斜爆轰波系在受限空间内的演变及其临界条件的数值研究 *

彭 俊[1,2]，马嘉文[1,2]，杨鹏飞[1,2]，胡宗民[1,2]

（1. 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；
2. 中国科学院大学 工程科学学院，北京 100049）

摘 要：针对斜爆轰发动机简化模型，采用多组分基元化学反应流动数值模拟技术，数值分析了斜爆轰波系在受限空间内的宏观结构特征及其演变，并进一步分析了爆轰波系结构转变的临界条件。研究结果发现，随着楔面角度的增加，依次出现四种结构：激波诱导燃烧、斜爆轰波双规则反射、回流区马赫反射、楔面燃烧。对于稳定的波系结构，楔面压缩角同时存在下临界、亚临界以及超临界三种极限条件，在波系演变过程还伴随激波规则反射和马赫反射的转变。

关键词：斜爆轰发动机；波系结构；临界条件；受限空间；激波反射

中图分类号：V231.1 **文献标识码**：A **文章编号**：1001-4055（2021）04-0738-07

DOI：10.13675/j.cnki. tjjs. 200758

Numerical Study on Structural Evolution and Transitional Criteria of Oblique Detonation Waves in Confined Space

PENG Jun[1,2]，MA Jia-wen[1,2]，YANG Peng-fei[1,2]，HU Zong-min[1,2]

（1. China State Key Laboratory of High-Temperature Gas Dynamics，Institute of Mechanics，
Chinese Academy of Sciences，Beijing 100190，China；
2. School of Engineering Science，University of Chinese Academy of Sciences，Beijing 100049，China）

Abstract：Numerical techniques for multi-species chemical reacting flows are applied to study the macro-structures of oblique detonation waves in confined space. The key features，the evolution of the overall wave structure，and the transitional criteria are analysed. The results show that with the increase of wedge angle，four structures appear in turn：shock-induced combustion，oblique detonation double regular reflection，Mach reflection in reflux zone，and wedge combustion. The simulations reveal three critical conditions of the compression angle for the maintenance of stable wave structures，i.e.，lower-critical，sub-critical，and upper critical conditions. In addition，the transition between regular and Mach reflections occurs during the evolution process of the macro wave structure.

Key words：Oblique detonation engine；Wave structure；Critical condition；Confined space；Shock reflection

* **收稿日期**：2020-09-27；**修订日期**：2020-10-16。

基金项目：国家自然科学基金（11672308；11532014）。

作者简介：彭 俊，博士生，研究领域为激波相互作用与爆轰物理。E-mail：pengjun2@imech.ac.cn

通讯作者：胡宗民，博士，副研究员，研究领域为激波与爆轰物理。E-mail：huzm@imech.ac.cn

引用格式：彭 俊，马嘉文，杨鹏飞，等. 斜爆轰波系在受限空间内的演变及其临界条件的数值研究[J]. 推进技术，2021，42(4)：738-744. （PENG Jun，MA Jia-wen，YANG Peng-fei，et al. Numerical Study on Structural Evolution and Transitional Criteria of Oblique Detonation Waves in Confined Space[J]. *Journal of Propulsion Technology*，2021，42(4)：738-744.）

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

1 引　言

爆轰燃烧具有极高的燃烧速率[1]，能够在有限的空间和时间内快速地将化学能转化成热能、机械能。如何合理地利用和组织爆轰燃烧受到了推进系统、爆轰驱动激波风洞等方面研究人员的关注[2-6]。其中爆轰驱动激波风洞已经建成并投入使用，利用爆轰燃烧高压作用于可压缩气体，可以产生高强度的入射激波，进而产生高总温、高总压空气[7]。而基于爆轰燃烧的推进系统，目前主要集中于脉冲爆轰发动(PDE)、旋转爆轰发动机(RDE)和斜爆轰发动机(ODE)。利用斜爆轰组织燃烧的冲压式发动机因具有燃烧速率快、热循环效率高和点火结构简单等特点，特别适合于高马赫数飞行，成为航空航天高速推进系统的研究前沿之一[4]。

