大差异。基于RANS计算得到的分离泡较小,分离区内只有一个涡结构,作用

于分离泡顶端的入射激波足为准正激波,其后存在明显的亚声速区域;而 DDES 计算得到较大分离区,且向上游发展,使得分离激波与燃烧波相互作用并融合,亦使得斜爆轰三波点更靠近斜劈顶端。对于 DDES 计算得到较大的分离区,可能原因是在分离区内 DDES 计算切换到大涡模拟模式,导致涡黏性减小,造成雷诺应力不足。

为探讨黏性效应对斜劈诱导斜爆轰波波阵面的影响,图 4(a)给出斜激波/斜爆轰波波阵面的沿程波角分布(采用多个横轴以便对比)。可发现由于壁面分离泡的发展和向上游运动,RANS 及 DDES 计算得到的斜爆轰三波点位置较 Euler 计算明显前移,三波点后斜爆轰波波角下降更快,即强过驱斜爆轰快速衰减为弱过驱斜爆轰。对于三波点前惰性斜激波,求解 Euler 方程得到的波

角为 36.9° ,和理论值的 37.4° 较接近,而对于 RANS 和 DDES 计算,由于边界层的存在使得斜激波的波角增大,分别为 38.3° 和 38.8° 。由于惰性斜激波强度不同,势必会影响斜激波后的诱导点火长度 l_{ign} ;关于 l_{ign} 的定义,一般指图 3(a)中的沿斜劈壁面的特征长度 l_{ign} ,为反应物穿过斜激波后完成诱导反应所经历路径长度,理论预测值可通过 $l_{ign}=u_{OSW} t_{ind}$ 计算,式中, u_{OSW} 为斜激波后速度, t_{ind} 为反应物在斜激波波后温度条件下的点火延迟时间。特别地,斜爆轰波的诱导点火长度即为爆轰波反应区的诱导长度。本文将斜激波/斜爆轰波波阵面后的诱导长度均记作诱导点火长度,可提取数值结果中穿过斜激波/斜爆轰波后经历诱导反应的流线,并做长度积分即可得到 l_{ign} 。

