文章编号:1000-5773(2011)03-0193-07

来流温度影响驻定爆轰波结构和性能的数值研究*

董 刚[1,2],范宝春[1]

(1.南京理工大学瞬态物理国家重点实验室,江苏南京 210094;
2.北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室,北京 100081)

摘要:采用数值模拟的方法研究了超音速来流撞击圆锥体诱导的驻定爆轰波的结构和性能,讨论了不同初始来流温度下,爆轰波结构和波后压力的变化。结果表明,随着来流初始温度的降低,爆轰波的增压比逐渐增加,有利于提高驻定爆轰发动机的推进性能。当初始温度较高时,爆轰波阵面呈现光滑平直的形态,而初始温度较低时,爆轰波呈现出明显的三波点结构,且温度越低,三波点数量越多排列越紧密,这些具有较高压力的三波点对爆轰波波后压力的变化起到了重要作用。

关键词:驻定爆轰;圆锥爆轰波;三波点;数值模拟
中图分类号:V231.22;O382 **文献标识码**:A

1 引 言

斜爆轰发动机(Oblique Detonation Waves Engine,ODWE)利用高超声速气流形成的斜激波来压缩和点燃燃料与空气的混合气,燃烧放热后形成的反应阵面可以和斜激波耦合,从而形成驻定爆轰波,并利用波后产物由尾喷管排出来形成推力。这种发动机具有热效率高、结构简单和适于高 Mach 数飞行的优点,分析表明[1],ODWE 在飞行 Mach 数大于 15 时,其性能要优于超燃冲压发动机(Scramjet)。因此,ODWE 是一种有显著应用前景的推进装置。

尽管 ODWE 的概念较早已提出[2],但直到 1994 年,Li 等人[3]才利用数值模拟方法首先指出驻定爆轰波具有复杂的结构。他们的研究表明,驻定爆轰波由斜激波(Oblique Shock Wave,OSW)、斜爆轰波(Oblique Detonation Wave,ODW)、横波(Transverse Wave,TW)或爆燃波及其由它们所汇聚的三波点(Triple Point,*T*)所组成,如图 1 所示,该结构在一定条件下是稳定的。Li 等人的研究结论随后也得到了实验的证实[4]。为进一步研究驻定爆轰波的复杂结构,国内外学者采用高超声速来流撞击楔形尖劈诱导形成斜激波,进而诱导驻定爆轰波产生的方式。在这种简单的几何构型下,各种来

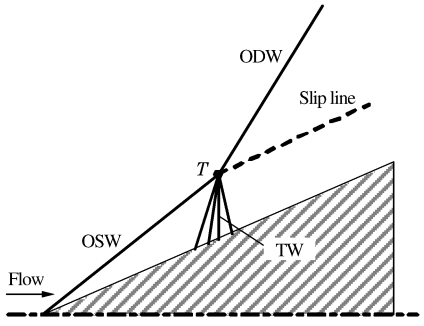


图 1 驻定爆轰波结构示意图
Fig. 1 Schematic of standing detonation wave

* **收稿日期**:2010-06-24;**修回日期**:2010-08-21
基金项目:国家自然科学基金(10972107);北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室开放基金(KFJJ09-13)
作者简介:董 刚(1970—),男,博士,研究员,主要从事爆炸力学和推进技术的研究. E-mail:dgvehicle@yahoo.com

流因素和尖劈形状的变化对驻定爆轰波结构和稳定性的影响得到了一定认识。Papalexandris[5]研究了尖劈角度对爆轰波结构的影响，发现随着尖劈楔角的增加，斜激波向爆轰波的转化逐渐由光滑过渡变为突然过渡的形式。Pimentel 等人[6]考察了初始来流压力和尖劈角度对驻定爆轰波结构中斜激波和爆轰波之间转换方式的影响。Teng 等[7]研究了来流 Mach 数对驻定爆轰波结构的影响，并指出在固定条件下，爆轰波结构具有不受外界扰动的稳定特征。Figueira da Silva[8]则系统研究了诸如来流 Mach 数、尖劈角度、初始温度和初始压力等因素对爆轰波结构及其稳定性的影响。上述工作表明，爆轰波复杂结构对 ODWE 应用的影响必须加以考虑[1]。