早期斜爆轰的研究主要集中在斜激波后热量瞬间释放的假设上，借助于斜爆轰极曲线可以快速地分析出斜爆轰的角度、燃烧产物的热力学状态、速度等随着楔面角度的变化趋势，同时可以粗略地掌握斜爆轰燃烧的驻定范围[8-9]。Li等[10]通过数值模拟研究得到了斜爆轰的宏观层面的流动结构，即无化学反应的斜激波、斜激波后的爆燃波以及下游的斜爆轰波面等，且该流动结构在研究人员的实验中得到了证实[11]。在此基础上，后续斜爆轰的研究开始更多地关注起爆的波系结构和驻定能力[12-14]、波面的失稳和胞格结构的演化规律[15-17]以及非均匀非定常来流对斜爆轰燃烧组织的影响[18-21]等，并取得了相当多的研究进展。然而，无限长楔面诱导的斜爆轰波在发动机内部的燃烧组织缺少一定的实用价值，有限长楔面、受限空间内斜爆轰的燃烧和组织对燃烧室的设计更具有指导意义。相对而言，受限空间内的爆轰会涉及放热、激波、膨胀波等复杂的物理现象，斜爆轰波起爆、驻定和结构的稳定性受到严峻的考验。斜爆轰波后有限长的楔面诱导出的膨胀波一方面会影响燃烧产物的流动状态造成燃烧室出口参数的非均匀，不合理的构型设计更有可能导致斜爆轰的起爆失败[22-24]。斜爆轰波在燃烧室内壁面不同位置的反射则会产生回流区或者马赫反射引起下游流动的热壅塞，导致斜爆轰难以组织燃烧和驻定[25]。然而此类受限空间内斜爆轰的研究工作比较匮乏，对于高空来流中斜爆轰的起爆位置控制、波系结构的演变和临界条件的认识尚有不足。

本文选取飞行高度为30km的高空来流条件，通过调整楔面角度的压缩方式，获得宽速域内受限斜爆轰的燃烧特性和组织规律。并在有限空间内合理地组织和调控斜爆轰的燃烧，获取斜激波/斜爆轰波在受限空间内宏观结构特征及其演变过程，分析了爆轰波系结构转变的临界条件。

2 方法及验证

2.1 物理模型与计算方法

本文主要聚焦于受限空间内斜爆轰的燃烧特性和组织规律，考虑到工程应用中斜爆轰发动机的结构复杂性，将整个发动机结构进行简化，保留了单压缩面的进气道、燃烧室和尾喷管，如图1所示。为了避免在进气道前体楔面形成较高压力，给飞行器带来较大阻力，发动机在正常运行时，前体压缩形成的是一道斜激波，而不是斜爆轰波，同时在下唇口处反射形成斜爆轰波，最后高温的爆轰产物经过尾喷管加速产生推力。为了保证网格良好的正交性，其计算域为一个偏折的长方形灰色区域，如图2所示。进气道长 L_1=0.6m，燃烧室长 L_2=0.4m，高 H=0.1m；尾喷管水平长度 L_3=0.1m，水平向下倾角 φ=45°。计算时，保证燃烧室部分位置不变，让进气道绕着 O 点旋转，来调整楔面角度 θ，以获得不同进气道角度下的斜爆轰波在受限空间内的宏观结构特征，分析爆轰波系的演化过程，并给出发动机稳定运行的角度范围。

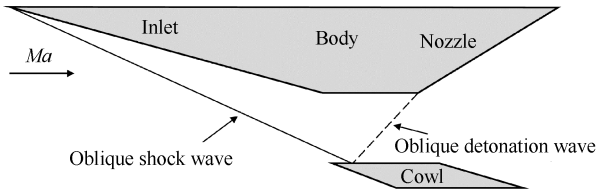


Fig. 1　Schematic of the oblique detonation engine

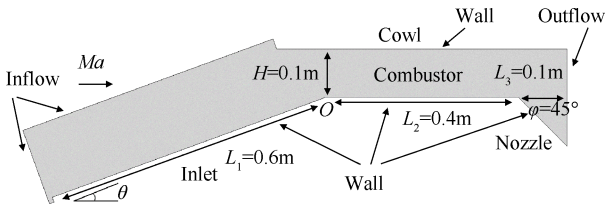


Fig. 2　Schematic of the computational domain

本文针对飞行高度30km，飞行马赫数 Ma=9，10，11，12工况进行了模拟分析。为简化起见，本研究不考虑空气与燃料掺混过程，并忽略掺混造成的损失，也即假设进气道入口为预混气体，各组分摩尔比为 $H_2:O_2:N_2$=2:1:3.76，温度和压力与30km处大气相同，即 p=1197.0Pa，T=226.5K。左边两入口边界均以此来流初始条件，四个壁面均为滑移反射边界条件，