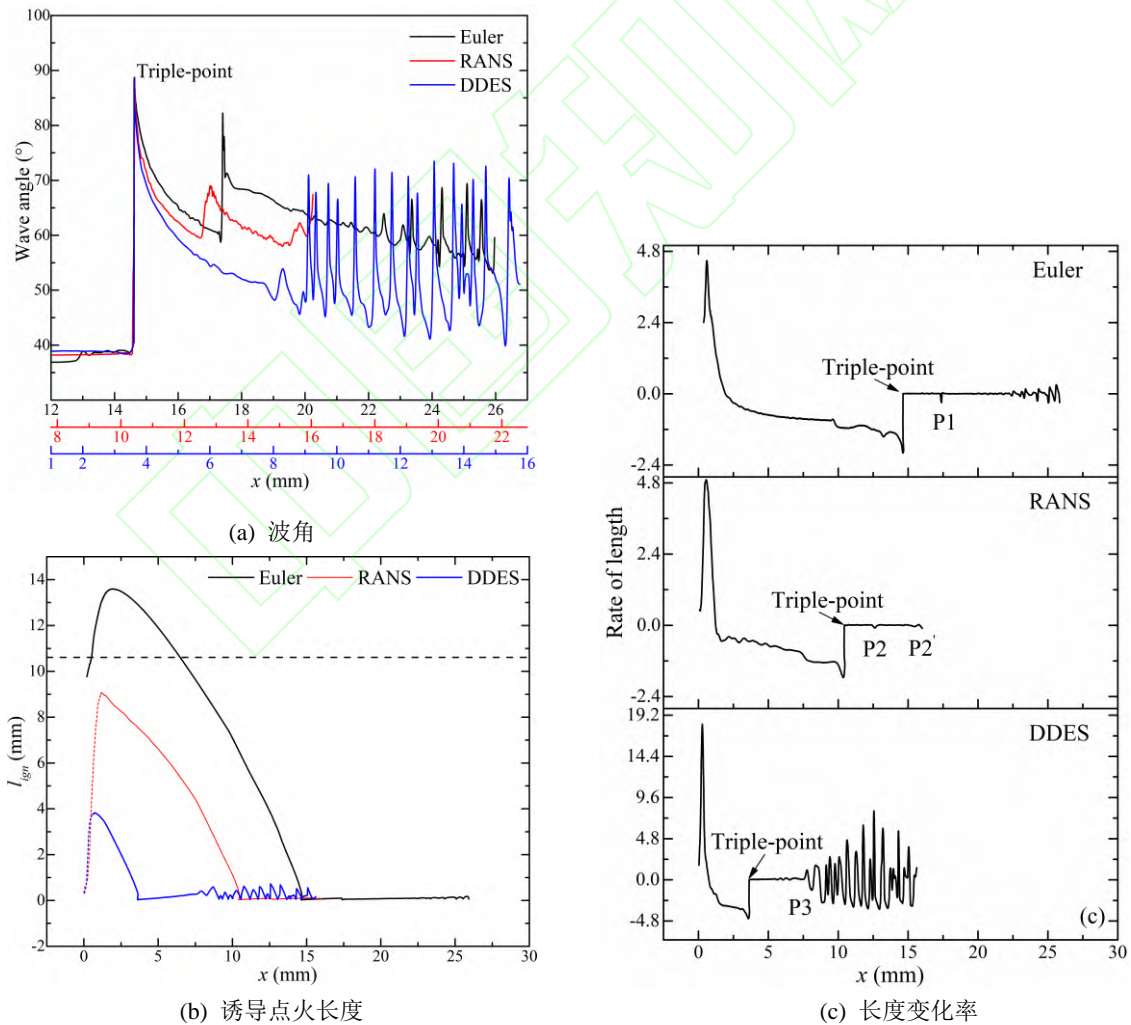


图 4 不同数值方法得到的斜激波/斜爆轰波的波阵面后(a)波角, (b)诱导点火长度和(c)长度变化率

Fig. 4 (a)Wave angle, (b)induction ignition length and (c) rate of length behind oblique shock/detonation wave front with various numerical method

图 4(b)给出斜激波/斜爆轰波波阵面后的诱导点火长度的沿程分布,图中水平虚线是 l_{ign} 的理论值,可发现三种计算方法得到的波阵面后 l_{ign} 在三波点前发展趋势类似,即先增大后减小,而非单调减小。靠近壁面处波阵面的 l_{ign} 会略小于远壁面处的,猜测其可能原因:在斜激波后反应物沿着壁面完成诱导反应后形成燃烧波过程中,由于燃烧波后的高温高压产物,会促使燃烧面在近壁面薄层内向前延伸;另一方面,对于 RANS 及 DDES 计算,近壁面处的 l_{ign} 极小,见图 4(b)的虚线部分,最小达 10^{-1} mm 量级,此处的着火燃烧实际上并非为激波诱导引起的,而是由于边界层内滞止高温诱发的快速化学反应,故此处的 l_{ign} 为波阵面与燃烧边界层之间的距离,而非诱导点火长度。

同时, Euler 计算得到的最大诱导点火长度最大(13.6 mm),随后依次为 RANS 和 DDES 计算,分别约为 Euler 计算值的 1/1.5 和 1/3.6 倍。基于 $2-\gamma$ 斜激波关系式^[33],可知斜激波角为 36.9° , 38.3° 和 38.9° (对应于 Euler, RANS, DDES 计算)时波后温度分别约为 1226 K, 1289K 和 1316 K。通过两步化学反应模型中诱导反应速率表达式^[22],发现 RANS 计算和 DDES 计算的波后的诱导反应速率约为 Euler 计算的 1.8 倍和 2.3 倍。考虑到波角增大,波后速度有轻微减小。由 l_{ign} 的定义可知, RANS 计算的最大诱导点火长度减小主要是由波角增大导致的;而对于 DDES 计算,则是由于下游分离泡的向上游运动造成的,其次为波角增大的影响。

对于三波点后波阵面,斜爆轰波的前导激波压缩反应物促使化学反应快速发生, l_{ign} 即为爆轰波反应区诱导长度。在斜爆轰波演化过程中,由于前导激波强度变化,使得波后的诱导点火长度出现空间上的振荡, Verreault 等^[34]指出由于化学反应区厚度的变化会引起左行横波的产生,进而出现类胞格结构(见图 3(a), (c)),即诱导点火长度的变化和类胞格结构的形成是互为因果的。为直观地分析化学反应区长度失稳,现给出波后诱导点火长度沿程变化率(即对图 4(b)中曲线作一阶微分,见图 4(c)),对于 Euler 计算,壁面上反射激波与斜爆轰波相互作用使得 P1 处 l_{ign} 变化率减小,但其后并未立即引起 l_{ign} 的波动,而是约经 3.4 mm 后化学反应区厚度才出现振荡。在 RANS 计算中, P2 和 P2' 分别是分离泡的分离激波和再附激波与

