

# 基于两步反应模型的斜爆轰波面不稳定性的数值研究

杨鹏飞<sup>1</sup>, 滕宏辉<sup>2,1</sup>, 姜宗林<sup>1</sup>

<sup>1</sup>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

<sup>2</sup>北京理工大学 宇航学院 力学系, 北京 100081

(杨鹏飞, 硕士研究生, 流体力学, yangpengfei@imech.ac.cn)

**摘要:** 斜爆轰波是斜爆轰发动机和冲压加速器的基础, 但是斜爆轰波面的不稳定性会导致激波与燃烧耦合波面的失稳, 对流场波系结构和斜爆轰推进性能会产生重要影响。采用二维 Euler 方程和两步诱导-放热反应模型对楔面诱导产生的斜爆轰波进行数值模拟, 研究了化学放热反应速率对斜爆轰波面结构的影响。数值研究结果表明, 固定诱导反应速率, 较低的放热速率下波面不容易失稳; 放热速率提升波面容易失稳, 失稳位置沿波面逐渐向上游移动, 同时斜爆轰波面的起爆点位置向上游移动。对斜爆轰波起爆后的准稳态流场进行了分析, 获得了不同波面位置上, 压力和温度随时间的振荡曲线, 分析了不稳定性影响下的斜爆轰波后压力和温度的变化规律, 发现靠近流场下游时, 诱导区压力和放热反应区压力出现分化, 后者呈现出双振幅的现象。

**关键词:** 斜爆轰波, 两步反应, 波面不稳定性

## 1 引言

爆轰波是一道耦合了激波和波后剧烈化学反应的燃烧波。目前, 以爆轰燃烧为基础的推进系统及应用主要有脉冲爆轰发动机、旋转爆轰发动机、斜爆轰发动机和冲压加速器等<sup>[1]</sup>。其中斜爆轰发动机燃烧迅速、热效率高, 在高超声速推进系统中具有极大的应用潜力<sup>[2]</sup>。然而在高速来流的条件下形成驻定的斜爆轰波非常困难, 斜爆轰推进系统的设计面临诸多的困难与挑战。因此, 进一步地研究斜爆轰的波系结构以及稳定性, 对于斜爆轰发动机的设计具有重要的参考意义。

早先的研究, 将斜爆轰波简化为间断面, 斜激波后的放热反应在瞬间完成。这种假设忽略了爆轰波的实际波系结构, 会对研究结果带来一些不确定因素。后来, Li 等<sup>[3]</sup>采用数值模拟的方法发现斜爆轰波是由斜激波、诱导区、一组爆燃波和斜爆轰波面组成的复杂结构。这种爆轰波结构也在 Viguier 等<sup>[4]</sup>的实验研究中得到证实, 并在近年来的斜爆轰的研究中被广泛地采用, 同时实验也发现斜激波向斜爆轰波的过渡可以通过一个多波结构的拐点实现。同时, Vlasenko 等<sup>[5]</sup>认为斜激波到斜爆轰波的过渡也可以通过一段弧形的激波实现, 而不仅仅是一个多波点。Papalexandris 等<sup>[6]</sup>也指出楔面角度的大小也会影响转变类型。Figueira 等<sup>[7]</sup>研究了转变距离, 认为当诱导时间在总反应时间中所占的份额减小时会出现光滑过渡的转变类型。Teng

等<sup>[8]</sup>研究了不同化学动力学参数的斜爆轰波，通过对比得出斜激波和斜爆轰波角度的差值能够显著影响转变类型。研究人员针对这两种转变模式做了大量的研究工作，探讨了来流马赫数、楔面角度、可燃混合物的物性参数等对转变模式的影响。此外，斜爆轰波面复杂结构也引起了研究人员的兴趣，绝大部分的燃烧发生在斜爆轰波的波面，对斜爆轰波波面的认识和理解有助于其在工程领域的应用。Papalexandris<sup>[6]</sup>首次发现在活化能比较高的可燃气体形成的爆轰波波面上存在三波点和横波结构。Choi 等<sup>[9]</sup>对这种小尺度的多维复杂结构进行了高精度的数值模拟，发现其与正爆轰波中的胞格结构存在明显的差异。其他的研究者也对爆轰波面的稳定性及其波面胞格结构、钝头体诱导的斜爆轰结构等开展了一系列的研究<sup>[9-19]</sup>。