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

右边出口给定零梯度条件。控制方程采用的是忽略粘性的二维多组分Euler方程，其守恒形式为

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial y}=\boldsymbol{S} \tag{1}$$

其中

$$\boldsymbol{U}=\begin{Bmatrix}\rho_1\\ \vdots\\ \rho_n\\ \rho u\\ \rho v\\ e\end{Bmatrix},\boldsymbol{F}=\begin{Bmatrix}\rho_1 u\\ \vdots\\ \rho_n u\\ \rho u^2+p\\ \rho uv\\ (e+p)u\end{Bmatrix},\boldsymbol{G}=\begin{Bmatrix}\rho_1 v\\ \vdots\\ \rho_n v\\ \rho uv\\ \rho v^2+p\\ (e+p)v\end{Bmatrix},\boldsymbol{S}=\begin{Bmatrix}\omega_1\\ \vdots\\ \omega_n\\ 0\\ 0\\ 0\end{Bmatrix} \tag{2}$$

$$e=\rho h-p+\frac{1}{2}\rho(u^2+v^2) \tag{3}$$

式中$\boldsymbol{U}$为解向量；$\boldsymbol{F}$，$\boldsymbol{G}$分别为x，y方向的无粘流通量；ω_i为各组分的质量变化率；e为单位质量气体的总能量。

补充理想气体状态方程为

$$p=\sum_{i=1}^{n}\rho_i\frac{R_0}{W_i}T \tag{4}$$

式中W_i为各组分的摩尔质量。

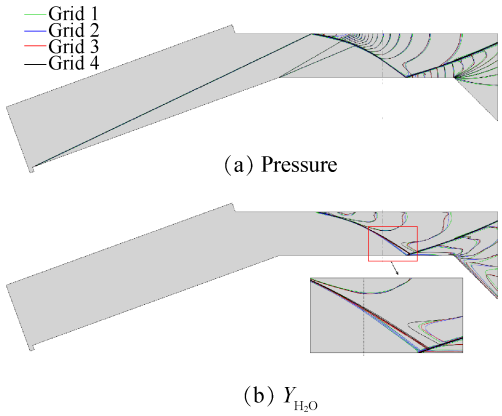
数值模拟中的化学反应部分采用9组分（H_2，O_2，H_2O，H，O，OH，HO_2，H_2O_2，N_2），23个反应的基元反应[26]模型。气体的高温热力学参数使用NASA的多项式[27]拟合给出。计算程序采用有限体积法，基于非线性黎曼求解器（Harten-Lax-Van Leer Contact，HLLC）[28]，使用二阶TVD格式计算通过每个单元面的数值通量。HLLC格式能够准确地求解孤立的激波和滑移线。采用Minmod限制器抑制间断面的数值振荡。时间积分采用四阶龙格库塔法，CFL数为0.9。

2.2 数值验证

本文计算程序在相关的斜爆轰问题中使用过[29]，其计算方法可靠，所得爆轰产物的状态参数是可信的。为了验证网格无关性，采用了4种不同精度的网格进行相同的算例来验证。其网格相关参数如表1所示，来流马赫数Ma=10，楔面角度θ=20°。图3给出了4种网格的压力和H_2O质量分数（Y_{H_2O}）等值线分布，可以看出，4种网格压力分布的结果都重合得非常好。H_2O质量分数仅在激波面附近有变化，从结果来看，整体分布也是接近的，从局部放大图来看，网格3，4结果比较一致，且与网格1，2在爆轰波下反射附近有一定的差异。图4为图3中沿虚线的压力分布，网格3，4的压力几乎重合在一起，且与网格1，2在激波面的压力分布有区别。因此，之后的计算都采用网格3。

Table 1 Parameter of the grids

Grid	Number of horizontal direction	Number of vertical direction
1	800	100
2	1400	150
3	1900	300
4	2100	400



