

文章编号:1000-8055(2012)04-0735-07

双楔面诱导的斜爆轰波阵面的磁流体控制

孙晓晖, 陈志华, 薛大文, 沙 莎

(南京理工大学 瞬态物理重点实验室, 南京 210014)

摘 要: 基于高超声速飞行器爆轰推进发展需要, 数值研究了由双楔面诱导的斜爆轰波类型及其磁流体(MHD)控制的可行性, 探讨了后楔倾角变化对双楔斜爆轰流场与 MHD 控制的影响. 结果表明: 对于前、后楔倾角分别为 15° 与 20° 的双楔面诱导的斜爆轰, Lorentz 力可以将不同来流马赫数条件下的稳定斜爆轰波阵面恢复到设计位置, 并可以使不稳定斜爆轰波趋于稳定, 但是, 无法将不稳定斜爆轰波恢复到设计位置. 而当后楔倾角稍微增加时, 若爆轰流场稳定, 同样可对斜爆轰波阵面进行有效控制. 但当后楔倾角大于 25° 时, 稳定斜爆轰波流场失稳, 此时 MHD 无法控制流场稳定性. 但若增加气体反应速率, 虽然斜爆轰波不稳定, MHD 控制却可使其趋于稳定, 但无法将爆轰波阵面恢复到设计位置.

关 键 词: 斜爆轰波; 斜激波; 磁流体(MHD); 流体控制; 推进

中图分类号: V439; O381

文献标志码: A

MHD control of oblique detonation wave front induced by double wedges

SUN Xiao-hui, CHEN Zhi-hua, XUE Da-wen, SHA Sha

(Key Laboratory of Transient Physics,

Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210014, China)

Abstract: Based on the requirement of detonation propulsion of the hypersonic aircraft research, both of the structural types of the oblique detonation waves (ODWs) induced by double wedges and the feasibility of its magnetohydrodynamic (MHD) control of oblique detonation wave (ODW) have been investigated numerically, furthermore, the influences of angle variations of the second ramp on the detonation flow field and MHD control have been discussed. The results show that, for the double wedge detonation with the first and second ramp angles of 15° and 20° , respectively, MHD control can return the position of a stable ODW wave front to its designed location, and can also turn the unstable ODW to be stable, but it is unable to return the unstable ODW front back to the desired place. With the increase of the second ramp angle, the MHD control can also return the ODW front under the condition of a stable ODW. However, when second ramp angle is bigger than 25° , the flow field becomes unstable, and it cannot be manipulated. In this case, with the increase of reaction rate, the ODW stability can be controlled again, but there is no way to return its front to the desired location.

Key words: oblique detonation wave; oblique shock wave; magnetohydrodynamic (MHD); flow control; propulsion

收稿日期:2011-05-09; 修订日期:2012-02-20

基金项目:江苏省高校研究生科研创新计划(CXZZ11_Q233); 高等学校博士学科点基金(20103219110037)

作者简介:孙晓晖(1985—),男,山东荣成人,博士生,主要从事新概念推进系统研究.

斜爆轰波 ODW(oblique detonation wave)由于在新概念推进领域中具有重要应用前景而被广泛研究^[1-4]. 然而直到现在, 相关 ODW 推进的研究仍无法满足应用要求, 许多问题还需要进一步研究, 如爆轰波阵面(角度)随马赫数变化而变化以及所出现的非稳定 ODW 等, 所有这些可使推进系统性能下降, 甚至导致不启动. 因此对斜爆轰波稳定性及其爆轰波阵面位置控制对提高推进系统飞行稳定性与性能具有十分重要的意义.

斜爆轰流场受燃料性质、混合过程、飞行马赫数、飞行器外形等因素影响, 因而许多研究主要集中在对斜爆轰结构与稳定性条件等方面. Grismer 和 Powers^[5]基于二维欧拉方程和高精度的 Roe 计算格式研究了不同过驱系数(来流速度相对于 CJ(Chapman-Jouguet)爆轰速度的比值)条件对斜爆轰波稳定性影响, 发现过驱系数为 1.77 时, 斜爆轰波变为不稳定. Silva 等^[6]则数值研究了 H_2 /air 预混气体中楔形体诱导斜爆轰波的条件分析, 通过控制实验参数分别得到不稳定与稳定斜爆轰波结构. Berlyand 等^[7]则发现改变楔形倾角可影响强激波位置与斜爆轰波稳定性.

事实上, 对于斜爆轰流场, 气体的电离程度非常高, 因而可以将磁流体 MHD(magneto hydrodynamics)控制技术应用到斜爆轰波阵面控制中. 相关 MHD 流场控制研究已经在改善超燃冲压发动机进气道流场品质、控制燃烧等领域中得到了广泛研究^[8-12], 文献[13-14]对 MHD 控制的最佳作用区域进行了研究. 本项目组曾对单楔斜爆轰波的 MHD 控制进行了初步探讨, 结果表明 MHD 控制对斜爆轰波流场具有一定的控制作用, 可将一定马赫数范围内的单楔稳定斜爆轰波阵面恢复到设计位置, 并可使不稳定斜爆轰波趋于稳定^[15].