斜爆轰波的作用处,亦能观察到诱导点火长度的局部变化,但受限于计算域大小未能观察到化学反应区厚度的完整失稳现象;对于 DDES 计算, P3 处为再附激波与斜爆轰波阵面作用处,此处立即引起斜爆轰波后诱导反应区的失稳,并出现类胞格结构。可发现无黏计算中斜爆轰波阵面在与激波作用后,化学反应区失稳呈现一定滞后性;造成该差异的主要因素是反射斜激波,无黏计算中斜激波是从壁面反射的激波,而对于有黏计算,该斜激波依附于分离泡,由于分离泡的分离/再附激波本身具有低频振荡特性,自带不稳定性,故与斜爆轰波作用后更易诱导化学反应区长度失稳。

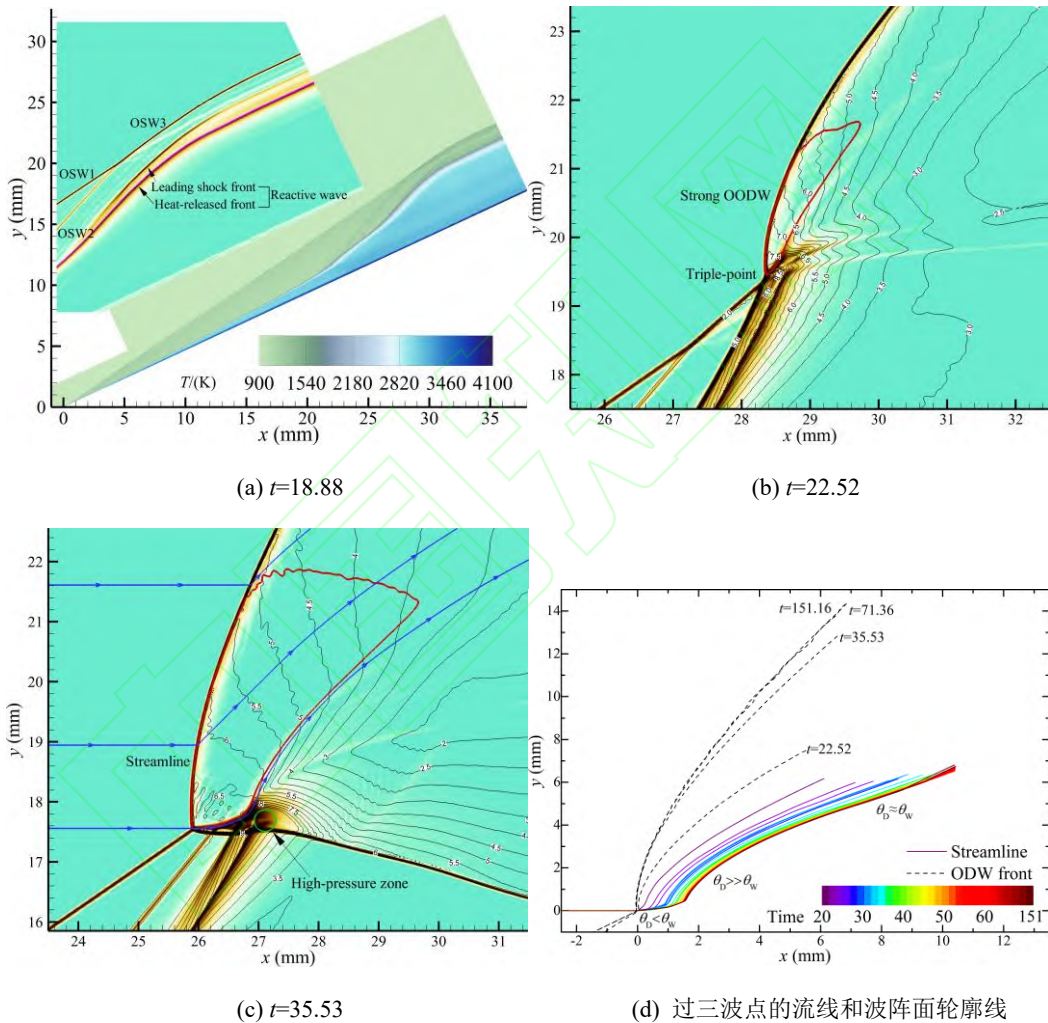
2.2 斜爆轰波起爆演化过程

前述研究指出边界层(及分离泡)流动对斜爆轰波诱导点火长度和波阵面的影响,为进一步认识黏性效应对斜爆轰波起爆演化和流场结果的作用,分析激波诱导燃烧在爆轰起爆中扮演的作用,开展了不同活化能 ($E_a/R_\infty T_\infty=30\sim 50$) 条件下, $\theta_w=25^\circ$ 斜劈诱导斜爆轰波的 RANS 计算(其他来流条件与前文相同)。以活化能 $E_a/R_\infty T_\infty=30$ 的演化过程为例,图 5 给出典型时刻下的局部数值纹影图。当 $t=18.88$ 时(见图 5(a)),反应物穿过激波 OSW1 后经一段诱导距离点火,释热产生的高温高压产物使得反应波由壁面向惰性激波阵面方向膨胀,同时反应波向外膨胀过程中产生压力扰动并汇聚形成激波 OSW2;由图 5(a)可知反应波的前导激波和释热阵面是解耦的,此时激波诱导的反应波并非爆轰波。明显地,反应波将与 OSW3 碰撞,并初步建立斜爆轰波,如图 5(b)所示($t=22.52$),此时三波点附近斜爆轰波为强过驱斜爆轰波,由于激波/反应波的碰撞聚焦导致的高温高压能加速化学反应释热,三波点附近的压力高达 7.0~7.5 MPa,远大于斜爆轰极曲线强解支的理论最大值 5.5 MPa。因局部高压的膨胀作用,斜爆轰波阵面在三波点的牵引下向上游运动, $t=35.53$ 时的局部流场见图 5(c),斜爆轰波后亚声速区域明显增大,此时三波点附近波系和最终准稳态流场结构基本类似,但三波点附近斜爆轰波后的压力仍较高(6.5 MPa);伴随流场演化,强过驱斜爆轰波后压力将降至 5.8 MPa,接近理论最大值。