由于实验研究进展缓慢，近年来主要研究进展通过数值模拟获得，其中化学反应模型成为数值模拟的核心问题。上述大部分数值结果<sup>[3,6,8-11,13-16]</sup>采用单步反应模型，部分结果采用基元反应模型<sup>[5,7,17-19]</sup>。单步反应模型过于简单，只能研究活化能的影响，难以描述真实的爆轰波中多个特征参数的影响。基元反应模型计算量大，通常仅在计算区域较小的起爆模拟中应用，在较大区域的模拟，如斜爆轰波面胞格结构的研究方面，相关的结果则比较少。作为两者的折中，Short 和 Quirk 提出了支链反应模型<sup>[20]</sup>，既能避免单步反应模型过于简化而难以真实再现某些爆轰波的特征，又可避免基元反应计算耗时过长，类似的分步反应模型已在研究人员对爆轰波的工作中得到了应用<sup>[21-23]</sup>。

本文采用两步诱导-放热反应模型对斜爆轰波进行模拟，两步反应模型不但能够在一定程度上准确描述支链化学反应过程，相比单步反应模型能够更加准确地描述化学反应的本质过程而且可以采用多个化学动力学参数研究多爆轰波的影响，正得益于此，本文可以研究放热区化学反应速率对流场结构和波面稳定性的影响以及波面压力、温度参数随时间的变化规律。

## 2 数学物理模型

在超声速可燃混合气流中由斜劈诱导产生斜爆轰波的示意图如图 1 所示。由于来流为超声速，斜劈尖端首先诱导出一道斜激波，预混可燃气体经过斜激波压缩后开始化学反应并在下游发展成激波和燃烧波耦合的斜爆轰波。为了计算的方便，将 Cartesian 坐标系旋转后建立在斜劈表面，图中虚线框为计算区域，在入口处边界增加一定距离的虚网格以避免超声速来流在斜劈表面产生数值反射。

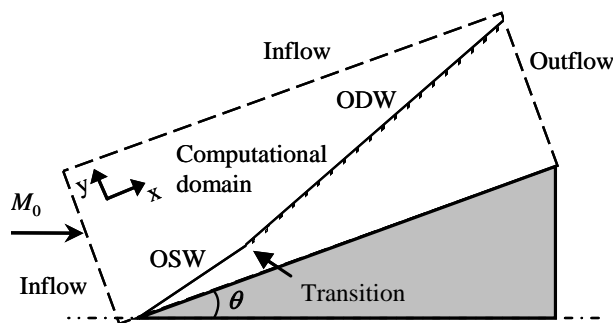


图 1 斜劈诱导产生斜爆轰波示意图

本文工作采用的控制方程是二维、忽略粘性的 Euler 方程，其具有如下基本形式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0. \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} = 0. \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial[u(\rho e + p)]}{\partial x} + \frac{\partial[v(\rho e + p)]}{\partial y} = 0. \quad (4)$$

其中理想气体状态方程为:

$$e = \frac{p}{\rho(\gamma-1)} + \frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} - q. \quad (5)$$

$$T = \frac{p}{\rho}. \quad (6)$$

变量  $\rho$ 、 $u$ 、 $v$ 、 $p$ 、 $e$  和  $q$  分别是密度、 $x$  方向速度分量、 $y$  方向速度分量、压力、单位质量总能和化学反应放热量。变量均采用无量纲形式 (下标 1 代表波后气流参数, 下标 0 代表波前气流参数):

$$p = \frac{p_1}{p_0}, \rho = \frac{\rho_1}{\rho_0}, T = \frac{T_1}{T_0}, u = \frac{u_1}{\sqrt{RT_0}}, v = \frac{v_1}{\sqrt{RT_0}}. \quad (7)$$