然而, 对于应用 ODW 进行推进的飞行器, 基本为双楔或多楔形体, 因而探讨双楔面诱导的斜爆轰波 MHD 控制特性则更具现实意义. 基于此, 本文利用文献[15]的数值方法, 对不同来流条件下双楔斜爆轰流场与 MHD 控制, 以及后楔倾角变化对斜爆轰波 MHD 控制的影响进行了数值研究, 研究结果对斜爆轰推进系统具有一定的指导作用.

1 数值方法与计算模型

本文采用包含电磁场与化学反应源项的二维无黏欧拉方程作为控制方程. 其中, 对于电磁场源

项, 分别引入电场与磁场参数, $E(E_x, E_y)$, $B(B_x, B_y)$. 因而, Lorentz 力可以表示为: $f = J \times B$, 将 J 简化为 $J = \sigma E$, σ 为电导率. Lorentz 力在 x 和 y 方向的投影分别为 $f_x = \sigma B_y (v B_x - u B_y)$, $f_y = \sigma B_x (u B_y - v B_x)$, 大小为 $f = \sqrt{f_x^2 + f_y^2}$. 对于二维平面流动, 设电流密度仅包含 z 方向分量, 并且忽略 Hall 通量. 采用理想气体状态方程.

为了方便计算, 文中的各量均基于常温($T_\infty = 300$ K)、常压($p_\infty = 101\,325$ Pa)理想气体特征参数, 和长度($d = L_{1/2} \times (R \times T_\infty)^{1/2} / K$, $L_{1/2}$ 为半反应区长度, R 为理想气体常数, K 为恒定反应系数)进行了无量纲化处理.

采用混合 Roe/HLL 格式求解控制方程对流动, 该格式既可避免 Roe 格式计算中存在的“红玉”现象, 同时还具有很强的间断捕捉能力^[16]. 计算网格采用矩形的笛卡尔网格配合具有高阶激波捕捉能力的有限体积格式, 并利用沉浸边界法 IBM^[17](immersed boundary methods)对复杂外形结构进行处理, 相关细节参见文献[15].

本文采用的计算域是一个 1.1×0.6 的矩形区域, 双楔头部位于原点 $(0, 0)$, x 方向计算域为 $(-0.1 \sim 1.0)$, 网格大小为 $\Delta x = 1/500$, $\Delta y = 1/500$. 计算域的左端为来流条件, 设等当量比的预混可燃气, 计算域的上方和右侧为出口条件, 楔的表面为绝热、滑移壁面. 图 1 为双楔斜爆轰波流场示意图, δ_1, δ_2 分别代表前、后楔倾角.

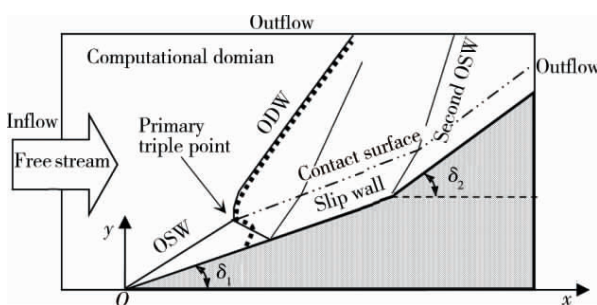


图 1 双楔斜爆轰流场示意图

Fig. 1 Schematic representation of ODW induced by the double wedges

2 计算结果和讨论

设进气道为双楔形高超声速飞行器的设计巡航马赫数为 $Ma_\infty = 6.1$, 取前楔长为 0.6, 前楔倾角固定为 $\delta_1 = 15^\circ$, 后楔倾角在一定范围内变化. 取来流预混气初始温度 $T_0 = 3.6$, 活化能 $E_a = 30$, 比热比 $\gamma = 1.3$, 反应物放热 $q = 13.5$.

2.1 双楔驻定斜爆轰流场特性

典型单楔(图 2(a))与双楔(图 2(b)~图 2(c))的斜爆轰波流场结构比较如图 2 所示. 其中, 单楔斜爆轰波典型结构(图 2(a))已被实验^[18]所证实. 其主要结构包括驻定于楔头部的斜激波(OSW)及其下游的斜爆轰波(ODW). 斜激波在高速预混气流经楔体时形成, 经一段距离诱导后, 被激波点火, 诱导燃烧. 此时激波与燃烧波相结合成单一结构, 形成斜爆轰波. 在诱导段尾部, OSW 与 ODW 之间由三波点相连, 并存在滑移线, 将流经斜爆轰波的气流与流经激波和燃烧波的气流分开, 而其下方的陡峭间断则为横波结构.