需注意地,过三波点的流线发生多次明显偏折以匹配下游和附近流场。图 5(d)给出不同时刻下过三波点的流线(彩色实线,以时间着色)和典型

时刻的斜爆轰波波阵面轮廓（黑色虚线）。一般地，可将过三波点的流线等效于剪切层，即将斜爆轰波后流场和激波/燃烧波后流场分隔开来的接触间断。为便于对比，将各时刻下的三波点位置平移至坐标原点处。可发现在 $t=22.52\sim 71.36$ 的斜爆轰波的演化过程中，整个爆轰波后高温流场（波阵面和流线之间区域）持续向外扩张，之后达到平衡状态；另外，过三波点流线的偏折角 θ_D 经历三个变化阶

段，即：1) $\theta_D < \theta_w$ ，在三波点附近状态，由强过驱斜爆轰波后状态和由三波点出发的横波确定；2) $\theta_D \gg \theta_w$ ，燃烧波和由三波点发出的横波相互作用产生高压区促使流线发生逆时针偏转（见图 5(c)），同时该偏转对强过驱斜爆轰波后亚声速流场具有收敛压缩作用，有益于其加速至超声速；3) $\theta_D \sim \theta_w$ ，匹配下游流场，与斜劈角大小近似相等。



红色实线：声速线 $Ma=1.0$ ；紫色实线：产物质量分数 $\lambda_R=0.05$ ；压力等值线：MPa

Red solid line: sonic line $Ma=1.0$; purple solid line: product mass fraction $\lambda_R=0.05$; Pressure iso-line: MPa

图 5 当 $E_a/R_\infty T_\infty=30$ 时不同时刻的斜爆轰波三波点局部数值纹影和过三波点的流线

Fig. 5 Zoomed-in numerical schlieren near ODW triple-point and streamline with different time snapshots for $E_a/R_\infty T_\infty=30$