分步反应模型有不同的模型参数设计方法, Short 和 Quirk 提出的三步支链反应模型<sup>[20]</sup>, 使用三个反应方程来分别描述支链反应过程中的三个阶段, 同时采用阶跃温度来控制诱导区长度和链结合区长度的比值。随后 Short 等<sup>[23]</sup>又提出了早期的两步反应模型, 此模型主要包括一个对温度敏感的诱导区和紧随其后的放热反应区。本文选用 Ng 等<sup>[24]</sup>在早期支链反应模型基础上改进的两步诱导-放热反应模型, 其与 Short 和 Sharpe 的两步反应模型<sup>[23]</sup>的主要区别在于第二步化学反应方程的选择不同。Ng 选用的是 Arrhenius 形式的化学反应方程, 该模型使用两个化学速率控制方程分别模拟化学反应过程, 第一步反应代表的是诱导区或点火过程, 主要是自由基的积累, 相当于链激发反应和链分支反应。第二步代表的是放热反应区过程, 相当于链结合反应, 描述的是能量积累后快速释放和自由基结合的慢速放热过程。其具体形式如下:

$$\frac{\partial(\rho\xi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\xi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\xi)}{\partial y} = H(1-\xi)\rho k_I \exp\left[E_I\left(\frac{1}{T_S} - \frac{1}{T}\right)\right]. \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\rho\lambda)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\lambda)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\lambda)}{\partial y} = [1-H(1-\xi)](1-\lambda)\rho k_R \exp\left[-\frac{E_R}{T}\right]. \quad (9)$$

其中  $\xi$  是诱导区反应过程变量,  $\lambda$  是放热区反应过程变量,  $H(1-\xi)$  是一个阶跃函数:

$$H(1-\xi) = \begin{cases} 1, & \text{if } 0 < \xi \leq 1 \\ 0, & \text{if } \xi \leq 0 \end{cases}. \quad (10)$$

$k_I$  是诱导区的化学反应速率常数, 一般可以通过调整  $k_I$  使得诱导区的长度为无量纲的单位长度, 本文取  $k_I = -U_{vn}$ ,  $U_{vn}$  是  $CJ$  爆轰波中激波前沿的速度。 $k_R$  是放热反应区的化学反应速率, 通过改变  $k_R$  的值来改变诱导区长度与反应区长度比值。在一维爆轰波动态特性的研究<sup>[23,24]</sup>中  $k_R$  的变化会显著地影响一维爆轰波的不稳定性, 当  $k_R$  值比较小时一维爆轰波是稳定的, 其值增大时不稳定性就会变得比较显著, 本文综合以往的研究结果<sup>[23,24]</sup>, 适当地调整  $k_R$  来研究二维斜爆轰波的结构和波面不稳定性。 $E_I$  和  $E_R$  分别是诱导区和放热反应区的活化能, 两者均采用  $RT_0$  来进行无量纲化。 $T_S$  是气流穿过前导激波后的温度, 采用  $T_0$  来进行无量纲化。以上参数可通过下列公式计算得到:

$$M_{CJ}^2 = \left(1 + \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma} Q\right) + \left[\left(1 + \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma} Q\right)^2 - 1\right]^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

$$T_S = \frac{[2\gamma M_{CJ}^2 - (\gamma - 1)][2 + (\gamma - 1)M_{CJ}^2]}{(\gamma + 1)^2 M_{CJ}^2}. \quad (12)$$

$$U_{vn} = \sqrt{\gamma} \cdot \frac{2 + (\gamma - 1)M_{CJ}^2}{(\gamma + 1)M_{CJ}}. \quad (13)$$

$$E_I = \varepsilon_I T_S, \quad E_R = \varepsilon_R T_S. \quad (14)$$

其中  $M_{CJ}$  是  $CJ$  爆轰波马赫数,  $Q$  是混合物总的放热量, 满足  $q = \lambda Q$ 。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  $\varepsilon_I$ 、 $\varepsilon_R$  的取值分别为  $Q = 50$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $\varepsilon_I = 5.0$ ,  $\varepsilon_R = 1.0$ .