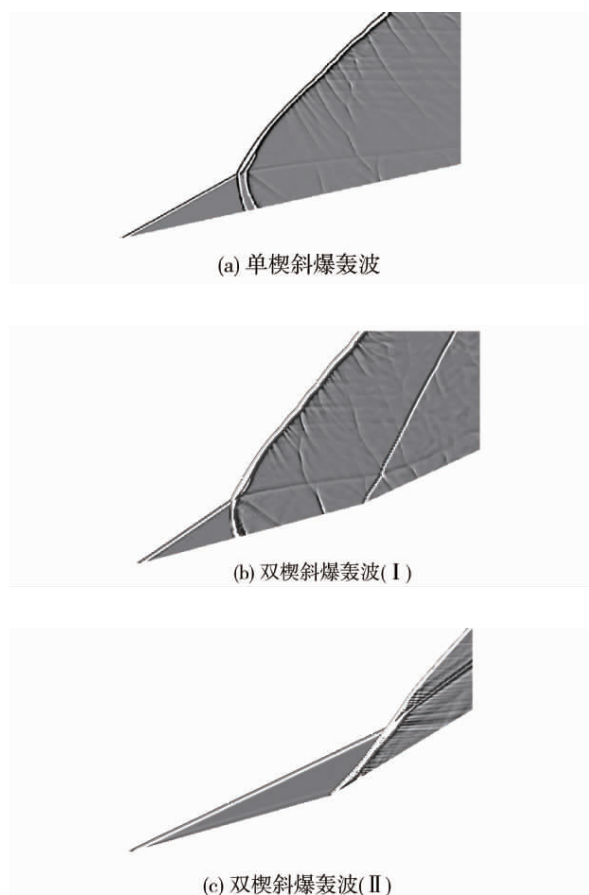


图2 单楔与双楔典型斜爆轰波流场结构比较

Fig. 2 Comparison of Schlieren images of different ODW structures

对于双楔斜爆轰波结构因气体反应速率的不同而有以下两种典型形式(图 2(b)~图 2(c)). 对于图 2(b), 此时斜爆轰流场与单楔基本相同, 后楔对 OSW 与 ODW 影响不大, 仅因后楔的存在而使斜爆轰流场波后出现斜激波, 并使波后气体温度和压力有所提升.

另一种典型双楔斜爆轰流场结构则如图 2

(c)所示. 此时前楔表面只有斜激波存在, 斜爆轰波阵面在后楔上方形成. 前楔斜激波与后楔斜激波相互作用并诱导斜爆轰波.

2.2 双楔斜爆轰的 MHD 控制

斜爆轰推进过程中的双楔爆轰主要为双楔斜爆轰波(I), 因此, 本文对其进行 MHD 控制研究. 设双楔飞行器的设计工况为来流马赫数, $Ma_\infty = 6.1$, 前楔倾角, $\delta_1 = 15^\circ$, 后楔倾角, $\delta_2 = 20^\circ$, 其飞行过程中爆轰流场的压力与温度等势分布如图 3 所示(本文以下各图中关于压力与温度云图的尺度标注均与图 3 所示标尺相同, 不再重复标注). 可知, 流场结构相对简单, 燃烧诱导激波与斜爆轰波保持稳定, 斜爆轰波阵面的温度和压力极高, 并在 $x = 0.45$ 处与上边界相交, 此位置可认为爆轰波阵面的设计位置. 图 4 则对应于来流马赫数分别为 $Ma_\infty = 6.0, 6.25$ 时, 斜爆轰波流场温度的等势分布. 可知, 双楔斜爆轰波阵面位置随马赫数增加而增加. 如 $Ma_\infty = 6.25$ 时, 爆轰波阵面位于 $x = 0.475$, 而 $Ma_\infty = 6.0$ 时, $x = 0.415$, 波阵面偏离设计位置.

为了检测不同来流马赫数条件下, MHD 对双楔稳定斜爆轰波阵面的控制效果, 可在前楔表面布置电场与磁场, 利用 Lorentz 力对斜爆轰流场进行控制. 设控制开始作用的时间为 $t = 1.0$. 图 5 为来流马赫数 $Ma_\infty = 6.0, 6.25$ 时, 施加 MHD 控制后流场的温度等势分布. 其中 Lorentz 力平行于前楔表面沿流向与逆向作用, 其大小分别为 $f = 4.5$ 与 4.8 . 可知, 两种条件下, Lorentz 力均可使斜爆轰波阵面恢复到设计位置, $x = 0.45$. 其中 Lorentz 力主要通过改变前楔表面的流动速度来调控爆轰波阵面的偏转角, 使斜爆轰波阵面恢复至设计位置.

我们知道, 改变预混气反应速率, 可得到不稳定双楔斜爆轰, 图 6 分别为双楔不稳定斜爆轰波流场的压力与温度等势分布. 可知, 不稳定斜爆轰波阵面较厚, 波后流场较复杂, 各种波系相互作用, 对爆轰波后流场产生影响. 且不稳定斜爆轰波在发展过程中, 三波点在楔体表面来回摆动, 使流场情况更加复杂, 同时使爆轰波阵面来回摆动, 无法稳定在设计位置.