对实际 ODWE，来流预混气往往要经过发动机进气道的压缩才能进入燃烧室，这往往会导致来流具有较高的静温，然而，来流温度对爆轰波复杂结构以及发动机性能的影响至今并没有得到充分研究；另一方面，由于圆锥体诱导的激波波后流场与相同来流条件下楔体诱导的斜激波波后流场特性有所不同，因而对驻定爆轰波结构也会有所影响，而此方面相关工作开展较少[9]。鉴于此，本研究采用数值模拟的方法，研究了等计量比 H_2-空气预混气在不同来流温度下，圆锥体诱导所形成的圆锥驻定爆轰波的结构，并对爆轰波结构和性能之间的关系进行了分析和讨论。

2 计算方法

考虑到高速流动过程中，流体的边界层效应仅集中于壁面附近非常薄的范围内，粘性效应对波结构的影响可以忽略[3,5-8]，因此，控制方程可以用带详细化学反应机理的多组元 Euler 方程来表示

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

$$U=\begin{pmatrix}\rho_1\\ \vdots\\ \rho_k\\ \rho u\\ \rho v\\ E\end{pmatrix},F=\begin{pmatrix}\rho_1 u\\ \vdots\\ \rho_k u\\ \rho uu+p\\ \rho vv+p\\ u(p+E)\end{pmatrix},G=\begin{pmatrix}\rho_1 v\\ \vdots\\ \rho_k v\\ \rho uv+p\\ \rho vv+p\\ v(p+E)\end{pmatrix},W=\begin{pmatrix}\rho_1 v\\ \vdots\\ \rho_k v\\ \rho uv\\ \rho vv\\ (p+E)v\end{pmatrix},S=\begin{pmatrix}\dot{\omega}_1\\ \vdots\\ \dot{\omega}_k\\ 0\\ 0\\ 0\end{pmatrix} \tag{2}$$

式中：ρ 为混合物密度，$\rho=\sum_{k=1}^{K}\rho_k$，$\rho_k=\rho Y_k$，$Y_k$ 为组分 k 的质量分数；u 和 v 分别表示轴向(x)和径向(r)流体速度分量；p 为压力；E 代表混合物单位体积的总能量，$E=\rho\sum_{k=1}^{K}Y_k e_k+\rho(u^2+v^2)/2$，其中，$e_k$ 为组分 k 的内能。$\dot{\omega}_k$ 代表化学反应过程中组分 k 的净反应生成速率。上述方程的求解方法以及所采用的 H_2-O_2-N_2 化学反应机理已在文献[10-11]中得到广泛应用，其可靠性也得到了有效验证。本研究的区别主要是计算区域和初始、边界条件的不同。

圆锥爆轰波的形成过程如图 2 所示。假定圆锥体静止不动，超高声速来流以某一特定速度(大于预混气的 CJ 爆速)撞击锥体，在锥体表面偏转产生圆锥激波(Conical Shock Wave，CSW)，波后气体受激波压缩，其温度、压力和密度产生突升，沿下游方向经过一定距离的化学反应诱导区后着火燃烧，形成偏转角度更大的圆锥爆轰波(Conical Detonation