由以上分析可知，斜爆轰波的起爆是由于斜激波诱导的燃烧波与斜激波碰撞引起，产生高温高压产物向外膨胀，该过程可认为是反应波的衍射及与激波相互作用的复杂耦合过程。因强过驱

斜爆轰波后为亚声速区域，使得波后扰动能前传至波阵面，需对该区域特别关注。对于给定来流参数，斜激波强度一定，故起爆过程中燃烧波强度是强过驱斜爆轰形成的关键影响因素。图 6 给出

同活化能条件下准稳态流场下斜爆轰波后亚声速区域,为便于比较,将亚音速区域的三波点平移至坐标原点。可发现随着活化能增大,亚声速区域有明显增大。

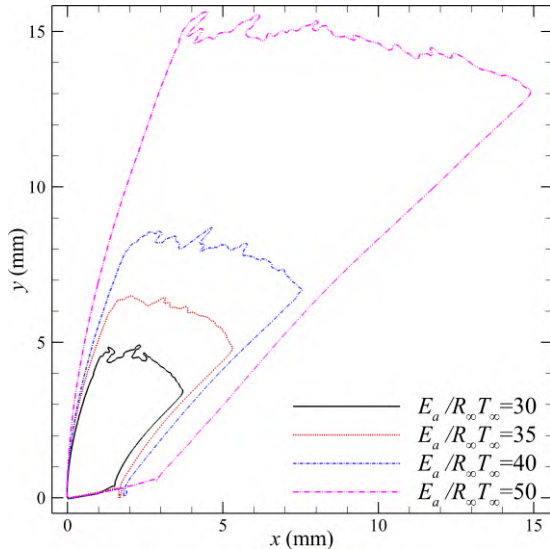


图 6 不同活化能条件下强过驱斜爆轰波后亚声速区域
Fig. 6 Subsonic region behind strong overdriven ODW for various activation energy

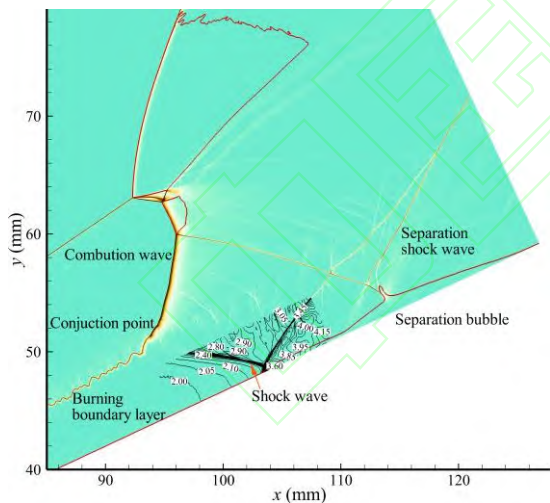


图 7 当 $E_a/R_\infty T_\infty=50$ 时斜爆轰波过渡区数值纹影与压力等值线

Fig. 7 Numerical Schlieren and iso-pressure line of transition region for ODW when $E_a=50$

一般而言,较小的活化能会增加化学反应速率,有利于燃烧波的前导激波与释热面的耦合,但在现有研究中,发现无量纲活化能 $E_a/R_\infty T_\infty=30$ 时前导激波和释热面是解耦的(见图 5(a)),而当无量活化能增至 40 时则呈现耦合状态,显然,导致波阵面和释热面耦合与否并非单一地考虑活化能

对化学反应速率的影响。

进一步地,分析了不同活化能条件下过渡区域的局部纹影图和压力等值线图,活化能增大为燃烧边界层的发展提供了充足的时间/空间发展,使得压力扰动得到不断积累汇聚。当活化能较小时,在燃烧边界层和燃烧波的交界点处存在一系列压缩波;当活化能增大(如 $E_a/R_\infty T_\infty=50$),则会出现激波(见图 7),带来明显的压力跃升,基于数值结果,发现 $E_a/R_\infty T_\infty=30$ 时,由于压缩波存在导致压力由 1.97 MPa 增至 2.76 MPa;当 $E_a/R_\infty T_\infty=50$,压力则由 2.07 MPa 跃升至 4.10 MPa。此时,燃烧波亦需增强以匹配该压升。进而,增强的燃烧波与斜激波发生更为剧烈的碰撞,从而诱使更大范围的强过驱斜爆轰波阵面形成。