为了验证此时 MHD 对爆轰波阵面的控制效果, 分别将 Lorentz 力沿流向与逆向平行于前楔表面作用, Lorentz 力大小皆为 $f = 20$. 图 7 为 Lorentz 力沿不同方向对不稳定斜爆轰波控制的温度等势分布. 当 Lorentz 力平行于前楔且沿流

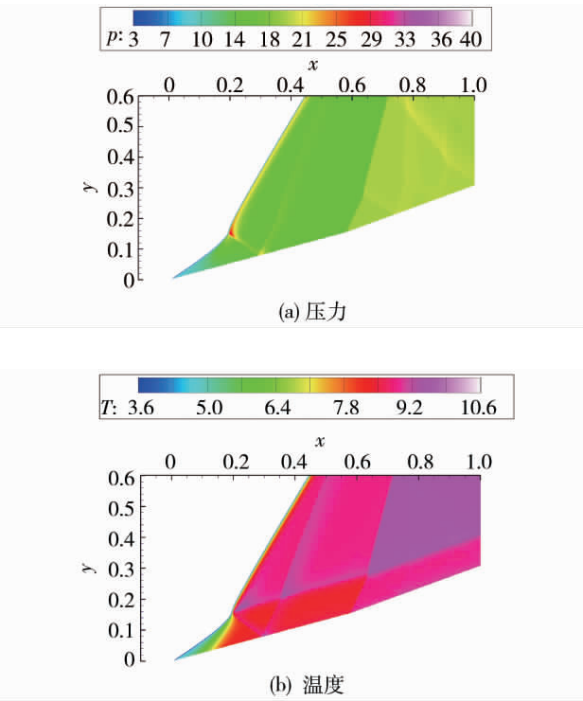


图 3 设计情况($Ma_\infty = 6.1$),双楔稳定斜爆轰波流场的压力与温度等势分布

Fig. 3 Pressure and temperature contours of stable ODW at designed situation ($Ma_\infty = 6.1$)

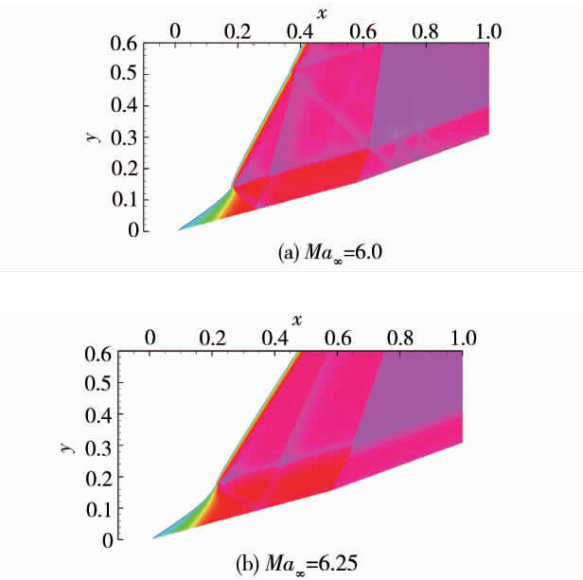


图 4 $t = 1.5$ 时,不同来流马赫数条件下,稳定斜爆轰波的流场温度的等势分布

Fig. 4 Temperature contours of stable ODWs with different Mach numbers at $t = 1.5$