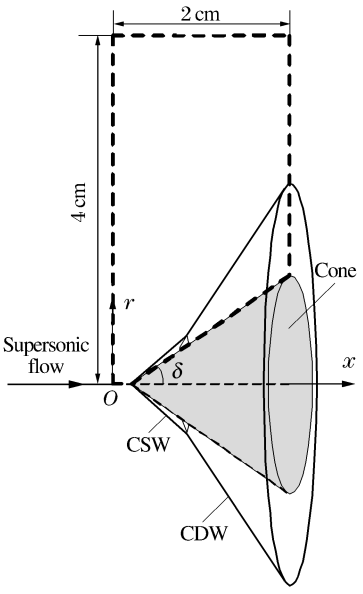


图 2 计算区域示意图

Fig. 2 Schematic of the computational domain

Wave,CDW)。计算中选择了圆锥子午面为二维轴对称计算区域(图 2 中粗虚线框),其尺寸为 2 cm×4 cm,左边界为速度进口边界条件,右边界为零梯度边界条件,上边界为自由流边界条件,下边界为有滑移的绝热壁面边界条件,这些边界条件的设置与文献[3,5-8]相同。使用的结构化网格数量为 200×400($x\times r$),网格尺寸为 $\Delta x=\Delta r=0.1$ mm。本研究模型的计算结果与 Viguier 等人实验结果[12]进行了对比验证[13],表明本研究建立模型的可靠性。

考虑到实际驻定爆轰发动机中,来流经预压缩后其温度会有所上升,因此本研究选择了 $T_0=1\,000$、800、600 和 300 K 等不同初始来流温度来考察对驻定圆锥爆轰波结构和性能的影响。在这些不同条件下,初始来流速度均为 $u_0=2\,850$ m/s,圆锥半顶角为 $\delta=39°$,初始压力为 $p_0=0.1$ MPa。

3　计算结果和讨论

图 3 为 4 种不同来流初始温度下圆锥爆轰波的压力分布图。从整体分布来看,在其它初始条件($u_0=2\,850$ m/s,$\delta=39°$,$p_0=0.1$ MPa)相同的情况下,圆锥体诱导的驻定爆轰波其倾斜角随初始温度的减小而略有增加,但基本形态一致。然而,波后压力值却随着初始温度的减小而显著增加。

