

# 非定常来流中斜爆轰波面胞格结构研究<sup>1)</sup>

杨鹏飞<sup>\*,†,2)</sup>, 滕宏辉<sup>‡</sup>, 姜宗林<sup>\*,†</sup>

<sup>\*</sup> (中国科学院力学研究所, 北京 100190)

<sup>†</sup> (中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049)

<sup>‡</sup> (北京理工大学 宇航学院, 北京 100081)

**摘要:** 本文采用二维 Euler 方程和两步诱导-放热总包反应模型对非定常来流情况下突变型斜爆轰波的波动力学特征进行研究。首先, 合理地选择化学反应参数获得稳定的突变型斜爆轰流场, 而后沿着来流方向施加不同频率的单周期/多周期的密度/温度扰动, 同时保证来流的绝对速度和压力不变。研究表明, 对于单周期扰动而言, 施加低频扰动时斜爆轰波面和诱导区末端的反应面整体前后移动并最终恢复到原始的稳定状态; 中频和高频扰动均会使得诱导区前端出现新的燃烧区, 但中频扰动所产生的新的起爆区域更大并导致下游斜爆轰波面发生更加剧烈的振荡。对于多周期扰动作用下的斜爆轰波, 周期性低频扰动使得斜爆轰波的起爆区结构在突变和光滑型之间转变, 并且下游爆轰波面会周期性的出现精细的胞格结构, 而中频扰动则在一定程度上抑制下游波面胞格结构的产生(相对于低频扰动的情况)。高频多周期扰动使得诱导区内周期性地产生新的燃烧区, 持续作用于下游的爆轰波面出现复杂的三波点结构。

**关键词:** 斜爆轰波, 非定常扰动, 突变结构, 波面胞格

## 引言

爆轰波是激波与放热反应耦合能够在预混可燃气体中超声速自持传播的燃烧波, 其具有燃烧速率快, 能量转换迅速的特点。采用斜爆轰波进行组织燃烧的推进系统尤其适合于高速的吸气式飞行器, 因而斜爆轰波的基础和应用研究得到了很多的关注<sup>[1-6]</sup>。斜爆轰发动机不仅具有爆轰推进系统相对较高的热循环效率, 而且特别适合于高马赫数的飞行。对于斜爆轰发动机的设计和工程应用, 理解斜爆轰的基础结构和波动力学特征就显得极其重要。早期的研究人员<sup>[7]</sup>给出了二维斜爆轰波主要由斜激波、斜爆轰波、诱导区以及连接斜激波和斜爆轰波的多波点组成, 此种突变型的斜爆轰波结构由后来的实验所证实<sup>[8]</sup>。对于斜爆轰的实验来说, 来流速度高, 实验条件苛刻, 后续的研究多采用数值模拟的手段对斜爆轰波的流场结构进行诸多参数化的研究, 如来流马赫数、楔面角度和活化能以及燃料种类等<sup>[9-12]</sup>。同时二维尖锥所具有的 Taylor-Maccoll 流动对起爆和驻定的影响也通过数值研究的手段给出了初步的认识<sup>[13]</sup>, 尖锥面对产物的持续压缩作用使得斜爆轰波的波面出现耦合-再解耦的现象。除此之外, 斜爆轰波波面胞格结构以及其失稳的机理也得到了部分关注和研究<sup>[14-16]</sup>, 获得了波面胞格结构特征和波面失稳的机制。斜爆轰波相关的实验研究主要集中在预混气体中钝头弹丸的实验, 相关结果展示出弯曲激波/爆轰波/膨胀波相互干扰所产生的复杂的波系结构特征<sup>[17-20]</sup>。

考虑到斜爆轰波的实际工程应用, 目前斜爆轰波的研究也不再局限于固定的楔面和来流条件。研究人员<sup>[21]</sup>在原有稳定流场的基础上调整楔面角度的来实现对斜爆轰流场的扰动和重构, 发现楔面角度由大向小发生变化时, 斜爆轰波整体向下游移动, 但由于诱导区和爆轰波移动速度的差异使得起爆区结构扭曲变形; 楔面角度从小向大发生变化时, 起爆区会先形成新的燃烧区域。同时 Liu 等<sup>[22]</sup>微调楔面角度施加扰动, 发现斜爆轰波波面的三波点结构出现迟滞现象。对于来流的扰动, Fusina 等<sup>[23]</sup>采用波面前施加局部扰动的方式, 研究了斜爆轰波的抗干扰能力和波系结构的稳定性。然而以往的研究大多集中于瞬态和局部的扰动, 对于连续扰动的来流研究较少。我们以光滑型斜爆轰波的算例为基础, 开展了单周期/多周期/多种频率扰动作用下的斜爆轰波波动力学的研究, 涉及到起爆区的结构特征以及扰动/起爆区/斜爆轰波的相互作用<sup>[24]</sup>。