向(指向双楔交角,图 7(a)),可使斜爆轰波稳定,斜爆轰波阵面平滑,与上界面交于 $x = 0.49$ 处,

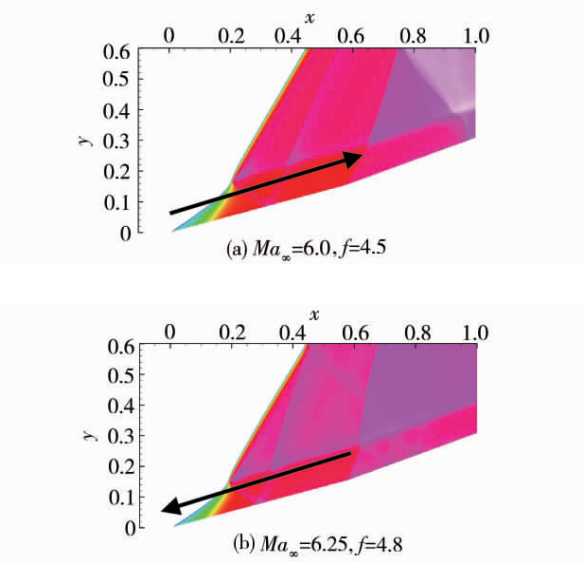


图 5 $t = 2.25$ 时,稳定斜爆轰波 MHD 控制的流场温度的等势分布

Fig. 5 Temperature contours of MHD control of stable ODWs at $t = 2.25$

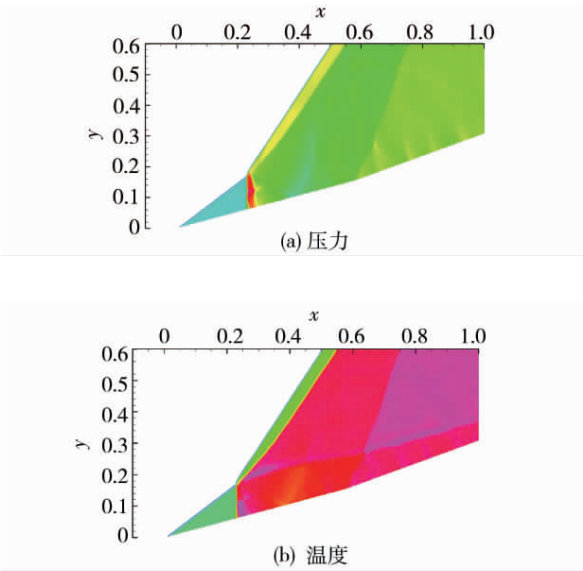


图 6 $t = 1.5$ 时,不稳定斜爆轰波流场的压力与温度等势分布

Fig. 6 Pressure and temperature contours of unstable ODW at $t = 1.5$

波后流场简单、均匀,且初始三波点稳定在楔形体头部附近.此时的 MHD 控制能使不稳定斜爆轰波趋于稳定,但其波阵面不能返回原来设计位置.若采用平行前楔面且逆流方向的 Lorentz 力(指向楔形体头部,图 7(b)),则不稳定斜爆轰波阵面前锋向左偏移,后楔斜激波消失,斜爆轰波不稳定性增加,甚至产生爆轰波阵面的分离,使爆轰波流

场更加复杂,不利于飞行器飞行。

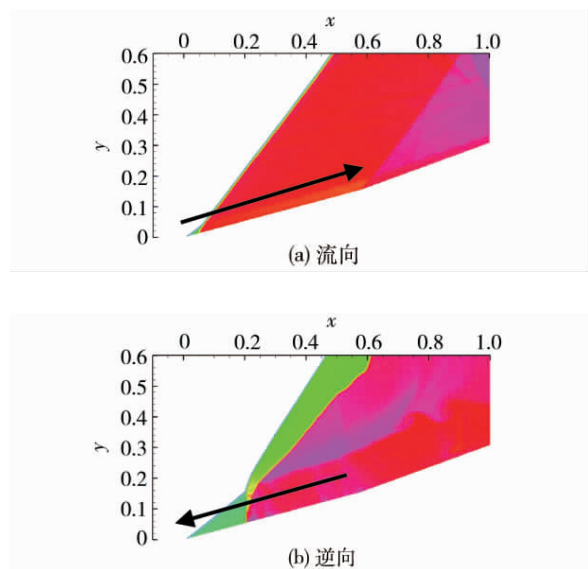


图7 $t=1.5$ 时,不稳定斜爆轰波 MHD 控制的温度等势分布:Lorentz 力沿(a)流向,(b)逆向

Fig. 7 Temperature contours of unstable ODWs with MHD control at $t=1.5$. Lorentz force:
(a) streamwise, (b) converse

2.3 后楔倾角增加对斜爆轰 MHD 控制的影响

后楔倾角的设计与变化对爆轰推进同样具有重要意义,结合后楔倾角变化与 MHD 控制的研究因而更具实用价值。

数值结果表明,当后楔倾角变化不大($\delta_2 = 23^\circ$),前楔与后楔的斜激波虽向上游偏移一定距离,但不影响斜爆轰波特性。此时爆轰波仍稳定,阵面位置与后楔倾角 $\delta_2 = 20^\circ$ 的双楔稳定斜爆轰波设计位置相同。而当马赫数变化时,斜爆轰波阵面的变化则与 2.2 节的稳定爆轰波位置变化相同。图 8 为后楔倾角 $\delta_2 = 23^\circ$ 时,不同来流马赫数 $Ma_\infty = 6.0$ 与 6.25 条件下,双楔稳定斜爆轰波与 MHD 控制的流场变化情况。可知,此时,来流马赫数变化引起斜爆轰波阵面位置变化,后楔倾角增加,后楔斜激波向上游偏移但并没有影响斜爆轰波,爆轰波阵面的位置与 2.2 节中后楔倾角 $\delta_2 = 20^\circ$ 的双楔稳定斜爆轰波情形一致,分别稳定在 $x=0.415$ (图 8(a)), $x=0.475$ (图 8(c))。而且施加与上节所对应的 MHD 控制,均可使斜爆轰波阵面恢复到设计位置(如图 8(b)与图 8(d))。

当后楔倾角增加到 $\delta_2 = 30^\circ$ 时,则对斜爆轰流场产生较大影响,并使爆轰波失稳。图 9 为设计来流马赫数($Ma_\infty = 6.1$)与 $\delta_2 = 30^\circ$ 时,不稳定斜爆