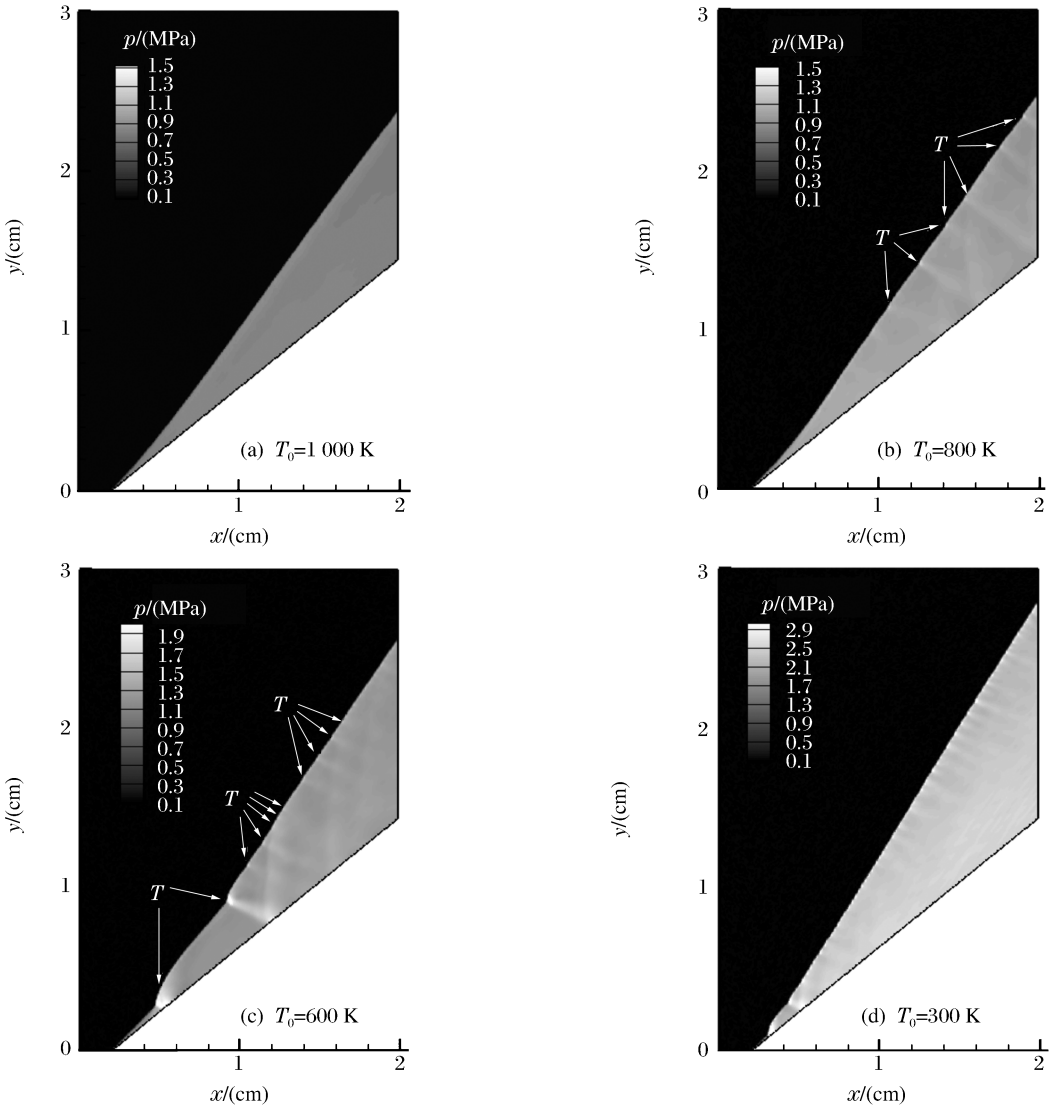


图 3　不同初始来流温度下的压力分布

Fig. 3　Pressure distributions for different initial temperatures

仔细观察可以进一步发现，当 $T_0=1000$ K 时，爆轰波的压力阵面均匀光滑(图 3(a))；而温度 $T_0=800$ K 时，压力阵面在下游区域($x=1.2\sim2.0$ cm)出现若干小的高压区(图 3(b)中 T 点)，由这些高压区向爆轰产物区形成若干道压力波并在圆锥锥面上形成反射；当温度进一步下降到 $T_0=600$ K 时，压力阵面开始在上游部分($x=0.4\sim1.2$ cm)形成峰值较大的高压区(图 3(c)中的白色区域)，而下游部分的高压区(图 3(c)中 T 点)数量逐渐增加并相互靠近；当初始来流温度 $T_0=300$ K 时，在整个压力阵面上的高压区压力增加且变得更加细密(图 3(d))，这使得爆轰波阵面又呈现出较为均匀光滑的形态，但其结构与图 3(a)中的光滑结构却有着明显的不同。

图 4 和图 5 分别给出了不同来流初始温度下，计算区域出口位置($x=2.0$ cm)处的温度和压力曲线。该位置处的温度和压力变化反映了驻定爆轰波的稳定性[14]和爆轰过程所产生的增压比(与 ODWE 的推进性能有关)。

