第21卷 第2期
2007年6月

高 压 物 理 学 报
CHINESE JOURNAL OF HIGH PRESSURE PHYSICS

Vol. 21, No. 2
June, 2007

文章编号:1000-5773(2007)02-0151-06

聚心火焰在共振腔作用下引发爆轰的数值研究*

归明月,范宝春,董 刚,于陆军

(南京理工大学瞬态物理国家重点实验室,江苏南京 210094)

摘要:基于带化学反应的二维轴对称Euler方程,利用带有Superbee限制函数的波传播算法,对共振腔中的氢气-空气预混气的聚心燃烧进行了数值模拟,讨论了共振腔不同抛物面对起爆的影响。数值结果表明,在开始阶段,燃烧诱导的激波在轴心、火焰和固壁的反射,使火焰失稳,随后共振腔中的抛物壁面上产生一定频率和强度的反射激波,不断穿越火焰,使火焰进一步失稳,加剧了燃烧速度,最终导致爆轰的形成。同时,火焰在与激波的作用过程中,形状扭曲变形,呈封闭端小敞口端大的扁平头部蘑菇云。共振腔抛物面的不同形状引起激波聚焦位置的变化,会影响激波和火焰的相互作用,使起爆提前或推迟,甚至不起爆。

关键词:爆轰;数值模拟;聚心火焰;激波;共振腔

中图分类号:O382 **文献标识码**:A

1 引 言

可燃混合物中,爆轰波的起爆方法主要有两种:直接起爆和间接起爆。直接起爆是使用爆炸波在预混可燃气中直接引发爆轰波,它要求很高的起爆点火能量。间接起爆是一种基于由爆燃向爆轰转变(Deflagration Detonation Transition,DDT)的起爆方式,即采用较弱的点火能量引燃局部预混可燃气,在一定的距离内完成向爆轰的转变。由于DDT使用较弱的点火能量,故具有实用价值,引起了人们的广泛兴趣。

脉冲爆轰发动机(PDE)是当前研究的热点,当其脉冲频率大约在100 Hz以上时,才具有应用价值,此时,爆轰管要求足够短。而PDE的点火能量通常是毫焦级的,为保证脉冲频率,需要在较短的距离内完成DDT。可以通过设置弹簧[1]、档板、圆管[2]或多层孔板等[3]加快DDT过程,但这些手段皆给爆轰管添置了附加物,常具有负面影响。为此,有人提出用热射流[4]或聚心火焰[5]点火,以强化DDT过程。Lee[6]早就对聚心火焰形成爆轰的可能性进行了探讨,董刚等[7]也曾经对此进行过讨论,但其间仍有许多值得研究和探讨的问题。

本研究讨论的物理模型见图1,由带共振腔的燃烧室和环形火焰发生器组成。环型火焰发生器作为点火装置,使共振腔中的可燃气体环形点火,形成聚心火焰。同时,共振腔产生一定频率的聚集激波,与聚心火焰相互作用,使火焰严重失稳变形,最终形

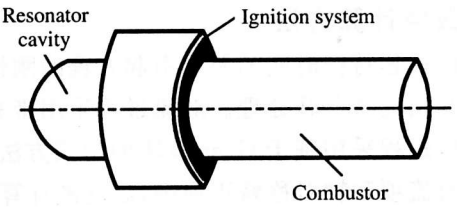


图1 带共振腔的燃烧室模型

Fig. 1 Sketch of combustor with resonator cavity

* **收稿日期**:2006-06-19;**修回日期**:2006-09-30

基金项目:国家自然科学基金(10472047)

作者简介:归明月(1977—),男,博士研究生,主要从事计算燃烧学、爆轰等方面的研究. E-mail:guimingyue@sina.com

通讯作者:范宝春(1945—),男,教授,主要从事燃烧、爆轰等方面的研究. E-mail:bcfan@mail.njust.edu.cn

成爆轰，实现 DDT。本研究从数值计算的角度探讨了该方案的可行性，采用带化学反应的 Euler 方程，以等当量比的氢气-空气预混气为研究对象，讨论了聚心火焰引发爆轰过程中流场的压力变化和波系结构，以及激波作用下火焰的失稳变形，和共振腔形状对爆轰形成的影响。结果表明，该方案是可行的。