(a) Pressure

(b) Y_{H_2O}

Fig. 3 Schematic for grid independence

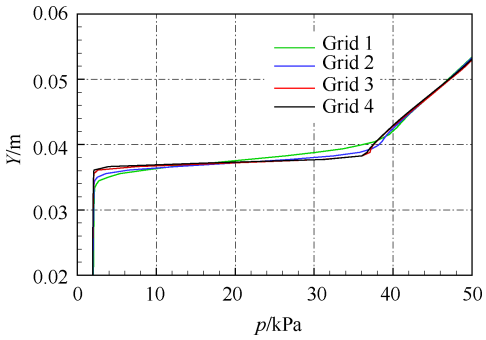


Fig. 4 Pressure along the line

3 结果与讨论

3.1 斜爆轰波的结构特征和演化过程

本文主要研究飞行马赫数Ma=9，10，11，12下，不同楔面角度θ的斜爆轰波的结构特征及其演化过程，同时给出此种斜爆轰发动机设计方法下的运行条件。具体实施则是在一定马赫数下，通过改变θ，保持楔面长度和其他几何尺寸不变，以获得此角度下的稳定斜爆轰波结构。通过对斜爆轰波结构的分析，可以得到此马赫数下，该几何设计条件下适宜的运行θ。

以来流条件Ma=10，静压p=1197.0Pa，温度T=226.5K为例，从小到大改变θ，以获得斜爆轰波的结构特征及其演化规律。如图5所示，θ为19°和20°的稳定斜爆轰波波系结构，其形成的是在上下壁面都规则反射的结构，其中白色线是压力等值线，彩色云

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

图是组分H_2O的质量分数Y_{H_2O}等值线。在图5(a)中，楔面压缩来流形成斜激波，斜激波在上壁面形成规则反射，波后的燃烧面和激波面未耦合在一起形成斜爆轰波，反射的斜激波在楔面末端形成的膨胀波作用下弯曲，同时燃烧面和激波面间距更大，反射的斜激波在下反射面规则反射，此时才形成斜爆轰波，生成大量的水。此种工况下，第一道反射激波没能形成斜爆轰波，燃烧面与激波面分离，不符合预先设计的需求。如图5(b)所示，当θ增大到20°时，激波强度增大，波后压力温度上升，入射斜激波在上反射面反射后，燃烧面和激波面耦合，在反射波上半段形成斜爆轰波，而在下半段由于膨胀波的作用存在燃烧面和激波解耦的情况，之后再在下反射面反射，形成上下都规则反射的工况，此为该构型斜爆轰发动机正常工作的下临界角。

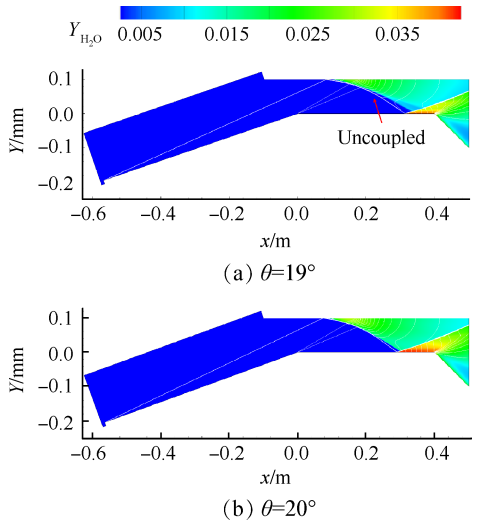


Fig. 5　Distribution of H_2O mass fraction Y_{H_2O} and the contours of pressure (white lines) at *Ma*=10

当θ继续增大，图6为θ=21°的流场结构图，其中，图6(a)~(d)为流场结构随时间变化的纹影图，图6(e)为温度的等值线分布和流线图。为了更加清楚地显示燃烧室的波系结构，在图中没有显示入口楔面段的流场。与θ=19°，20°的流场相比(见图5)，随着θ增大，斜激波的角度同时增大，经过上壁面反射后，反射波受压缩楔面末端拐角处的膨胀波影响会向下弯折，其在下壁面的入射角度增加的幅度会加强，当其入射的角度超过了规则反射向马赫反射的临界角度[30]，就会发生如图6(a)所示的马赫反射。马赫杆向前推进至燃烧室入口处和膨胀波相互作用形成一个回流区，如图6(a)~(d)所示。从图6(e)中的流线中可以看出，下反射面形成回流区，回流区中温度较高，化学反应剧烈，生成大量的水。如图6(d)所示，由于回流区的存在，气流在楔面末端产生了一道新的激波OD，与楔面产生的斜激波AB在上反射面反射的斜爆轰波BE相互作用产生I类激波干扰[31]。激波OD在上反射面反射形成激波DE，其与激波BE同侧相交形成VI类激波干扰，之后激波BE和DE与回流区相互作用，各反射一道激波。其后气流绕过回流区后形成巨大的扩张段，向下膨胀的气流在下反射面反射一道激波至尾喷管段。此为斜爆轰发动机能够稳定工作的第二种设计工况，虽然在燃烧室内形成了回流区，但是并没有发生热壅塞，且整个波系结构比较稳定。