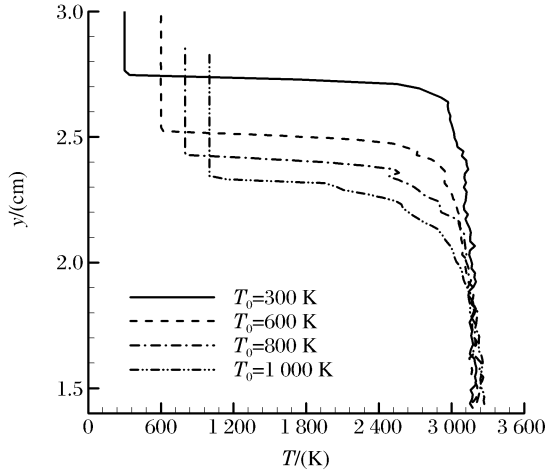


图 4 不同初始来流温度下的出口温度曲线

Fig. 4 Exit temperature profiles for different initial temperatures

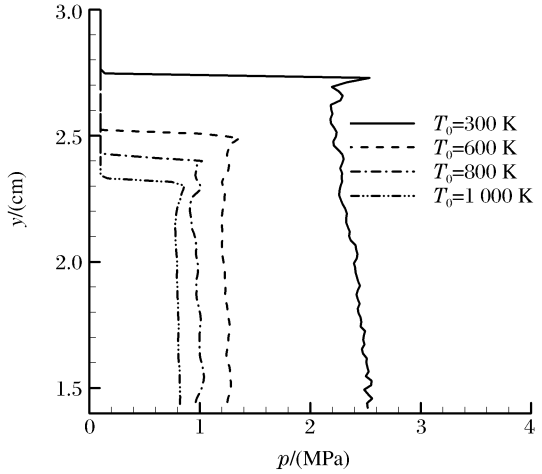


图 5 不同初始来流温度下的出口压力曲线

Fig. 5 Exit pressure profiles for different initial temperatures

图 4 的结果表明，在各种来流初始温度的条件下，爆轰波波后产物的燃烧温度都达到了 3 150～3 250 K，即具有基本相同的燃烧温度。而图 5 的结果则表明，初始来流温度越低，燃烧产物的压力越大，有利于增加 ODWE 的增压比，提高发动机的推进性能。图 5 的结果还表明，在较低初始温度($T_0=300$ K)的情况下，出口压力在 $y=2.75$ cm 处经压缩后迅速增加，随后则呈现出一定的振荡，而其它来流初始温度下的压力曲线则相对较为平滑，这一结果表明，$T_0=300$ K 时形成的驻定爆轰波具有一定的不稳定特征。

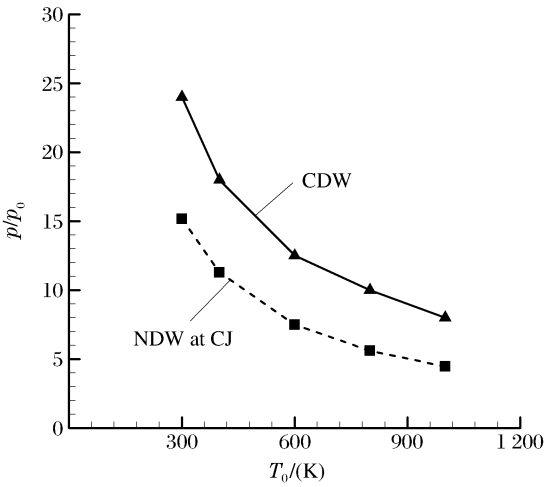


图 6 不同初始来流温度下的压缩比

Fig. 6 Compression ratios for different initial temperatures

图 6 给出了圆锥爆轰波(CDW)出口平均压力随不同初始温度的变化曲线，为考察圆锥体诱导的 CDW 的强度，图中还给出了相同条件下 CJ 正爆轰波(Normal Detonation Wave，NDW)的理论 CJ 爆压。从图 6 可以看出，CDW 和 NDW 的波后压力都随初始来流温度的增加而减小，但在相同来流温度下，CDW 的压力要明显高于 NDW 压力，这说明，CDW 相对于 NDW 是处于一种过驱爆轰的状态，这种过驱状态的驻定爆轰波可以提供比正爆轰发动机

(如脉冲爆轰发动机)更大的增压比,具有更好的推进性能。

为进一步分析 CDW 波后压力随初始温度的变化规律,图 7 对图 3 中不同初始来流温度的爆轰波结构进行了放大,其中压力分布与图 2 相同,等值线为化学反应生成的自由基 OH 质量分数,它代表了化学反应阵面(燃烧阵面)。