本文采用的是色散可控耗散格式 (DCD)<sup>[25]</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。

### 3 计算结果

#### 3.1 放热反应速率 $k_R$ 对斜爆轰波面结构的影响

超声速可燃混合气体经斜劈诱导产生一道斜激波, 进而在下游位置发展成激波和燃烧反应相耦合的爆轰波。来流马赫数、楔面角度以及化学动力学参数都会对斜爆轰波的流场结构以及波面稳定性产生显著的影响, 当诱导区反应速率常数  $k_I$  固定时, 放热区化学反应速率  $k_R$  值的变化也就意味着放热区和诱导区长度比值的变化。本文主要关注化学动力学参数对波面稳定性和流场结构的影响, 尤其是两步诱导-放热反应模型中放热反应速率常数  $k_R$  对斜爆轰波面不稳定性的影响和以及准稳态情况下波面状态参数的动态变化过程。通过适当地调整放热区化学反应速率常数  $k_R$  的值来研究其对斜爆轰波波面结构的影响, 并获得波面上的压力、温度等相关参数。文中未详加说明的情况下, 固定  $Ma=10$ , 半楔面角度  $\theta=28^\circ$ , 楔面尖端位于  $x=5.0$  处, 无量纲的网格大小  $dx=0.05$ 。

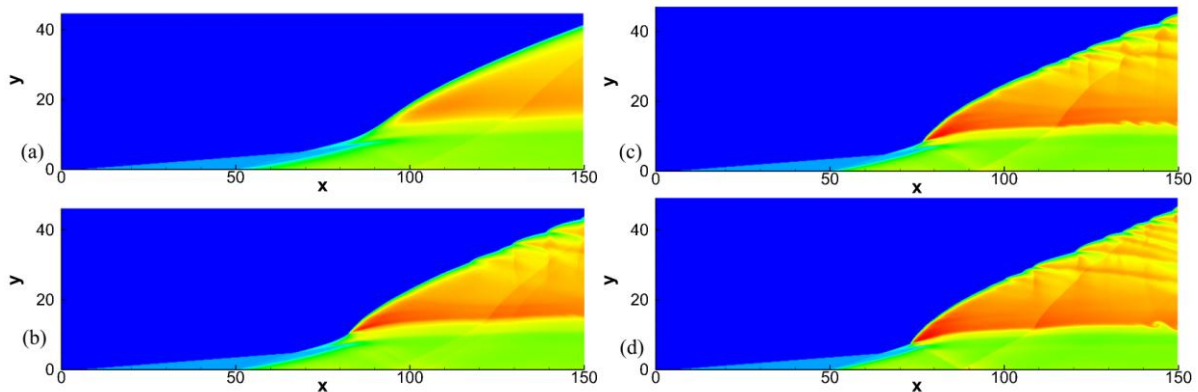


图 2 二维斜爆轰波的温度流场:  $k_R=2.0$  (a),  $3.0$  (b),  $4.0$  (c),  $5.0$  (d)

由图 2 可知, 二维斜爆轰波主要是由斜激波、燃烧波、斜爆轰波以及斜激波和斜爆轰波之间的过渡区域组成。随着放热反应速率常数  $k_R$  的增加, 斜爆轰波的波面位置逐渐向上游移动, 起爆区的长度逐渐地缩短且缩短的速率随着  $k_R$  的增大而逐渐放缓。对比图 2 (a)和(d), 当  $k_R=2.0$  时斜激波通过一道弯曲的弧形激波来实现向斜爆轰波的过渡,  $k_R$  比较大时斜激波向斜爆轰波的过渡模式逐渐地变为突变型, 放热反应速率在一定程度上影响斜激波向斜爆轰波的转变模式。当  $k_R$  小于 3.0 时, 见图 2(a), 计算范围内波面光滑没有出现不稳定的现象; 当  $k_R=3.0$  时, 波面开始出现不稳定的胞格结构, 并随着  $k_R$  的增大不稳定的现象越明显, 且波面失稳的位置向上游显著地移动。在两步诱导-放热反应模型中放热反应速率常数  $k_R$  在一定程度上反映了放热区与诱导区宽度的比值,  $k_R$  对波面不稳定性的影响也体现出化学反应结构对不稳定性的影响,  $k_R$  值越大爆轰波波面越不稳定, 即当诱导区在化学反应中占据主导时斜爆轰的波面就会越不稳定。