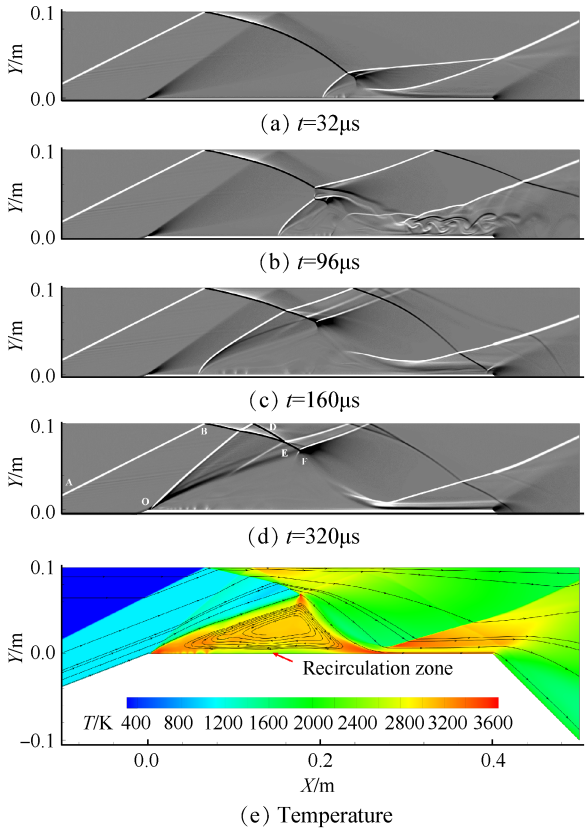
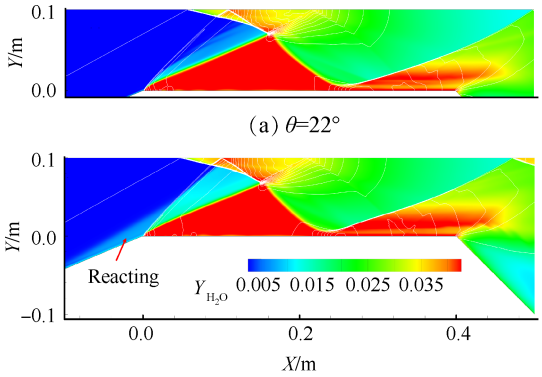


Fig. 6　Schlieren and temperature contours at *Ma*=10, θ=21°

图7为*Ma*=10，θ=22°，23°时的H_2O质量分数分布图，如图7(a)所示，当θ=22°时，其波系结构与21°时类似。随着θ继续增大至23°时，如图7(b)所示，在楔面的末端已经开始发生化学反应了，压力开始增加，随着楔面角度的继续增加，化学反应区域会继续向前移动，当反应面与入射的斜激波耦合，会使其形成斜爆轰波。在楔面区域发生的化学反应会使得入口楔面壁面的压力上升，增大发动机的阻力，不符合本文设计工况的要求，因此将θ=23°作为该马赫数下的运行角度上限。

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net



(a) θ=22°

(b) θ=23°

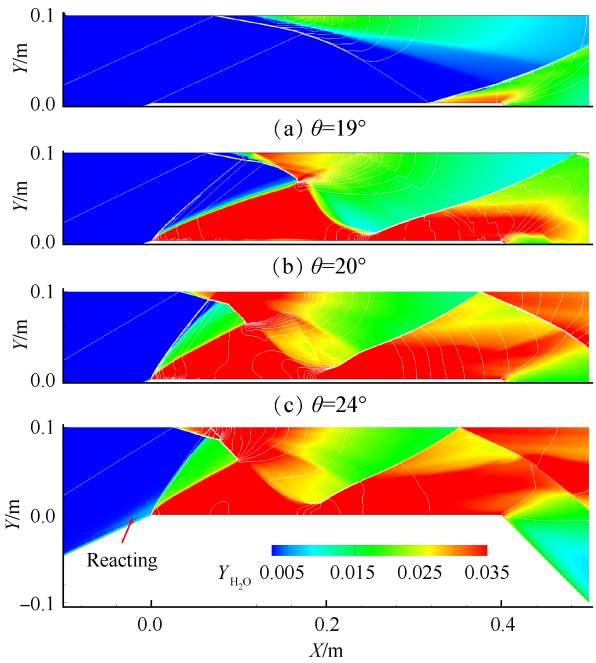
Fig. 7 Distribution of H_2O mass fraction Y_{H_2O} and the contours of pressure (white lines) at *Ma*=10