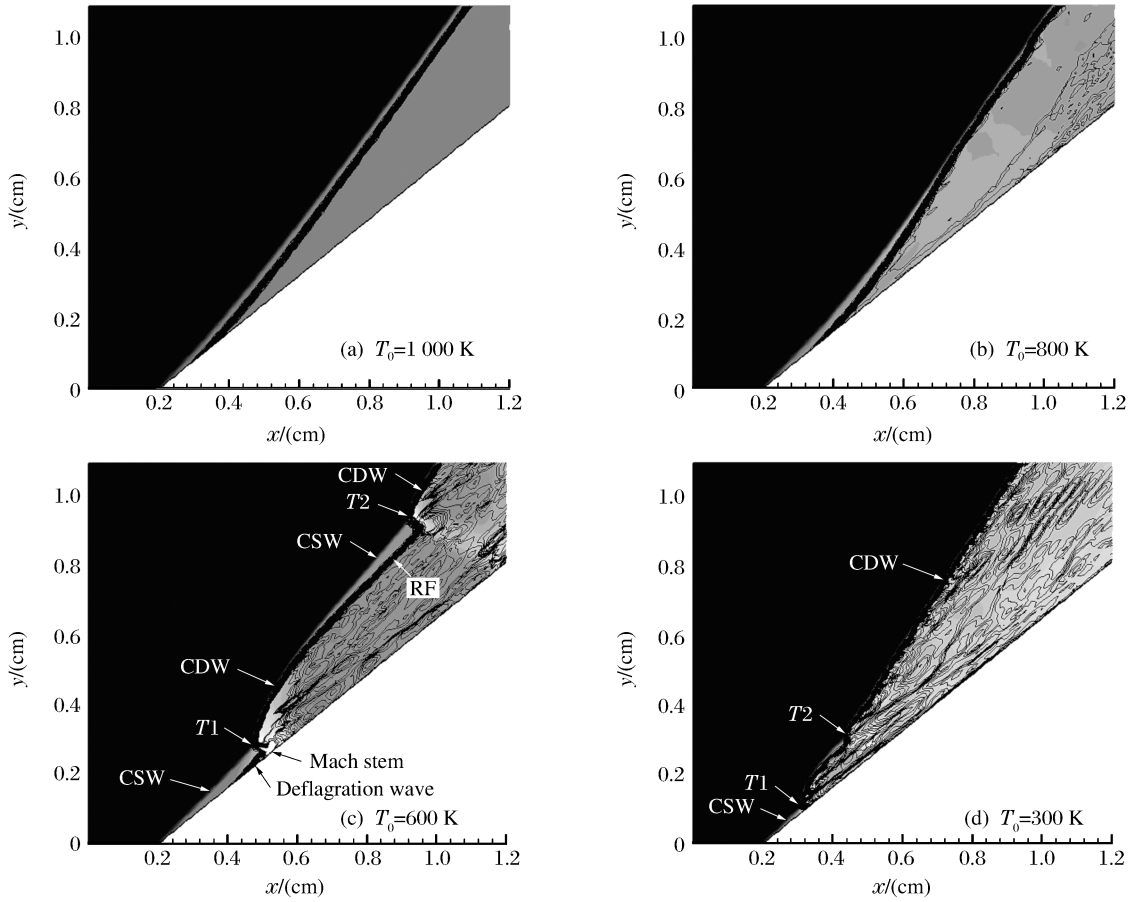


图 7　不同初始来流温度下的压力分布和 OH 质量分数等值线(压力分布值见图 3,
OH 浓度等值线间隔为 5×10^{-4},最小值为 5×10^{-4},最大值为 3×10^{-2})

Fig. 7　Pressure distributions and OH mass fraction contours for different initial temperatures
(The pressure distributions correspond to the legend of Fig. 3;
the interval of contours is 5×10^{-4}, minium: 5×10^{-4}, maxium: 3×10^{-2})