然而前面的研究并没有涉及到非定常条件下波面胞格结构的研究, 本文采用数值模拟的方法开展突变型斜爆轰波在来流扰动情况下的波动力学特征和波面胞格的生成机理方面的工作, 主要关注不同频率下单周期扰动和多周期扰动下斜爆轰波的响应。在本文中, 我们保证来流的压力和速度不变, 仅仅对温度/密度进行扰动, 这样可以保证扰动到达波面之前不会发生变化。

<sup>1)</sup> 国家自然科学基金项目(11822202, 91641130)

<sup>2)</sup> 通讯作者: yangpengfei@imech.ac.cn

# 1 数学物理模型

## 1.1 物理模型和控制方程

半无限长楔面诱导产生的斜爆轰波示意图如图 1 所示。来流为超声速可燃混合气体，楔面首先诱导出一道斜激波，波后温度升高化学反应开始起作用并在下游起爆获得一条斜爆轰波。将坐标系旋转与楔面平行并保证扰动的方向与来流平行，通过调整左侧和上侧的自由边界实现来流扰动的施加。

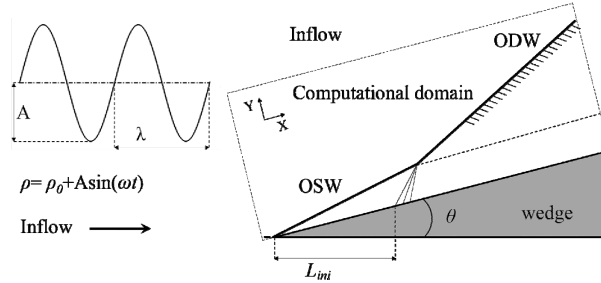


图 1 斜爆轰波流场示意图

Fig. 1 Schematic of a typical oblique detonation wave

与以往的爆轰波的数值研究类似<sup>[9-16]</sup>，本文采用带化学反应的 Euler 方程和两步反应模型<sup>[25]</sup>来模拟斜爆轰波的流场结构。两步反应模型主要分为诱导区和化学反应放热区，其控制方程如下：

$$\frac{\partial(\rho\xi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\xi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\xi)}{\partial y} = H(1-\xi)\rho k_I \exp\left[E_I\left(\frac{1}{T_S} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho\eta)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\eta)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\eta)}{\partial y} = [1-H(1-\xi)](1-\eta)\rho k_R \exp\left[-\frac{E_R}{T}\right] \quad (2)$$

其中 Heaviside 阶跃函数如下：

$$H(1-\xi) = \begin{cases} 1, & \text{if } 0 < \xi \leq 1 \\ 0, & \text{if } \xi \leq 0 \end{cases} \quad (3)$$

单位质量的能量方程如下：

$$e = \frac{p}{\rho(\gamma-1)} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) - \eta Q \quad (4)$$

变量  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $p$ ,  $e$  和  $Q$  分别是密度,  $x$  方向速度,  $y$  方向速度, 压力, 单位质量能量以及放热量, 并且所有的变量均为无量纲量, 其无量纲形式如下：

$$p = \frac{p_1}{p_0}, \rho = \frac{\rho_1}{\rho_0}, T = \frac{T_1}{T_0}, u = \frac{u_1}{\sqrt{RT_0}} \quad (5)$$

本文采用的是色散可控耗散格式 (DCD)<sup>[26]</sup>捕捉激波间断, 这是一种基于修正方程的控制而构造的精度高、无振荡的差分格式, 属于总变差衰减格式 (TVD) 中的一种, 对流项的差分格式具有空间二阶精度, 时间推进采用三阶 Runge-Kutta 方法。放热量  $Q$ 、比热比  $\gamma$  以及计算诱导区、反应区活化能的两个参数  $E_I$ 、 $E_R$  的取值分别为  $Q = 50$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $E_I = 5.0 T_S$ ,  $E_R = 1.0 T_S$ , 其中  $T_S$  是前导激波后温度。