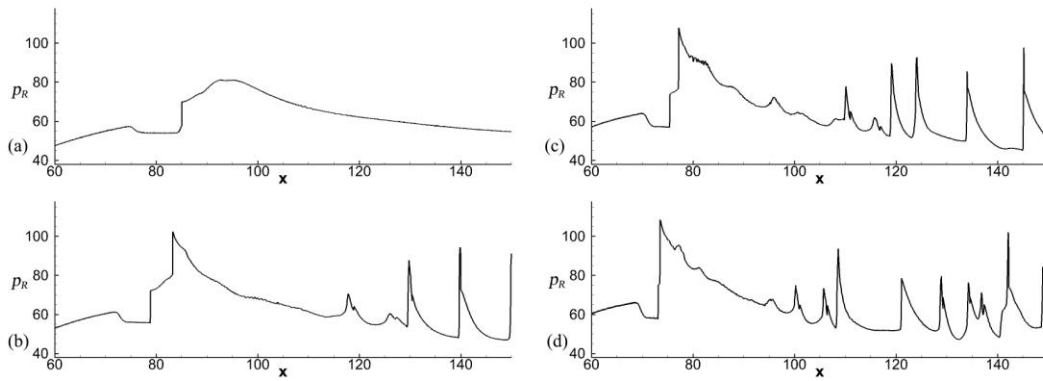


图 3 爆轰波波面放热区压力 ( $p_R$ ) 沿着波面的分布,  $k_R=2.0$ (a),  $3.0$ (b),  $4.0$ (c),  $5.0$ (d)

图 3 给出的是  $k_R=2.0, 3.0, 4.0, 5.0$  时, 沿着爆轰波波面放热区压力的分布。 $p_I$  是爆轰波波面后方诱导反应度  $\xi = 0.5$  位置上的压力,  $p_R$  是爆轰波波面后方放热反应度  $\lambda = 0.5$  位置上的压力,  $T_I$  是爆轰波波面后方诱导反应度  $\xi = 0.5$  位置上的温度,  $T_R$  是爆轰波波面后方放热反应度  $\lambda = 0.5$  位置上的温度。沿着爆轰波面,  $p_R$  在斜激波向斜爆轰波转变的区域附近达到最大值。当  $k_R=2.0$  时, 沿着波面  $p_R$  缓慢地减小;  $k_R$  比较大时,  $p_R$  沿着波面剧烈地变化且与波面上胞格的分布相对应, 通过计算两个波峰之间的距离可以定量确定对应波面上的胞格尺寸, 同时也可通过波峰的数量得到对应波面上胞格的数目。当  $k_R=3.0$  时, 波面上出现两个长度约为 10 的胞格;  $k_R=4.0$  时, 波面上在两个大胞格的上游存在尺寸较小的胞格;  $k_R$  进一步增加到 5.0 时, 尺寸较小的胞格数目进一步增加, 尺寸在 10 左右的胞格则仅剩一个。随着  $k_R$  值越大, 诱导区在整个反应区占据的比重越大时, 尺寸较大的胞格会逐渐分裂成小胞格, 使得波面越不稳定。