图 7(a)的结果显示,当初始温度 $T_0=1\,000$ K 时,压力阵面自圆锥顶点形成,而反应阵面则相距圆锥顶点一定距离后形成,这表明爆轰过程须经历一定着火延迟期才能发生。整个压力阵面和反应阵面均呈现光滑平直的形式,且两阵面保持一定距离(约 0.2 mm)。当 $T_0=800$ K 时(图 7(b)),压力阵面仍呈光滑平直,但反应阵面沿下游的发展逐渐靠近压力阵面,表明此时化学反应放热对压力阵面的支持加强,因而预混气在爆轰波后的压力也要高于图 7(a)的情况。当来流初始温度进一步降低到 $T_0=600$ K 时,圆锥爆轰波表现出一种特定的结构,如图 7(c)所示,在靠近上游的压力阵面上出现两个明显的高压区(图 7(c)中标记为 $T1$ 和 $T2$),第一个高压区($T1$)连接圆锥激波(CSW)、Mach 杆和圆锥爆轰波(CDW),又称为三波点,在 Mach 杆的下方还存在爆燃波(Deflagration Wave),这一结构与 Teng 等的报道[7]是吻合的。在 CDW 向下游发展的过程中,压力阵面(CSW)和反应阵面(RF)逐渐解耦,反应阵面由于密度差形成了一个气相圆锥,因而在合适的条件下引发第二个高压区(三波点,$T2$)的出现和新 CDW 的形成,这两个高压区具有较高的压力,分别为 $p_{T1}=2.58$ MPa 和 $p_{T2}=2.56$ MPa,当沿爆轰波阵面下游以上述机制持续出现多个高压区时,可使得波后压力显著提高。$T_0=300$ K 时形成了两个更

加靠近爆轰波上游的三波点 $T1$ 和 $T2$，两者之间也更加接近，压力也更高（分别为 $p_{T1}=5.92$ MPa 和 $p_{T2}=4.07$ MPa），如图 7(d)所示。在这种条件下，$T1$ 和 $T2$ 两点之间也可形成类似于图 7(c)中压力阵面和反应阵面解耦的现象，但在 $T2$ 下游的爆轰波阵面上，三波点的排列变得更加紧密，因此使得压力阵面和反应阵面的解耦不再出现，正是由于这些较高压力的三波点沿下游的出现，导致了较低来流初始温度下，爆轰波波后产物有着更大的压力。

由以上结果可知，在不同来流温度下，三波点的数量、密集程度及其形成机制均有所不同，这与预混来流在燃烧或爆轰前所形成的化学反应诱导区有关。对于本研究中的研究对象，假设预混气来流经过圆锥激波压缩燃烧的过程为绝热过程，根据图 4 可知，不同初始温度下的来流燃烧后的温度基本相同，因此，来流温度越低，其释放的燃烧热就越多，在相同的来流速度下也就表现出更高的化学反应速率。在来流经激波压缩但尚未燃烧的化学反应诱导区，较高温度的来流由于较慢的化学反应速率会使得该区域变长，因而表现为图 7(a)和图 7(b)中压力阵面（激波）和反应阵面解耦的状态；反之，较低温度的来流由于较快的化学反应速率会使得该区域变短，在沿圆锥表面下游合适的区域，压力阵面和反应阵面耦合，形成三波点。因此，来流温度越低，化学反应诱导区越短，第一个三波点的形成越靠近圆锥顶点，同时，由于随后的气相圆锥所形成的化学反应诱导区同样很短，因而三波点形成的数量相对较高来流温度下的要多，排列更紧密，如图 7(c)和图 7(d)所示。

4 结 论

采用带 H_2-空气详细化学反应机理的二维轴对称 Euler 方程，对超声速来流诱导的圆锥驻定爆轰波的结构和性能进行了数值模拟，考察了不同来流初始温度的影响规律，结果表明：

(1) 不同初始来流温度对圆锥爆轰波波后压力有显著影响，来流温度越低，波后压力越高，这表明降低来流温度有利于提高驻定爆轰的推进性能。

(2) 初始来流温度变化可以引起驻定爆轰波结构的显著变化，来流温度高，爆轰波阵面呈现光滑平直的结构；随着来流温度的下降，爆轰波阵面出现三波点结构，且随着温度的降低，三波点数量逐渐增加，并沿爆轰波阵面紧密排列。正是由于三波点数量和强度随温度下降不断增加，才导致了驻定爆轰波波后压力和增压比的提高。

References:

[1] Kailasanath K. Review of Propulsion Applications of Detonation Waves [J]. AIAA J, 2000, 38(9): 1698-1708.

[2] Dunlap R, Brehm R L, Nicholls J A. A Preliminary Study of the Application of Steady-State Detonative Combustion to a Reaction Engine [J]. Jet Propulsion, 1958, 28(7): 451-456.