2 数学模型

2.1 基本方程

采用二维轴对称的、带基元化学反应的 Euler 方程

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

其中：

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

$$\rho=\sum_{k=1}^{K}\rho_k,\ \rho_k=\rho Y_k,p=\sum_{k=1}^{K}\frac{\rho_k}{M_k}RT,c_V=\sum_{k=1}^{K}X_k c_{Vk}$$

$$E=\rho\int_0^T c_V\mathrm{d}T+\frac{1}{2}\rho(u^2+v^2)+\sum_{k=1}^{K}\rho_k h_k^0(0)$$

式中：ρ 为混合物的密度，u 和 v 分别为 x 和 y 方向的速度分量，p 为体系的压力，E 为体系的总内能，c_{Vk} 为组分 k 的等容比热，M_k、Y_k、X_k、$h_k^0(0)$分别为组分 k 的摩尔质量、质量分数、摩尔分数、标准生成焓，T 为体系的温度。W 为轴对称修正源项，其中 $\beta=0$ 为平面流动，$\beta=1$ 为轴对称流动。

$\dot{\omega}_k$ 为组分 k 的净生成速率

$$\dot{\omega}_k=\sum_{i=1}^{I}(\gamma''_{ki}-\gamma'_{ki})\left(k_{fi}\prod_{k=1}^{K}[X_k]^{\gamma'_{ki}}-k_{bi}\prod_{k=1}^{K}[X_k]^{\gamma''_{ki}}\right) \tag{3}$$

式中：γ'_{ki}、γ''_{ki}分别表示第 i 个基元反应中组分 k 的正、逆反应计量系数；$[X_k]$为组分 k 的摩尔浓度；k_{fi}、k_{bi}分别表示第 i 个基元反应的正、逆反应速率常数，它们遵循 Arrhenius 定律

$$k_{fi}=A_{fi}T^{\beta_{fi}}\exp(-E_{fi}/RT) \tag{4}$$

式中：A_{fi}表示第 i 个正反应的指前因子；β_{fi}表示第 i 个正反应的温度指数；E_{fi}表示第 i 个正反应的活化能。

2.2 数值计算方法

不同过程特征时间的差异引起方程的刚性问题，为此，本研究采用分裂格式，将控制方程中的对流项和化学反应项分开处理。对流过程采用带有 Superbee 限制器的、考虑横传波影响的波传播算法[8]；化学反应过程采用基于 Gear 算法的隐式方法；轴对称修正过程采用二阶 Runge-Kutta 法处理。

在对流项和轴对称修正项中，温度的计算是采用 Newton 迭代的方法，而在化学反应中温度的计算是和组分浓度耦合求解的。计算时，对流项和轴对称修正项均采用无量纲量（无量纲的参考值为：压力 $p=1.013\,25\times10^5$ Pa，温度 $T=298.15$ K，长度 $L=1$ m），而化学反应源项采用有量纲计算。

2.3 算例

计算区域如图 2 所示，假设该过程为轴对称问题。区域 a 为环型火焰发生器，剖面呈弯管状，作用是产生加速环型火焰，阴影部分为初始点火区。区

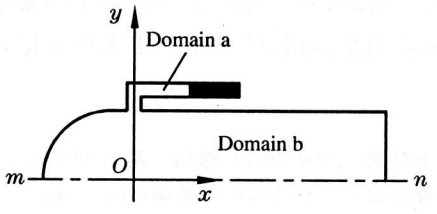


图 2 计算区域

Fig. 2 Computational domains

域 b 为带共振腔的燃烧室,用于聚焦激波和聚心火焰的相互作用。共振腔的尺寸为 0.05×0.05,网格数为 50×50,抛物壁面的形状为

$$\bar{x} = f\bar{y}^2$$

f 为抛物形壁面构行参数,燃烧室的尺寸为 0.30×0.05,网格数为 300×50,见图 3。

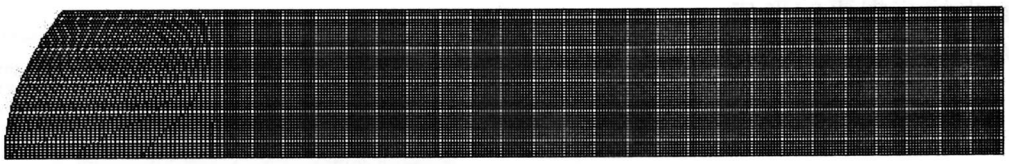


图 3　计算网格划分 (f=8.0)