### 3.2 斜爆轰波面压力、温度的动态过程

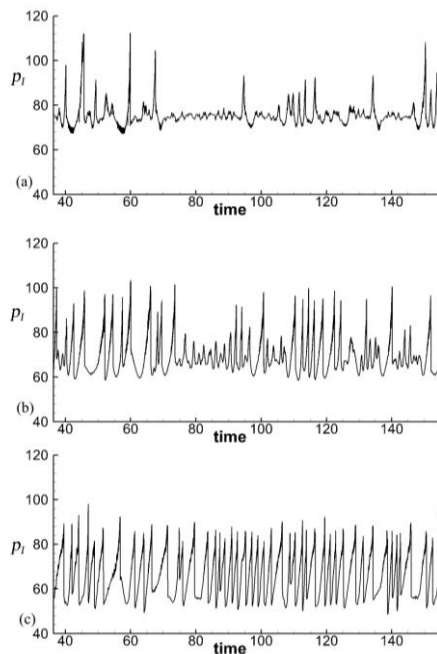


图 4 诱导区压力  $p_I$  随时间的动态变化,  $k_R=5.0$ ,  $Y=20$ (a),  $25$ (b),  $35$ (c)

图 4 和图 5 给出的是  $Ma=10.0$ , 楔面角度  $\theta=28^\circ$ ,  $k_R=5.0$  时不同位置处  $p_I$  和  $p_R$  随时间的动态曲线。由图 4 可知, 当  $Y=20$  时,  $p_I$  存在有很小振幅的振荡, 大振幅振荡出现的频率则比较少; 当位置提升为  $Y=25$  时, 整个  $p_I$  曲线的振荡频率和振荡的赋值均发生了显著的变化, 且大振幅振荡出现的频率大幅增加; 当位置持续提升至  $Y=35$  时, 压力曲线为大振幅的周期性的振荡, 且振荡频率基本趋于一致, 振荡幅值也基本相同。不同波面位置其不稳定的特性具有不同的特征, 越靠近流场的下游压力的大振幅振荡频率越高, 波

面的不稳定性越剧烈，靠近上游波面的不稳定性则逐渐被抑制。对比不同位置处振荡压力的最低值，可以发现位置越低其压力值越大，爆轰波波面上游的压力要比下游高，过驱动度越大相同的来流马赫数就会产生更强的斜激波，更高的温度和更快速的化学反应，进而得到更强的斜爆轰波。对比图 4 和图 5 的数据， $p_I$  和  $p_R$  随时间变化的曲线并没有显著的差异，靠近爆轰波波面的下游，见图 4(c)和图 5(c)，诱导区和放热区压力振荡出现分化： $p_I$  随时间振荡的幅值基本维持在一个范围内，其振荡的最小值约为 50，最大值约为 90； $p_R$  曲线的振幅则显得比较凌乱，出现了双振幅的现象，即具有两个比较显著的振幅范围：50-80 和 50-100 之间。位置降低时，波面不稳定性得到抑制，差异变得不再那么明显但还是能够观察到；持续降低位置时，诱导区压力和放热区压力的振荡特性趋于一致。同时，对比相同位置处的压力值的大小，诱导区的压力在整体水平上要高于放热反应区的压力，这是由于放热反应产物向下游膨胀所导致的。

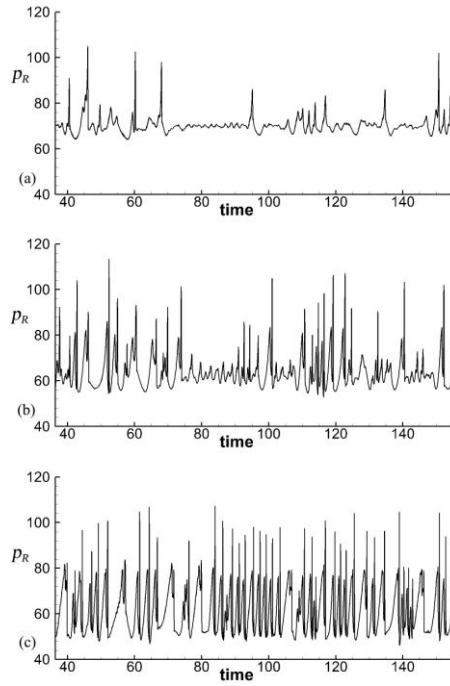


图 5 放热区压力  $p_R$  随时间的动态变化， $k_T=5.0$ ， $\gamma=20$  (a)，25 (b)，35 (c)