本文的研究中, 首先我们采用  $Ma=9.0$ ,  $\theta = 30^\circ$  的来流条件得到一个突变型的斜爆轰流场作为计算的初始条件, 然后保证来流的速度和压力不变, 将密度  $\rho$  在一定范围内进行周期性的正弦变化  $\rho = \rho_0 + A \cdot \sin(\omega t)$ , 并通过左侧和上侧边界合理的设置确保扰动的方向和来流平行, 并实现扰动规律的控制。右侧超声速出口边界采用直接外推的方式进行处理, 底部边界采用无粘滑移边界, 楔面的起始点为  $x=5.0$ 。

## 1.2 周期性扰动的设置

为了模拟来流扰动情况下的斜爆轰波, 首先我们要选定扰动的幅值  $A$  和扰动的频率  $\omega$ 。本文中所有的物理量均采用无量纲的形式进行计算, 因此对于无扰动的流场其密度  $\rho_0 = 1.0$ , 扰动幅值在初始参数基础上按照正弦规律浮动。经过大量的计算和测试, 总的来说, 扰动幅值比较大的时候会使得整个流场变得异常的复杂, 为流动过程的分析带来太多困难; 扰动幅值比较小的时候, 由于斜爆轰波本身具有很强的抗干扰能

力，扰动带来的影响又不足以使得流场结构发生显著的变化。因此我们选定扰动的幅值  $A=0.2$ ，使得来流的密度在 0.8-1.2 之间按照正弦规律变化。通过调整扰动圆频率  $\omega$  来实现不同频率下斜爆轰波的动力学特征研究，同时为了定量刻画来流扰动的物理意义，以稳态条件下 ( $\rho = 1.0$ ) 斜爆轰波沿着壁面的诱导区长度在来流方向的投影长度  $L_{ini}$  为参考来定义扰动波数  $N$ ，即投影长度  $L_{ini}$  内含有  $N$  个波长为  $\lambda$  的扰动：

$$L_{ini} = N \cdot \lambda \tag{6}$$

由此可以得到扰动波数  $N$ 、扰动频率  $\omega$ 、扰动周期  $T_d$  和扰动波长  $\lambda$  的定量关系，如下表所示：

表 1 参数对应表

Table 1 The disturbance parameters used in this study

$N$	$\omega$	$T_d$	$\lambda$
0.01	0.015	415.5	4096.3
0.05	0.076	83.1	819.3
0.10	0.151	41.5	409.6
0.20	0.302	20.8	204.8

## 2 结果与讨论

### 2.1 斜爆轰波流场基本结构

为了计算来流扰动的影响，首先给出三种稳态条件（来流密度  $\rho = 0.8, 1.0, 1.2$ ）的斜爆轰波结构，如图 2 所示。对于图 2b，来流  $Ma = 9.0$ ，楔面角度  $\theta = 30^\circ$ ，超声速来流首先在楔面前端形成一个斜激波，在下游区域形成了一道突变型斜爆轰波。来流密度降低使得起爆区长度缩短，形成了光滑型的斜爆轰波。在保证来流压力和速度不变的情况下，密度降低，温度升高导致斜激波后的温度升高，来流马赫数降低则会产生较弱的斜激波不利于波后化学反应的进行。总体来看，来流温度的升高在斜激波后的化学反应影响因素中占据主导地位，因此密度降低所导致的温度升高使得起爆区的长度缩短并变成了光滑型斜爆轰波，密度升高则会使得斜爆轰波在下游起爆并维持突变型的结构。

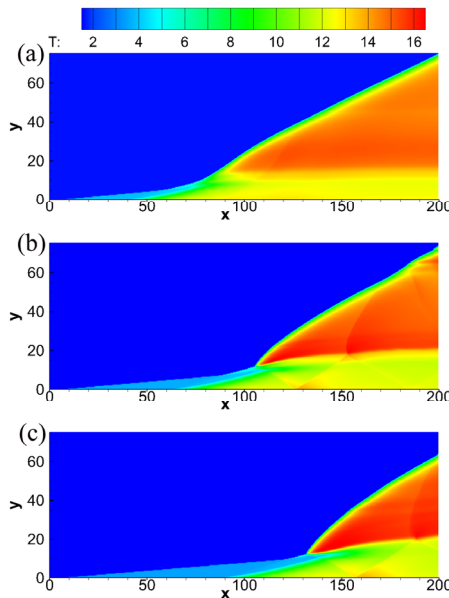


图 2 斜爆轰波温度流场，密度  $\rho = 0.8$  (a),  $1.0$  (b),  $1.2$  (c)