Fig. 3　Computational grids (f=8.0)

计算时,刚性壁面采用绝热滑移壁面条件,燃烧室的右端采用流动出口边界条件。初始时刻,区域 a 和区域 b 充满温度和压力均为 1.0、当量比为 1 的氢气-空气混合物,点火区域的温度为 4.0,压力为 1.2。对于氢气-空气混合物的反应,采用含 19 个基元反应和 9 种组分的化学反应机理[9]。

3　结果与讨论

3.1　聚心火焰在共振腔中的传播

起初,环型火焰发生器点火,使可燃物燃烧,火焰在传播过程中,因加速而产生前导激波,此激波先于火焰进入共振腔(图 4(a)),并在腔内向四周传播。其中,有一部分阵面向轴心汇聚,同时有一部分向左传播的阵面会在左端抛物型空腔内反射(图 4(b))。汇聚激波在轴心碰撞时,形成沿轴向传播的马赫干和向四周传播的反射波(图 4(c))。该反射波与随后进入共振腔的径向加速火焰产生的压缩波相互作用,再次产生向轴心汇聚的激波(图 4(d))。同时,该激波又与在抛物壁面产生的聚焦激波相互作用,形成反射波和沿轴线传播的马赫干(图4(f)、图4(g)),如此反复,形成复杂的不断相互作用的波系。

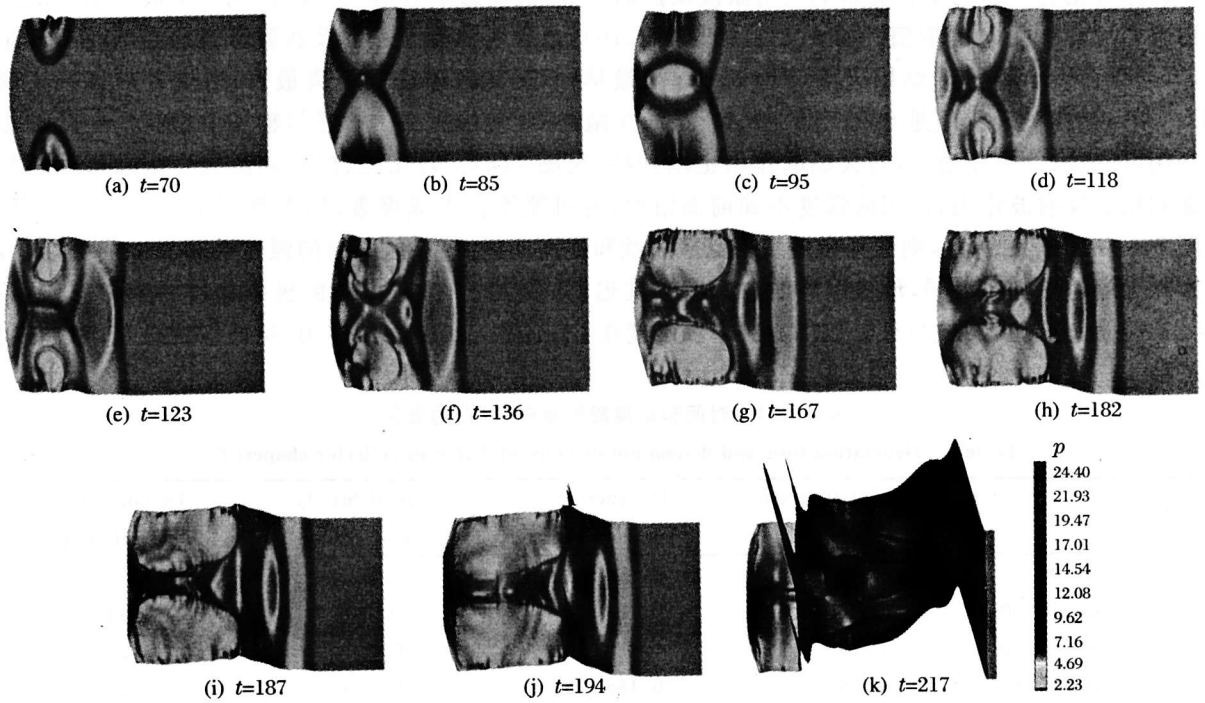


图 4　共振腔中聚心火焰与激波相互作用在不同时刻的压力分布图(f=8.0)