[3] Li C, Kailasanath K, Oran E S. Detonation Structures Behind the Oblique Shocks [J]. Phys Fluids, 1994, 6(4): 1600-1611.

[4] Viguier C, Guerraud C, Desbordes D. H_2-Air and CH_4-Air Detonations and Combustions behind Oblique Shock Waves [A]//25th Symposium (Int) on Combustion [C]. Pittsburgh, PA, US: The Combustion Institute, 1994: 53-59.

[5] Papalexandris M V. A Numerical Study of Wedge-Induced Detonations [J]. Combust Flame, 2000, 120(4): 526-538.

[6] Pimentel C, Azevedo J, Figueira da Silva L F, et al. Numerical Study of Wedge Supported Oblique Shock Wave-Obilque Detonation Wave Transitions [J]. J Braz Soc Mechanical Science, 2002, 24(3): 149-157.

[7] Teng H H, Zhao W, Jiang Z L. A Novel Oblique Detonation Structure and Its Stability [J]. Chin Phys Lett, 2007, 24(7): 1985-1988.

[8] Figueira da Silva L F, Deshaies B. Stabilization of an Oblique Detonation Wave by a Wedge: A Parametric Numerical Study [J]. Combust Flame, 2000, 121(1-2): 152-166.

[9] Sislian J P, Zhang F Y. Simulation of Conical Detonation Waves [A] // Symposium on Interdisciplinary Shock Wave Research [C]. Sendai, Japan, 2004: 449-461.

[10] Dong G, Fan B C, Xie B. Two-Dimensional Simulation of Transient Detonation Process for H_2-O_2-N_2 Mixture [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2004, 18(1): 40-46. (in Chinese)
董　刚,范宝春,谢　波. 氢气-空气混合物中瞬态爆轰过程的二维数值模拟 [J]. 高压物理学报, 2004, 18(1): 40-46.

[11] Jiang X H, Fan B C, Dong G, et al. Numerical Simulation on the Flow Field of Rotating Detonation Wave [J]. Journal of Propulsion Technology, 2007, 28(4): 403-407. (in Chinese)
姜孝海,范宝春,董　刚,等. 旋转爆轰流场的数值模拟 [J]. 推进技术, 2007, 28(4): 403-407.

[12] Viguier C, Gourara A, Desbordes D. Three-Dimensional Structure of Stabilization of Oblique Detonation Wave in Hypersonic Flow [A] // 27th Symposium (Inter) on Combustion [C]. Pittsburgh, PA, US: The Combustion Institute, 1998: 2207-2214.

[13] Dong G, Fan B C, Li H Z. An Investigation on Instability of Deflagration and Detonation Induced by Conical Shock Wave [J]. Acta Armamentarii, 2010, 31(4): 401-408. (in Chinese)
董　刚,范宝春,李鸿志. 圆锥激波诱导的爆燃和爆轰不稳定性研究 [J]. 兵工学报, 2010, 31(4): 401-408.

[14] 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(2): 2473-2480.

The Numerical Investigations of Standing Detonation Wave Structure and Performance at the Different Initial Temperatures

DONG Gang[1,2], FAN Bao-Chun[1]

(1. *National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing* 210094, *China*;
2. *State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing* 100081, *China*)

Abstract: The numerical simulations were performed to study the standing detonation wave structure and performance induced by a supersonic inflow impinging on a cone. The variations of detonation wave structure and the pressure behind the wave at the different initial temperatures of inflow were analyzed. The results show that the ratio of pressure increase is enhanced along with the decrease of the initial inflow temperature, which is benefit from the improvement of propulsion performance of oblique detonation wave engine. At the higher initial inflow temperature, the detonation wave front shows a smooth shape, while at the lower initial temperature, the triple structures appear at the front. The lower initial temperature is, the more number of the serried triple points are. These triple points with higher pressure contribute to the pressure variations behind the standing detonation wave.

Key words: standing detonation wave; conical detonation wave; triple point; numerical simulations