总体来说，在该种设计尺寸和工况下，主要出现了两种波系结构，当楔面角度较小时，在燃烧室上下壁面都形成规则反射，此时流场结构简单，气流通畅，属于理想的斜爆轰发动机工况。然而，由于此时楔面角度较小，入射斜激波在上反射面反射后难以形成斜爆轰波，且此时所需燃烧室长度较长。随着楔面角度的增加，下反射面规则反射转变为马赫反射，整个波系结构向前移动，在燃烧室入口处形成回流区，并诱导出另一斜激波，形成I类和VI类激波干扰结构，并和回流区相互作用。此类结构所需燃烧室长度较短，但是存在回流区，拥堵了部分燃烧室空间，从计算结果来看波系结构整体仍然较稳定。随着楔面角度的持续增大，则进气道的楔面部分开始燃烧，使得进气道壁面压力增大，增加了发动机的阻力，不在本文设计运行工况之内。该角度即为发动机在该工况下的运行角度上限。

3.2 波系结构转变的临界条件

在3.1节讨论了在来流条件 Ma=10时，θ变化下的斜爆轰波的结构特征和演化过程。本节将扩展到更宽的速度范围，在 Ma=9~12内观察随着θ变化时，斜爆轰波的结构演化及其转变的临界角度，通过3.1节的研究，发现斜爆轰波系结构的大致变化是：压缩进气的斜激波经过上下壁面都是规则反射，且在第一次反射波后发生燃烧反应，激波面与燃烧面未耦合，这种情况可以叫做激波诱导燃烧；θ增大，使得燃烧面与激波面耦合，形成爆轰波，此时的两次反射同样都为规则反射，这种情况可以称之为斜爆轰波双规则反射；随着θ继续增大，第二次反射的角度超过脱体准则，变成马赫反射，最后演变成燃烧室入口的回流区，形成多激波干扰的结构，这种情况可以称之为回流区马赫反射；随着θ继续增大，楔面部分开始燃烧，使得进气道壁面压力上升，发动机阻力增大这种情况可以称之为楔面燃烧。即随着θ的增大，依次出现激波诱导燃烧、斜爆轰波双规则反射、回流区马赫反射、楔面燃烧四种情况。将达到设计运行方案的最小楔面角度定义为下临界角度θ_{cr1}，该马赫数下即为第二种情况，斜爆轰波双规则反射；把第二次反射转变马赫反射形成为回流区时的临界角度作为亚临界角度θ_{cr2}；最后楔面部分开始燃烧的临界角度作为超临界角度θ_{cr3}。本文将在 Ma=9~12内探索其波系转变这三类角度。

当来流 Ma=9时，其波系结构变化如图8所示，其中白色线是压力等值线，彩色云图是组分H_2O的质量分数Y_{H_2O}等值线。从图8(a)，(b)发现，在 Ma=9的工况下没有出现规则反射的斜爆轰波，第二次反射直接形成了回流区，此时下临界角度θ_1与亚临界角度θ_2相等，为20°。随着θ的增大，回流区长度变短，直至楔面部分出现燃烧如图8(d)所示，此楔面角度为超临界角度θ_{cr3}。类似的对来流 Ma=11，12的工况进行研究，将三种角度统计在表2中。



(a) θ=19°

(b) θ=20°

(c) θ=24°

(d) θ=25°

Fig. 8 Distribution of H_2O mass fraction Y_{H_2O} and the contours of pressure at *Ma*=9

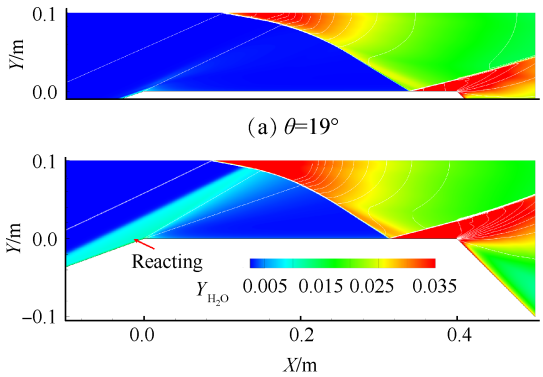
表2中数据显示，在 Ma=12时不存在亚临界角度θ_{cr2}，如图9(b)所示，当θ为20°时，进气道楔面部分出现燃烧，而此时两次反射仍然是规则反射，即此工况下没有亚临界角度θ_{cr2}。这表明第二次反射转变为马赫反射形成回流区与楔面部分开始燃烧是两个独立