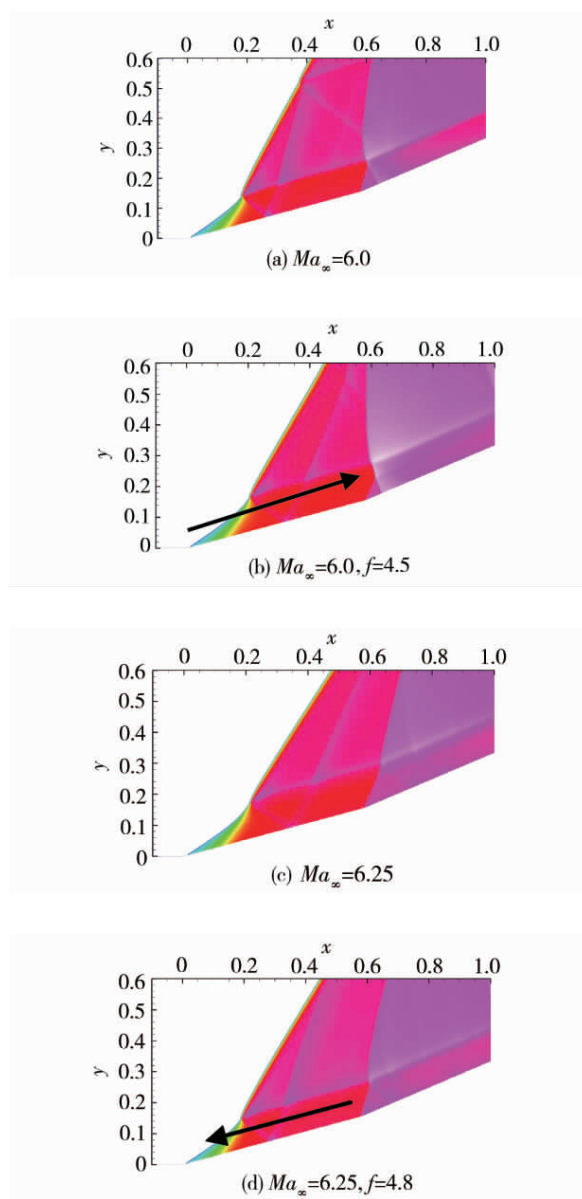


图8 后楔倾角 $\delta_2 = 23^\circ$,不同来流马赫数,双楔稳定斜爆轰波与 MHD 控制的温度场

Fig. 8 Temperature contours of stable ODWs and MHD control with different Mach numbers at $\delta_2 = 23^\circ$

轰流场各不同时刻的温度分布。可知, $t=1.02$ 时,斜爆轰波阵面位于设计位置 $x=0.45$ 与前面的情况($\delta_2 = 20^\circ$)一致。随后,因后楔倾角变大,其阻碍作用增强,使后楔斜激波不稳定,不断向上游方向($-x$ 方向)偏移。在 $t=1.14$ 时,后楔斜激波与斜爆轰波阵面相接触,形成第二个三波点。此三波点温度和压力都很高,并在形成后沿斜爆轰波阵面向初始三波点方向传播(如图 9(b)所示),最终在 $t=2.1$ 时,与初始三波点重合,导致全流场失稳。计算结果表明,当后楔倾角大于 25° 时,双

楔稳定斜爆轰波流场开始失稳。

对于 $\delta_2 = 30^\circ$, 当来流马赫数小幅变化时, 斜爆轰波流场同样失稳, 其流场发展情况与 $Ma_\infty = 6.1$ 时基本相同(见图 9), 只是趋于失稳的速度稍有差异。而此时分别采用沿流向($f=4.5$)与逆向($f=4.8$)的 Lorentz 力平行作用于前楔表面对流场进行控制, 其控制结果如图 10 所示, 可知, MHD 控制无法使斜爆轰波趋于稳定。