Fig. 2 Temperature of oblique detonation waves with  $\rho = 0.8$  (a),  $1.0$  (b),  $1.2$  (c)

### 2.2 单周期扰动的影响

为了研究非定常来流下斜爆轰波的动力学行为，首先给出单周期扰动情况下流场的响应过程。图 3 给

出的是扰动波数  $N = 0.01$  的情况下不同时刻爆轰波的温度流场。由于扰动施加的形式为  $\rho = \rho_0 + A \cdot \sin(\omega t)$ ，波面首先接触到的是密度大而温度小（相对  $\rho_0$  状态）的扰动，因此爆轰波波面首先向下游移动。随着扰动的变化，爆轰波向上游移动逐渐由突变型过渡到光滑型的斜爆轰波，并伴随有三波点的产生。三波点向下游移动的过程中与来流的扰动相互作用，进一步增强了爆轰波面内在的不稳定性而形成很多细小的胞格结构。当扰动流过整个计算区域后，斜爆轰波能够恢复到原来的稳定状态。

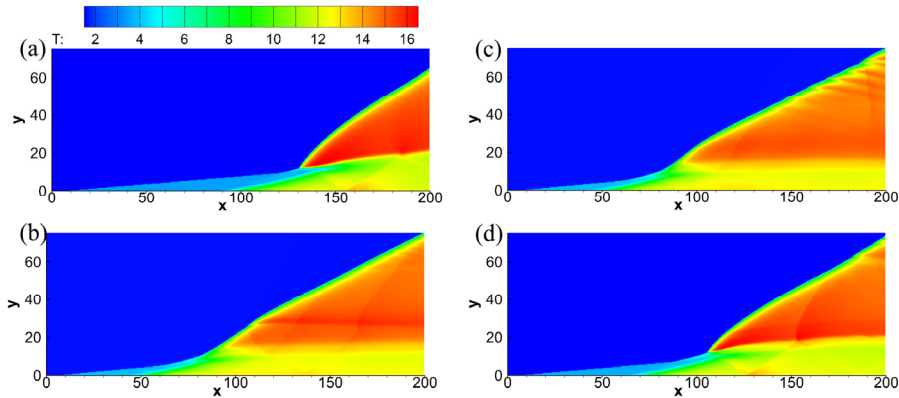


图 3 单周期扰动下斜爆轰波温度流场， $N = 0.01$

Fig. 3 Temperature of oblique detonation waves with single-pulse disturbance and  $N = 0.01$

图 4 给出的是进一步增大扰动波数  $N = 0.05$ （即增加扰动的频率）的斜爆轰波响应过程。整体来看，在一个扰动周期内斜爆轰波会前后移动并最终恢复到稳定的状态，但响应过程有所不同。相对于低频扰动而言，高频扰动作用下爆轰波的波面上形成了更强的三波点，但波面并未失稳出现细小的胞格结构。也就是说，高频扰动在一定程度上能够抑制波面的失稳。

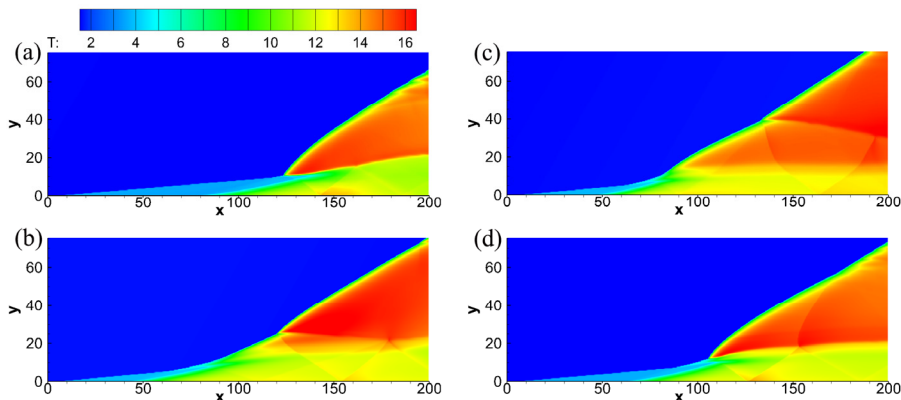


图 4 单周期扰动下斜爆轰波温度流场， $N = 0.05$

Fig. 4 Temperature of oblique detonation waves with single-pulse disturbance and  $N = 0.05$