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

的过程，没有必定的先后顺序。反射转变主要与第二次反射时的角度是否超过脱体准则角度有关，当马赫数增大时，相同楔角时，斜激波强度增加，激波角减小，导致之后的反射角度也减小，不易达到脱体准则角度；而激波强度的增大使得化学反应更加容易进行，也就是进气道的楔面部分更易燃烧。也即马赫数增大使得亚临界角度 θ_{cr2} 增大，超临界角度 θ_{cr3} 减小。

Table 2　Value of three kinds of critical angles

Ma	θ_{cr1}/(°)	θ_{cr2}/(°)	θ_{cr3}/(°)
9	20	20	25
10	20	21	23
11	18	21	21
12	17	–	20



(a) θ=19°

(b) θ=20°

Fig. 9　Distribution of H_2O mass fraction Y_{H_2O} and the contours of pressure at Ma=12

将表 2 中的三个角度画成曲线，见图 10。图中红线是下临界角度 θ_{cr1}，绿线是亚临界角度 θ_{cr2}，蓝线是超临界角度 θ_{cr3}。从图中可以看出，三个角度随着马赫数的变化，θ_{cr1} 与 θ_{cr3} 跟化学反应相关，随着马赫数增加而减小；θ_{cr2} 与转变准则相关，随马赫数增大而增大。θ_{cr1} 与 θ_{cr3} 之间的灰色区域即为该几何结构和设计工况下的斜爆轰发动机的运行范围。其整体呈一个随着马赫数增大而减小的带状区域，这个区域的上下边界 θ_{cr1} 与 θ_{cr3} 即为斜爆轰发动机运行的临界条件，θ_{cr2} 为爆轰波结构转变的临界角度。此角度为该几何尺寸下的结果，由于楔面末端膨胀波的影响，在上壁面反射后的爆轰波会向下偏转，如果燃烧室和进气道尺寸改变，其偏转的角度可能会因为尺寸的变化而改变，导致临界的角度略微增大或减小，但是整个的斜爆轰波的变化规律是一样的。

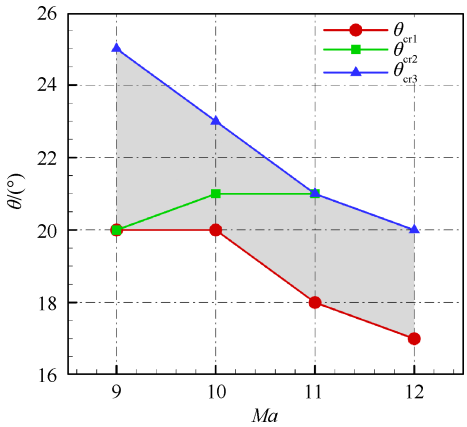


Fig. 10　Variation of three critical angles with freestream Mach number

4　结　论

通过本文研究，得到以下结论：

（1）在飞行马赫数 Ma=10 工况下，随着楔面角度的增大，依次出现激波诱导燃烧、斜爆轰波双规则反射、回流区马赫反射、楔面燃烧四种情况。

（2）飞行马赫数的变化会导致燃烧室内运行波系情况发生变化，Ma=9 时，存在第一、三、四种运行波系结构，Ma=12 时，存在第一、二、四种运行波系结构。在低马赫情况下容易出现马赫反射导致的回流区结构，在高马赫时更多的是规则反射结构。

（3）受限空间内斜爆轰稳定的燃烧组织主要受到下临界角度 θ_{cr1} 和超临界角度 θ_{cr3} 的影响，低于下临界角度，楔面压缩能力不足，燃烧室不能形成爆轰燃烧；高于超临界角度，在压缩楔面上出现提前燃烧的现象，会带来较大的阻力。

（4）针对 30km 高空来流状态，给出了燃烧室内爆轰燃烧的运行波系和转变准则，获得了宽速域（Ma=9~12）内斜爆轰发动机的稳定运行范围为 17°~25°。

致　谢：感谢国家自然科学基金的资助。

参考文献

[1] Lee J H S. The Detonation Phenomenon[M]. *Cambridge*: *Cambridge University Press*, 2008.