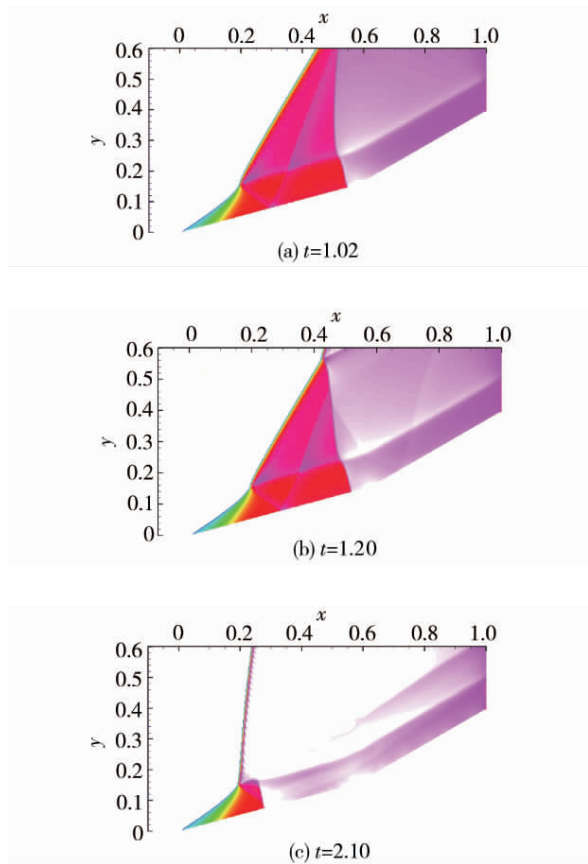


图 9 来流马赫数 $Ma_\infty = 6.1$ 时, 不稳定斜爆轰波的流场发展的温度等势分布

Fig. 9 Temperature contours of unstable ODW with $Ma_\infty = 6.1$

若增加后楔倾角为 $\delta_2 = 30^\circ$, 同时再增加气体反应速率, 此时斜爆轰波流场同样不稳定。图 11 为后楔倾角 $\delta_2 = 30^\circ$, 增加反应速率时的不稳定斜爆轰波压力与温度等势分布。可知, 此时爆轰波的前部流场与后楔倾角 $\delta_2 = 20^\circ$ 的双楔不稳定斜爆轰波的前部流场情况相同。但因后楔倾角增加, 使后楔斜激波变为弓形激波, 激波下部的温度和压力都更高。

同样分别采用沿流向与逆向平行于前楔表面的 Lorentz 力对流场进行控制。其控制结果如图 12 所示, 与后楔倾角 $\delta_2 = 20^\circ$ 的双楔不稳定斜爆轰

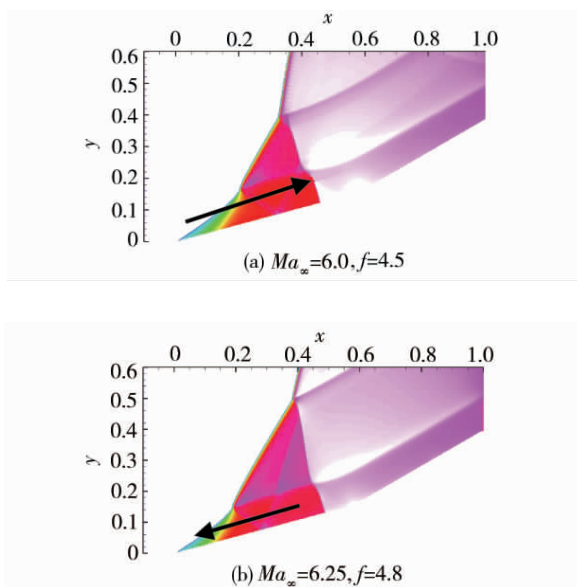


图 10 不同来流马赫数, 不稳定斜爆轰波的 MHD 控制流场温度的等势分布

Fig. 10 Temperature contours of MHD control of unstable ODWs with different Mach numbers

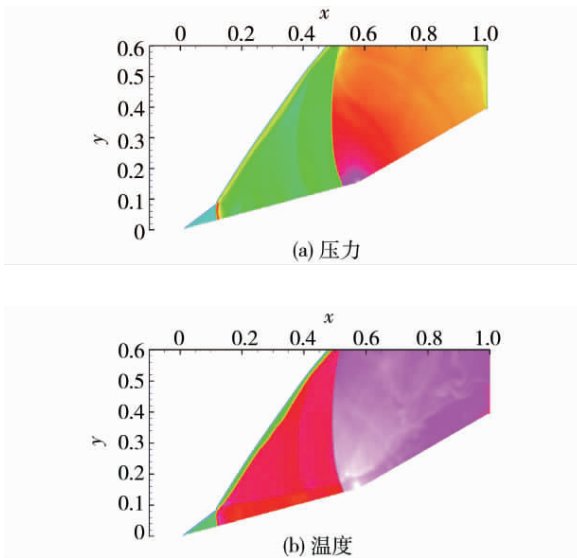


图 11 $t = 1.5$ 时, 不稳定斜爆轰波的压力与温度等势分布

Fig. 11 Pressure and temperature contours of the unstable ODW at $t = 1.5$

波的 MHD 控制情况几乎一致。虽然 Lorentz 力无法将斜爆轰波阵面恢复到设计位置, 但沿流向平行于前楔表面的 Lorentz 力可以使不稳定的斜爆轰波保持稳定, 且计算表明, 即使后楔倾角进一步增大, Lorentz 力仍可控制斜爆轰的稳定性。