### 2.3 多周期扰动的影响

相比单周期扰动而言，多周期扰动作用下的斜爆轰波动力学特征更加复杂。图 5 给出的是扰动波数  $N = 0.01$ ，多周期扰动作用下斜爆轰波流场的响应过程。爆轰波流场会周期性的前后移动，并在光滑型和突变型爆轰波之间进行连续的变化。如图 5a 所示，斜爆轰波向下游移动时波面上出现一个主三波点，三波点快速向下游移动扫过波面，波面失稳出现细小的胞格结构。这与图 2b 和 3c 结果中出现的胞格类似，均没有明显的外在扰动，属于爆轰波波面内在不稳定性。图 3c 和图 5b 则是受到了主三波点的影响，进一步增强了其内在的不稳定性。波面上的三波点会迅速地向下移动，在后续的时间段内没有出现，但波面的失稳则会在周期性扰动作用下重复出现。

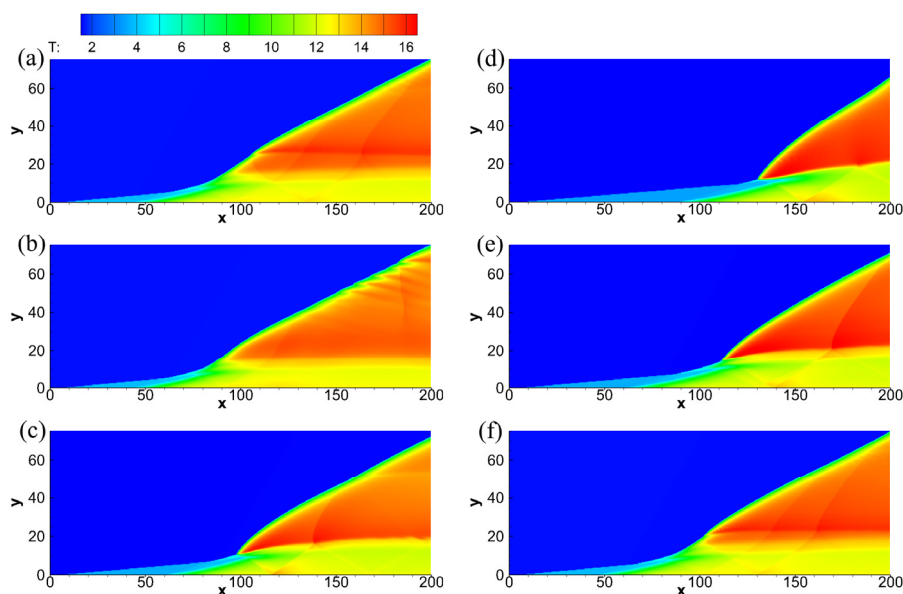
图 5 多周期扰动下斜爆轰波温度流场,  $N=0.01$ Fig. 5 Temperature of oblique detonation waves with multi-pulse disturbance and  $N=0.01$ 

图 6 给出的是多周期扰动的波数  $N=0.05$  的流场结果。与低频扰动类似, 一个扰动循环内斜爆轰波波面上存在一个较强三波点且流场结构基本在光滑型和突变型之间连续变换。相比于单周期扰动 (见图 4) 和多周期低频扰动而言, 多周期扰动的流场下游仍然存在波面失稳的情况, 虽然三波点的数量较少但整体上三波点的强度较大。整体而言, 高频的多周期扰动也在一定程度上抑制波面失稳的产生。但由于相邻周期会产生一定的干扰, 使得爆轰波波面下游靠近出口的位置发生了失稳。此处爆轰波波面的失稳机制可能是内在的不稳定性和多周期扰动共同作用下的结果。