[2] Wolański P. Detonative Propulsion[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013, 34: 125-158.

[3] Anand V, Gutmark E. Rotating Detonation Combustors and Their Similarities to Rocket Instabilities[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2019, 73: 182-234.

[4] 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，

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

2020, 50(9).

[5] Jiang Z, Li J, Hu Z, et al. On Theory and Methods for Advanced Detonation-Driven Hypervelocity Shock Tunnels[J]. *National Science Review*, 2020, (7): 1198-1207.

[6] 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, 2019, 50(20).

[7] 姜宗林. 气体爆轰物理及其统一框架理论[M]. 北京: 科学出版社, 2020.

[8] Gross R A. Oblique Detonation Waves[J]. *AIAA Journal*, 1963, 1(5).

[9] Pratt D T, Humphrey J W, Glenn D E. Morphology of Standing Oblique Detonation Waves[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1991, (7): 837-845.

[10] Li C, Kailasanath K, Oran E S. Detonation Structures behind Oblique Shocks[J]. *Physics of Fluids*, 1994, (6): 1600-1611.

[11] Viguier C, Silva L F F d, Desbordes D, et al. Onset of Oblique Detonation Waves: Comparison Between Experimental and Numerical Results for Hydrogen-Air Mixtures [J]. *Symposium (International) on Combustion*, 1996, 26: 3023-3031.

[12] Teng H H, Jiang Z L. On the Transition Pattern of the Oblique Detonation Structure[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 713: 659-669.

[13] 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.

[14] 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.

[15] 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: 2473-2480.

[16] 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.

[17] Verreault J, Higgins A J, Stowe R A. Formation of Transverse Waves in Oblique Detonations[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013, 34: 1913-1920.

[18] Iwata K, Nakaya S, Tsue M. Numerical Investigation of the Effects of Nonuniform Premixing on Shock-Induced Combustion[J]. *AIAA Journal*, 2016, 54: 1682-1692.

[19] Iwata K, Nakaya S, Tsue M. Wedge-Stabilized Oblique Detonation in an Inhomogeneous Hydrogen-Air Mixture [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2017, 36: 2761-2769.

[20] Fang Y, Hu Z, Teng H, et al. Numerical Study of Inflow Equivalence Ratio Inhomogeneity on Oblique Detonation Formation in Hydrogen-Air Mixtures[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2017, 71: 256-263.

[21] Yang P, Ng H D, Teng H. Numerical Study of Wedge-Induced Oblique Detonations in Unsteady Flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 876: 264-287.

[22] Fang Y, Hu Z, Teng H. Numerical Investigation of Oblique Detonations Induced by a Finite Wedge in a Stoichiometric Hydrogen-Air Mixture[J]. *Fuel*, 2018, 234: 502-507.

[23] Choi J Y, Shin E J R, Jeung I S. Unstable Combustion Induced by Oblique Shock Waves at the Non-Attaching Condition of the Oblique Detonation wave[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2009, 32: 2387-2396.

[24] 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: 729-739.

[25] Wang Kuanliang, Zhang Zijian, Yang Pengfei, et al. Numerical Study on Reflection of an Oblique Detonation Wave on an Outward Turning Wall[J]. *Physics of Fluids*, 2020, 32(4).

[26] Burke M P, Chaos M, Ju Y, et al. Comprehensive H_2/O_2 Kinetic Model for High-Pressure Combustion[J]. *International Journal of Chemical Kinetics*, 2012, 44: 444-474.

[27] McBride B J, Zehe M J, Gordon S. NASA Glenn Coefficients for Calculating Thermodynamic Properties of Individual Species[M]. *Cleveland: National Aeronautics and Space Administration*, 2002.

[28] Nagdewe S P, Shevare G R, Kim H D. Study on the Numerical Schemes for Hypersonic Flow Simulation [J]. *Shock Waves*, 2009, 19: 433-442.

[29] 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(10).

[30] Peng J, Zhang Z, Hu Z, et al. A Theoretical and Computational Study of the Vibration Excitation on the Transition Criteria of Shock Wave Reflections[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2019, 89: 299-306.

[31] Edney B E. Effects of Shock Impingement on the Heat Transfer around Blunt Bodies[J]. *AIAA Journal*, 1968, 6 (1): 15-21.

(编辑:朱立影)

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net