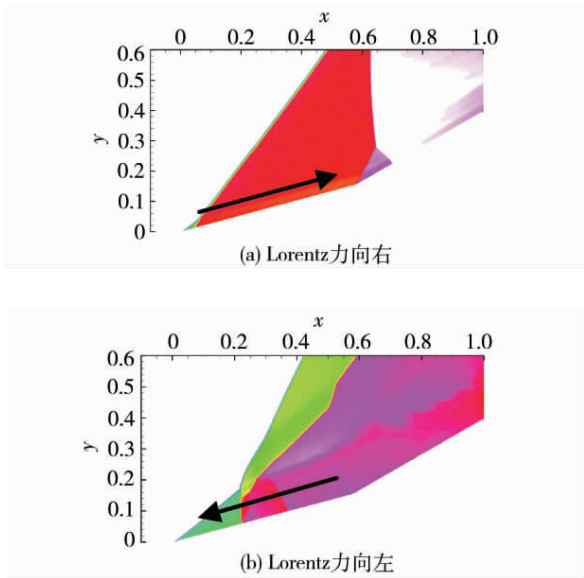


图12 不稳定斜爆轰波 MHD 控制的温度等势分布

Fig. 12 Temperature contours of MHD control on unstable ODWs

3 结 论

研究表明:双楔斜爆轰流场较单楔复杂,包括两种典型稳定模式:其中一种的初始三波点位于前楔表面上方,此时斜爆轰波与单楔斜爆轰类似;第二种类型的初始三波点则位于后楔表面上方,前楔只有斜激波存在。

若只是改变设计工况($Ma_\infty = 6.1$, $\delta_1 = 15^\circ$, $\delta_2 = 20^\circ$)下的来流速度,则 MHD 控制可使稳定斜爆轰的波阵面回到设计位置。对于改变反应速率所导致的不稳定斜爆轰, Lorentz 力能使其趋于稳定,但无法将波阵面恢复至设计位置。

当后楔倾角小幅变化时($\delta_2 = 23^\circ$), MHD 控制同样可使稳定斜爆轰波阵面恢复到设计位置。但当后楔倾角大于 25° 时(文中为 $\delta_2 = 30^\circ$),稳定斜爆轰波的后楔斜激波向上游偏移,导致斜爆轰波流场失稳, Lorentz 力无法控制流场。若进一步增加气体反应速率到一定值时,虽仍形成不稳定斜爆轰波, MHD 控制也无法将爆轰波恢复至设计位置,但却可使不稳定斜爆轰波阵面保持稳定。

参考文献:

[1] Valorani M, Digiaco M, Buongiorno C. Performance prediction for oblique detonation wave engines(ODWE)[J]. Acta Astronautica, 2001, 48(4): 211-228.
[2] Hertzberg A, Bruckner A P, Bogdanoff D W. Ram accelerator; a new chemical method for accelerating projectiles to ultrahigh velocities[J]. AIAA Journal, 1988, 26(2): 195-

203.
[3] Yatsufusa T, Taki S. Visualization of burning flow around a ram accelerator projectile by coaxial simultaneous shadow/direct photography[J]. Shock Waves, 2002, 12(3): 235-240.
[4] Hertzberg A, Bruckner A P, Knowlen C. Experimental investigation of ram accelerator propulsion modes[J]. Shock Waves, 1991, 1(1): 17-25.
[5] Grismer M J, Powers J M. Numerical predictions of oblique detonation stability boundaries[J]. Shock Waves, 1996, 6(5): 147-156.
[6] Silva L F F, Deshaies B. Stabilization of an oblique detonation wave by a wedge: a parametric numerical study[J]. Combustion and Flame, 2000, 121(1/2): 152-166.
[7] Berlyand A T, Vlasenko V V, Svishchev S V. Stationary and nonstationary wave structures that arise in stabilization of detonation over a compression surface[J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2001, 37(1): 82-98.
[8] QIN Penggao, CHEN Zhihua, SUN Xiaohui, et al. The influences of MHD control direction on the hypersonic inlet flow[J]. International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, 2010, 33(1/2): 55-61.
[9] Kopchenov V, Vatazhin A, Gouskov O. Estimation of possibility of use of MHD control in scramjet[R]. AIAA 1999-4971, 1999.
[10] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. External supersonic flow and scramjet inlet control by MHD with electron beam ionization[R]. AIAA 2001-0492, 2001.
[11] Soloviev V R, Krivtsov V M, Konchakov A M, et al. Modeling of MHD effects in 2-D planar flow over a wedge[R]. AIAA 2002-2138, 2002.
[12] Sheikin E G, Kuranov A L. MHD controlled inlet for scramjet with various configurations of magnetic field[R]. AIAA 2004-1195, 2004.
[13] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Comparative analysis of MHD and plasma methods of scramjet inlet control[R]. AIAA 2003-170, 2003.
[14] Van Wie D M, Nedungadi A. Plasma aerodynamic flow control for hypersonic inlets[R]. AIAA 2004-4129, 2002.
[15] SUN Xiaohui, CHEN Zhihua, ZHANG Huanhao. MHD control of oblique detonation waves[J]. Chin. Phys. Lett., 2011, 28(1): 014703.
[16] Sanders R, Morano E, Druguet M C. Multidimensional dissipation for upwind schemes: stability and applications to gas dynamics[J]. J. Comput. Phys., 1998, 145: 511-537.
[17] Mittal R, Iaccarino G. Immersed boundary methods[J]. Annu. Rev. Fluid. Mech., 2005, 37: 239-261.
[18] Viguier C, Gourara A, Desbordes D. Three-dimensional structure of stabilization of oblique detonation wave in hypersonic flow[C] // Proceedings of the Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion. [S. l.]: The Combustion Institute, 1998: 2207-2214.