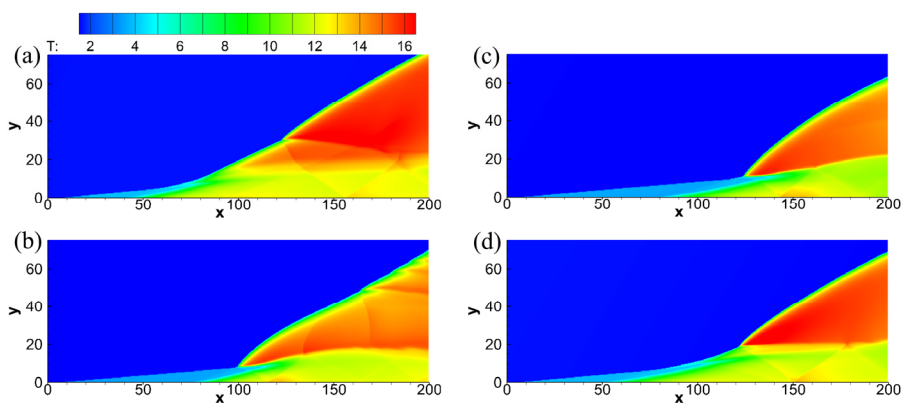
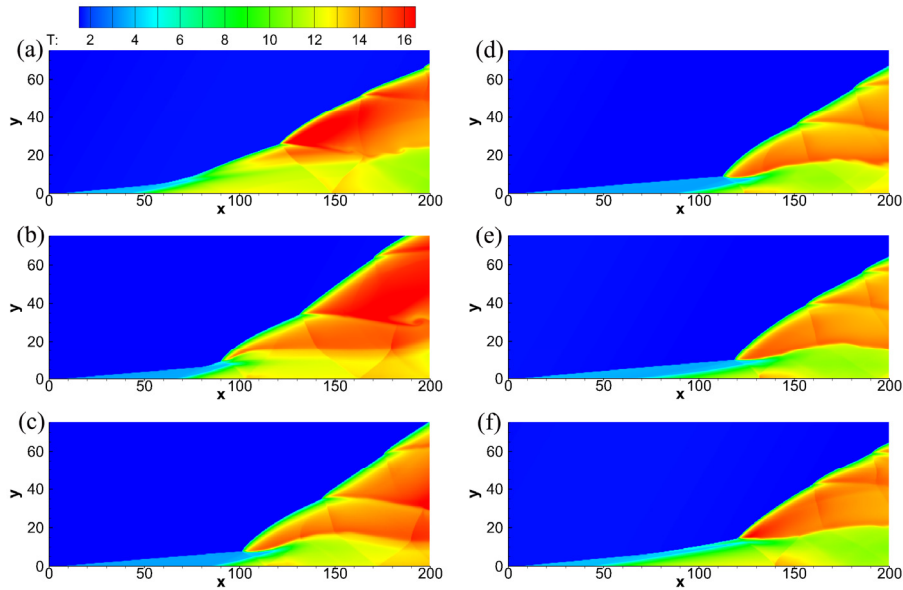
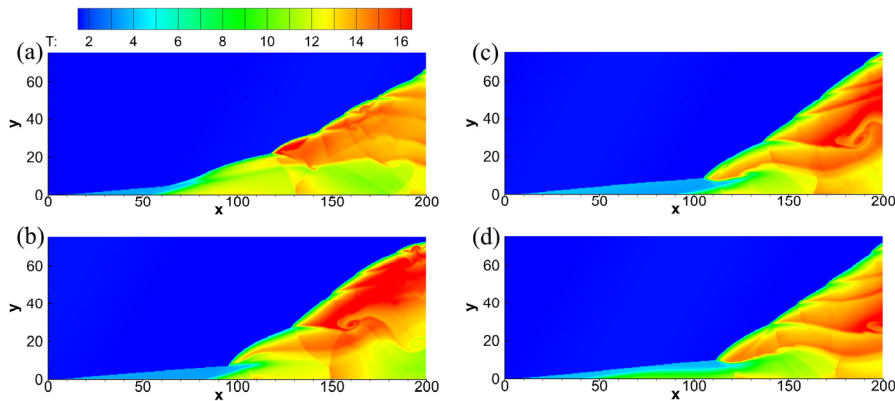
图 6 多周期扰动下斜爆轰波温度流场,  $N=0.05$ Fig. 6 Temperature of oblique detonation waves with multi-pulse disturbance and  $N=0.05$ 