3 结论

本文开展高分辨率的无黏/有黏数值计算,分析黏性对斜爆轰波波阵面的影响,并关注斜爆轰波的起爆演化过程,主要结论如下:

1) 比较 Euler、RANS 和 DDES 三种计算方法得到的主要流场结构,由于壁面边界条件的差异,RANS 和 DDES 计算由于激波/边界层相互作用存在分离泡。对于斜激波/斜爆轰的波角及波后诱导点火长度,发现有黏计算(RANS 和 DDES)条件下惰性斜爆轰波角值明显大于无黏计算(Euler),即边界层会增强斜激波强度,此为 RANS 计算中使斜激波后诱导点火长度减小的主要因素,而 DDES 计算中则主要是由于下游分离泡向上游运动造成的。

2) 在无黏/有黏计算中,均发现壁面反射激波与斜爆轰波相互作用导致斜爆轰波诱导区长度失稳,进而诱发类胞格结构形成;由于分离泡的分离/再附激波本身表现出低频振荡特性,自身具有不稳定性,DDES 计算能更快促使类胞格结构出现。

3) 分析斜爆轰波的起爆过程,发现由斜激波诱导的燃烧波与斜激波碰撞形成高温高压区,并向外膨胀至稳态,可近似为反应波衍射及与激波碰撞的复杂耦合过程;最终准稳态流场中强过驱斜爆轰波区域随着燃烧波强度的增大而增大。

参考文献:

- [1] LEE J H S. The detonation phenomenon[M]. Cambridge University Press,2008.

- [2] 谭汶昊, 郑龙席, 卢杰等. 高温来流下U型脉冲爆震燃烧室燃烧特性试验[J]. 航空动力学报, 2022(3): 502–510. TAN Wenhao, ZHENG Longxi, LU Jie, et al. Experiment on combustion characteristics of U-bend pulse detonation combustor under high temperature inlet stream[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, (3):502-510. (in Chinese)
- [3] 李宝星, 许桂阳, 舒慧明. 燃烧室轴向和周向长度对气液两相旋转爆轰特性的影响[J]. 航空动力学报, 2020, 35(8): 1601–1611. LI Baoxing, XU Guiyang, SHU Huiming. Influence of axial and circumferential lengths of combustion chamber on gas-liquid two-phase rotating detonation characteristics[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(8):1601-1611. (in Chinese)
- [4] URZAY J. Supersonic combustion in air-breathing propulsion systems for hypersonic flight[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2018, 50(1): 593–627.
- [5] 苗世坤, 周进, 刘彧等. 超声速气流中的斜爆轰研究进展综述[J]. 实验流体力学, 2019, 33(1): 41–53. MIAO Shikun, ZHOU Jin, LIU Yu, et al. Review of studies on oblique detonation waves in supersonic flows[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2019, 33(1): 41-53. (in Chinese)
- [6] 杨鹏飞, 张子健, 杨瑞鑫等. 斜爆轰发动机的推力性能理论分析[J]. 力学学报, 2021, 53(10): 1–12. YANG Pengfei, ZHANG Zijian, YANG Ruixin, et al. Theoretical study on propulsive performance of oblique detonation engine. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2021, 53(10): 1-12 (in Chinese)
- [7] JIANG Z, ZHANG Z, LIU Y, et al. Criteria for hypersonic airbreathing propulsion and its experimental verification[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2021, 34(3): 94–104.
- [8] YANG P, TENG H, JIANG Z, et al. Effects of inflow Mach number on oblique detonation initiation with a two-step induction-reaction kinetic model[J]. Combustion and Flame, 2018, 193: 246–256.
- [9] TENG H, TIAN C, ZHANG Y, et al. Morphology of oblique detonation waves in a stoichiometric hydrogen-air mixture[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 913: 1–23.
- [10] TENG H, NG H D, YANG P, et al. Near-field relaxation subsequent to the onset of oblique detonations with a two-step kinetic model[J]. Physics of Fluids, 2021, 33(9).
- [11] 滕宏辉, 杨鹏飞, 张义宁等. 斜爆震发动机的流动与燃烧机理[J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 090008. TENG Honghui, YANG Pengfei, ZHANG Yining, et al. Flow and combustion mechanism of oblique detonation engines[J]. Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 090008. (in Chinese)
- [12] 滕宏辉, 姜宗林. 斜爆轰的多波结构及其稳定性研究进展[J]. 力学进展, 2020, 50(1): 202002. TENG H H, JIANG Z L. Progress in multi-wave structure and stability of oblique detonations[J]. Advances in Mechanics, 2020, 50: 202002. (in Chinese)
- [13] ROSATO D A, THORNTON M, SOSA J, et al. Stabilized detonation for hypersonic propulsion[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2021, 118(20): 1–7.
- [14] ZHANG Z, WEN C, YUAN C, et al. An experimental study of formation of stabilized oblique detonation waves in a combustor[J]. Combustion and Flame, 2022, 237: 111868.
- [15] 张子健, 韩信, 马凯夫等. 斜爆轰发动机燃烧机理试验研究[J]. 推进技术, 2021, 42(4): 786–794. ZHANG Zijian, HAN Xin, MA Kaifu, et al. Experimental Research on Combustion Mechanism of Oblique Detonation Engines[J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(4): 786-794. (in Chinese)
- [16] LI C, KAILASANATH K, ORAN E. Effects of boundary layers on oblique-detonation structures[C]//31st Aerospace Sciences Meeting. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1993.
- [17] CHOI J-Y, JEUNG I-S. Numerical simulation of superdetonative ram accelerator: its shock-induced combustion and oblique detonation[M]. SEILER F, IGRA O. //Hypervelocity Launchers. Shock Wave Science and Technology Reference Library, vol 10.. Springer, 2016: 217–267.
- [18] YU M, MIAO S. Initiation characteristics of wedge-induced oblique detonation waves in turbulence flows[J]. Acta Astronautica, 2018, 147: 195–204.
- [19] MIAO S, XU D, SONG T, et al. Shock wave-boundary layer interactions in wedge-induced oblique detonations[J]. Combustion Science and Technology, 2020, 192(12): 2345–2370.
- [20] ZHANG Z, MA K, ZHANG W, et al. Numerical investigation of a Mach 9 oblique detonation engine with fuel pre-injection[J]. Aerospace Science and Technology, 2020,