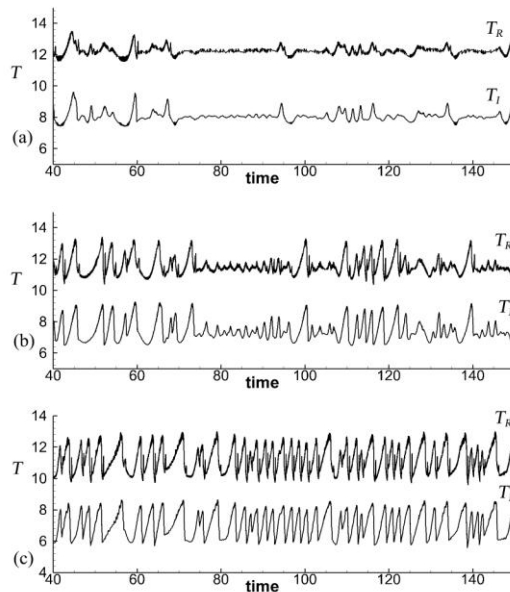


图 6 诱导区温度  $T_I$  和放热区温度  $T_R$  随时间的动态变化， $k_T=5.0$ ， $\gamma=20$  (a)，25 (b)，35 (c)

图 6 是  $Ma=10.0$ , 楔面角度  $\theta=28^\circ$ ,  $k_R=5.0$  时不同位置处  $T_I$  和  $T_R$  随时间的动态曲线。温度  $T_I$  和  $T_R$  的振荡特性基本一致, 没有出现类似于  $p_R$  随着位置的增加呈现的双振幅现象。温度作为一种延迟变量, 其对扰动的敏感程度不如压力, 使得温度无法有效地反映出随着不稳定性的增加诱导区和放热反应区两者之间的差异。但温度可以有效地反映与能量相关的一些差异, 无论在波面稳定或不稳定的区域,  $T_R$  都比  $T_I$  高, 且高出的幅值基本相同。这是由于在诱导反应中没有放热, 放热区则存在大量的放热, 使得  $T_R$  的值要高于  $T_I$ , 忽略其他因素时温度的值主要取决于放热量, 这也就使得即使是不同波面位置处, 当反应进行到相同程度时放热区相比诱导区的温度增幅基本一致。

## 4 结 论

本文采用两步诱导-放热反应模型对楔面诱导产生的斜爆轰波进行数值模拟, 主要分析了放热反应速率对斜爆轰波不稳定性的影响以及不同波面位置处压力和温度随时间的振荡曲线。结果显示, 放热反应速率的增大会使得波面变得不稳定, 越靠近下游其不稳定性越剧烈, 靠近上游则不稳定性被抑制。当放热区化学反应速率比较大时, 靠近下游位置诱导区压力振荡和放热区压力振荡的差异越明显, 且放热区压力的振荡呈现一种双振幅的模式; 越靠近上游, 不稳定被抑制, 双振幅的现象则被减弱而逐渐使得诱导区压力和放热区压力的振荡特性趋于一致。

## 参考文献:

- [1] Wolanski P. Detonative propulsion. *Proceeding of Combustion Institute*, 2013, 34(1): 125-158
- [2] Lu F K. Prospects for Detonations in Propulsion. In: *Proceedings of the 9th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows*. Gyeongju, Korea : ISAI, 2009. 8-11
- [3] Li C, Kailasanath K, Oran E S. Detonation structures behind oblique shocks. *Physics of Fluids*, 1994, 6(4): 1600-1611
- [4] 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
- [5] 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
- [6] Papalexandris M V. A numerical study of wedge-induced detonations. *Combustion and Flame*, 2000, 120(4): 526-538
- [7] 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
- [8] Teng H H, Jiang Z L. On the transition pattern of the oblique detonation structure. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 713, 659-669
- [9] 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
- [10] Teng Honghui, Jiang Zonglin, Ng H D. Numerical study on unstable surfaces of oblique detonations. *Proceeding of Combustion Institute*, 2014, 744: 111-128
- [11] Teng Honghui, Ng H D, Li Kang, et al. Evolution of cellular structures on oblique detonation surfaces. *Combustion and Flame*, 2015, 162: 470-477
- [12] Erpenbeck J J. Nonlinear theory of two-dimensional detonations. *Physics of Fluids*, 1970, 13. 2007-2026
- [13] Choi J Y, Ma F H, Yang V. Some numerical issues on simulation of detonation cell structures. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2008, 44: 560-578
- [14] Verreault J, Higgins A J, Stowe R A. Formation of transverse waves in oblique detonations. *Proceeding of Combustion Institute*, 2013, 34: 1913-1920