图 7 给出的是持续增加多周期扰动波数  $N=0.10$  的瞬态流场, 高频扰动抑制了波面的内在不稳定性 and 细小的三波点结构, 但流场结构明显区别于低频扰动的结果。下游斜爆轰波波面前后发生剧烈的振荡, 诱导区和爆轰波面对于来流扰动的响应速度的差异表现明显。可以看出, 壁面处的反应区向上游移动迅速而向下游移动缓慢, 诱导区末端反应面的快速移动挤压上游的斜激波进而和斜爆轰波形成干扰, 产生主三波点, 因此多周期扰动作用下一个周期内只会产生一个主三波点。当三波点沿着波面向下游移动时, 根据下游波面的流动情况一定程度上会发生三波点的演化、消失和生成的过程。如图 8 所示的结果, 当扰动频率增加到一定程度时, 诱导区末端反应面的剧烈运动会干扰到下游波面以及上一周期所产生的主三波点, 进而使得波面产生复杂的三波点结构。但此种波面失稳的结构是由于外在波系干扰所造成的, 不同于低频扰动中由于波面内在不稳定性的发展而逐渐演化失稳的情况。

图 7 多周期扰动下斜爆轰波温度流场,  $N=0.10$ Fig. 7 Temperature of oblique detonation waves with multi-pulse disturbance and  $N=0.10$ 图 8 多周期扰动下斜爆轰波温度流场,  $N=0.20$ Fig. 8 Temperature of oblique detonation waves with multi-pulse disturbance and  $N=0.20$ 

### 3 结 论

采用斜爆轰波进行组织燃烧的斜爆轰冲压发动机, 在高速飞行器的推进系统研发中具有重要地位, 稳定的斜爆轰波起爆和驻定是斜爆轰应用的核心技术, 认识和理解飞行条件下来流参数的持续变化所导致的起爆结构的变化规律, 在其工程应用中具有指导意义。本文采用二维 Euler 方程和两步诱导-放热总包反应模型对非定常来流情况下突变型斜爆轰波的波动力学特征进行研究。研究表明, 低频的单周期和多周期扰动会在一定程度上促进斜爆轰波波面的内在不稳定性, 使得波面下游失稳出现细小的胞格结构, 高频扰动则会抑制波面的内在不稳定性但增强波系结构之间的相互干扰。虽然两者均可在波面上产生复杂的波系结构, 然而其形成机制并不相同。低频时, 波面的内在不稳定性在外界的小扰动作用下被进一步非放大; 高频扰动时, 则是由于诱导区和爆轰波之间的相互干扰演化所致。

### 参考文献

- 1 Powers JM. Oblique detonations: Theory and propulsion applications, in: Buckmaster J, Jackson TL and Kumar A (Eds.). Combustion in High Speed Flows, Springer Netherlands, 1994, 345-371
- 2 Menes GP, Adelman HG, Cambier JL, Bowles JV. Wave combustors for trans-atmospheric vehicles. Journal of Propulsion and Power, 1992, 8: 709-713