- 105: 106054.
- [21] ZHANG Z, WEN C, ZHANG W, et al. Formation of stabilized oblique detonation waves in a combustor[J]. *Combustion and Flame*, 2021, 223: 423–436.
- [22] 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.
- [23] ALLMARAS S R, JOHNSON F T, SPALART P R. Modifications and clarifications for the implementation of the spalart-allmaras turbulence model[C]//7th International Conference on Computational Fluid Dynamics. Big Island:Hawaii,2012: 1–11.
- [24] SPALART P R, DECK S, SHUR M L, et al. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2006, 20(3): 181.
- [25] 杨理, 岳连捷, 张新宇. 斜爆轰波的波角和法向速度-曲率关系初步探究[J]. *航空学报*, 2020, 41(11): 123701.
YANG Li, YUE Lianjie, ZHANG Xinyu. Preliminary study on the wave angle and normal velocity-curvature relation of oblique detonation wave[J]. *ACTA AERONAUTICA ET ASTRONAUTICA SINICA*, 2020, 41(11): 123701. (in Chinese)
- [26] JIANG G S, SHU C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. *Journal of Computational Physics*, 1996, 126(1): 202–228.
- [27] ACKER F, BORGES R B d. R, COSTA B. An improved WENO-Z scheme[J]. *Journal of Computational Physics*, 2016, 313: 726–753.
- [28] ROE P L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes[J]. *Journal of Computational Physics*, 1997, 135(2): 250–258.
- [29] EINFELD B. On Godunov-type methods for gas dynamics[J]. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 1988, 25(2): 294–318.
- [30] 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.
- [31] KENNEDY C A, CARPENTER M H. Additive Runge-Kutta schemes for convection-diffusion-reaction equations[J]. *Applied Numerical Mathematics*, 2003, 44(1–2): 139–181.
- [32] YANG L, YUE L, ZHANG Q, et al. High-order simulation solving Navier-Stokes equations with Spalart–Allmaras turbulence model[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2020, 1600(1): 012024.
- [33] YANG L, YUE L, ZHANG Q, et al. Numerical study on the shock/combustion interaction of oblique detonation waves[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2020, 104: 105938.
- [34] 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.