- [15] Gui M Y, Fan B C, Dong G. Periodic oscillation and fine structure of wedge-induced oblique detonation waves. *Acta Mechanica Sinica*, 2011, 27: 922-928
- [16] Verreault J, Higgins A J, Stowe R A. Formation and structure of steady oblique and conical detonation waves. *AIAA Journal*, 2012, 50: 1766-1772
- [17] Choi J Y, Shin E J, Jeung I S. Unstable combustion induced by oblique shock waves at the non-attaching condition of the oblique detonation wave. *Proceeding of Combustion Institute*, 2009, 32: 2387-2396
- [18] Teng Honghui, Zhang Yining, Jiang Zonglin. Numerical investigation on the induction zone structure of the oblique detonation waves. *Computers and Fluids*, 2014, 95: 127-131
- [19] Wang Tao, Zhang Yining, Teng Honghui, et al. Numerical study of oblique detonation wave initiation in a stoichiometric hydrogen-air mixture. *Physics of Fluids*, 2015, 27(9)
- [20] Short M, Quirk J J. On the nonlinear stability and detonability limit of a detonation wave for a model three-step chain-branching reaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 1997, 339(1): 89-119
- [21] Ng H D, Lee J H S. Direct initiation of detonation with a multi-step reaction scheme. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 476: 179-211
- [22] Short M. A nonlinear evolution equation for pulsating Chapman-Jouguet detonations with chain-branching kinetics. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, 430: 381-400
- [23] Short M, Sharpe G J. Pulsating instability of detonations with a two-step chain-branching reaction model: theory and numerics. *Combustion Theory and Modelling*, 2003, 7: 401-416
- [24] Ng H D, Radulescu M I, Higgins A J, et al. Numerical investigation of the instability for one-dimensional Chapman - Jouguet detonations with chain-branching kinetics. *Combustion Theory and Modelling*, 2005, 9(3): 385-401
- [25] Jiang Zonglin. On dispersion-controlled principles for non-oscillatory shock-capturing schemes. *Acta Mechanica Sinica*, 2004, 20(1): 1-15.



# NUMERICAL STUDY ON UNSTABLE SURFACES OF OBLIQUE DETONATIONS WITH A TWO-STEP REACTION MODEL

Yang Pengfei<sup>1</sup>, Teng Honghui<sup>2,1</sup>, Jiang Zonglin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences,  
Beijing 100190, China

<sup>2</sup> Department of Mechanics, School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

**Abstract:** The oblique detonation waves are the foundation of oblique detonation engines and oblique detonations. And the unstable surfaces of oblique detonations result in instability of the coupling surface of shock and combustion, which affects significantly the wave structure and propulsive performance of oblique detonation engines. In this study, two-dimensional, oblique detonations induced by a wedge are simulated using the inviscid Euler equations with a two-step reaction model, consisting of a thermally neutral induction step and a main reaction layer. The effects of rate constant for the heat release process on the oblique detonations surfaces are studied. Numerical results show that when the rate constant of the heat release process is increasing, the instability of oblique detonations surfaces is also increasing and the position of instability and initiation point head upstream. And the study also analyzes the quasi-steady-state flow and obtains the oscillating curve of temperature and pressure which shows the regularity of parameters behind oblique detonations.

**Key words:** oblique detonation, two-step reaction model, unstable surfaces, temperature, pressure