- 3 Roy GD, Frolov SM, Borisov AA, Netzer DW. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2004, 30: 545-672
- 4 Lu FK. Prospects for detonations in propulsion, 9th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows. 2009, Paper No. IL-2
- 5 Wolanski P. Detonation propulsion. *Proceeding of Combustion Institute*, 2013, 34: 125-158
- 6 Nettleton MA. The applications of unsteady, multi-dimensional studies of detonation waves to ram accelerators. *Shock Waves*, 2000, 10: 9-22
- 7 Li C, Kailasanath K, Oran E S. Detonation structures behind oblique shocks. *Physics of Fluids*, 1994, 6(4): 1600-1611
- 8 Viguier C, Figueira da Silva L, Desbordes D, et al. Onset of oblique detonation waves: comparison between experimental and numerical results for hydrogen-air mixtures. *Proceeding of Combustion Institute*, 1996, 26(2): 3023-3031
- 9 Vlasenko V V, Sabelnikov V A. Numerical simulation of inviscid flows with hydrogen combustion behind shock waves and in detonation waves. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 1995, 31: 376-389
- 10 Papalexandris M V. A numerical study of wedge-induced detonations. *Combustion and Flame*, 2000, 120(4): 526-538
- 11 Figueira da Silva L, Deshaies B. Stabilization of an oblique detonation wave by a wedge: a parametric numerical study. *Combustion and Flame*, 2000, 121(1-2): 152-166
- 12 Teng H H, Jiang Z L. On the transition pattern of the oblique detonation structure. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 713, 659-669
- 13 Yang P, Ng HD, Teng H, Jiang Z. Initiation structure of oblique detonation waves behind conical shocks. *Physics of Fluids*, 2019, 29: 086104
- 14 Choi J Y, Kim D W, Jeung I S. Cell-like structure of unstable oblique detonation wave from high-resolution numerical simulation. *Proceeding of Combustion Institute*, 2007, 31(2): 2473-2480
- 15 Teng H, Jiang Z, Ng HD. Numerical study on unstable surfaces of oblique detonations. *Proceeding of Combustion Institute*, 2014, 744: 111-128
- 16 Teng H, Ng HD, Li K, et al. Evolution of cellular structures on oblique detonation surfaces. *Combustion and Flame*, 2015, 162: 470-477
- 17 Higgins A J, Bruckner A P. in: 34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, The American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA paper, AIAA 1996-0342.
- 18 Kasahara J, Arai T, Chiba S, Takazawa K, Tanahash Y, Matsuo A, *Proceeding of Combustion Institute*, 2002, 29(2): 2817-2824
- 19 Maeda S, Kasahara J, Matsuo A. Oblique detonation wave stability around a spherical projectile by a high time resolution optical observation. *Combustion and Flame*, 2012, 159 (2): 887-896
- 20 Maeda S, Sumiya S, Kasahara J, Matsuo A. Initiation and sustaining mechanisms of stabilized oblique detonation waves around projectiles. *Proceeding of Combustion Institute*, 2013, 34 (2): 1973-1980
- 21 Zhang Y, Yang P, Teng H, Ng HD, Wen, C. Transition between different initiation structures of wedge-induced oblique detonations. *AIAA Journal*. 2018, 56: 4016-4023
- 22 Liu Y, Wang L, Xiao B, Yan Z, Wang C. Hysteresis phenomenon of the oblique detonation wave. *Combustion and Flame*, 2018, 192: 170-179
- 23 Fusina G, Sislian, JP, Parent B. Formation and stability of near Chapman-Jouguet standing oblique detonation waves. *AIAA Journal*, 2005, 43: 1591-1604
- 24 Yang P, Ng HD, Teng H. Numerical study of wedge-induced oblique detonations in unsteady flow. Submitted to *Journal of Fluid Mechanics*.
- 25 Ng HD, Radulescu MI, Higgins AJ, Nikiforakis N, Lee JHS. Numerical investigation of the instability for one-dimensional Chapman-Jouguet detonations with chain-branching kinetics. *Combustion Theory and Modelling*, 2005, 9: 385-401.
- 26 Jiang Z. On dispersion-controlled principles for non-oscillatory shock-capturing schemes. *Acta Mechanica Sinica*, 2004, 20(1): 1-15

# INVESTIGATION ON CELLULAR STRUCTURE OF OBLIQUE DETONATION SURFACE IN UNSTEADY FLOW

Yang Pengfei<sup>\*,†</sup>, Teng Honghui<sup>†</sup>, Jiang Zonglin<sup>\*,†</sup>

<sup>\*</sup> (*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

<sup>†</sup> (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

<sup>‡</sup> (*Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China*)

**Abstract:** In this study, the kinetic characteristics of oblique detonation waves (ODW) formed by two-dimensional, semi-infinite wedges is investigated numerically by solving the unsteady Euler equations with a two-step induction-reaction kinetic model. Based on a typical initiation structure with abrupt transition with a multi-wave point, this study simulates ODWs subject to single-pulse and multi-pulse disturbance imposed in the inflow. By varying the wave number  $N$  of disturbance, increasing complexity of the ODW structure and dynamics are observed and analyzed, including the triple point formation and the behavior of the detonation front. More triple points, including regular and reverse ones, are generated in the single-pulse cases, but at most one pair of triple points is generated in one cycle of multi-pulse cases. These results demonstrate that indeed the effects of continuous disturbance weaken the ability to generate the triple points.

**Key words:** Oblique detonation, unsteady flow, kinetic characteristics, abrupt transition