Fig. 4　Pressure distribution at the different time during interaction of implosion flame with shock in resonator cavity(f=8.0)

在开始阶段，轴线和固壁上的反射波穿越火焰，使火焰失稳(图 4(d))，导致火焰加速，随后抛物面的聚焦激波以更大的强度，并以一定的频率穿越火焰(图 4(f)、图 4(h)、图 4(j))，进一步加剧了火焰的失稳，燃烧速度不断增加。当达到一定的界限时，就可能导致燃烧转变成过驱爆轰，压力分布也大幅振荡，但逐渐衰减，趋于稳定的爆轰(图 4(j)、图 4(k))。

3.2 聚心火焰与爆轰的形成

图 5 为某一时刻，具有代表性的聚心环形火焰图(剖去了四分之一)。当火焰从区域 a 进入共振腔中时，在前导激波和欠膨胀射流以及区域 a 中的弯管效应的作用下，附近流场具有特殊的结构，在出口附近存在涡环和低压区，轴心附近存在高压区。出口火焰向四周膨胀，且向轴心收敛，并不断受到激波进出火焰的作用，从而使火焰的燃烧速率增加。由于火焰的传播速度取决于火焰燃烧速度和火焰阵面前气体的流动速度。考虑到轴心和抛物壁面对质点运动速度的限制以及反射激波导致的火焰阵面前气体速度大小和方向的变化，故火焰沿轴向往开口端传播的速度较快，而往抛物面和径向传播的较慢，就形成了图 5 的火焰面形状。

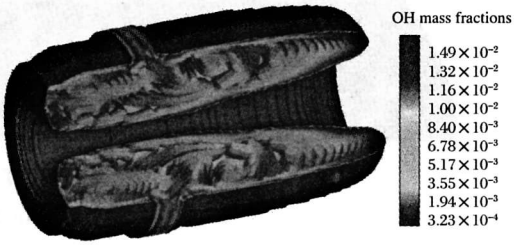


图 5 聚心环形火焰(组分 OH 的质量分数)(f=8.0)

Fig. 5 Shape of implosion toroidal flame(Mass fractions of species OH)(f=8.0)

由于抛物壁面的聚焦作用，使反射激波的强度增加，同时它还以一定的频率在火焰内部传播，形成相互追赶的激波，极大的加剧了火焰的失稳。特别是，激波从低密度的火焰内部向高密度的未燃介质的加速度传播时，火焰阵面会极度变形，最终形成压力很高的过驱爆轰。过驱爆轰是不稳定的，随后逐渐衰减成稳定传播的 CJ 爆轰。根据本研究算例，此时波阵面的压力为 18 个大气压，温度为 3 000 K，爆轰波的速度为 2 002 m/s。作者利用 Gordon-Mcbride 程序在相同条件下计算的 C-J 爆速为 1 979 m/s，与本研究计算结果比较符合。

3.3 共振腔抛物壁面形状对爆轰形成的影响

共振腔抛物壁面的形状会影响反射激波聚焦的位置，进而影响其对火焰的影响。本研究采用的抛物形壁面构行参数 f 的取值(f=0,4,8,9,10,12,16)，会影响爆轰起爆以及达到爆轰稳定的时间和距离，其结果见表 1 和图 6，结果表明，f=9 时起爆最早，爆轰稳定所需的距离最短，也就是最容易实现 DDT，相应的抛物面焦距是 0.027 78。此时，激波在抛物面反射聚焦后，刚好与轴心碰撞反射的激波相互作用，使激波的强度增强，对火焰的作用也剧烈些，见图 7(a)。若焦距过小，则激波聚焦发散后再与迎面的轴心反射波作用，作用的强度不如前面情形，有可能不会形成爆轰，如本算例中 f=16 的情况，见图 7(b)。而焦距过大，则聚集激波来不及聚焦就和迎面反射波作用，作用的强度也不及第一种情况，从而对火焰的影响也较弱，形成爆轰的时刻就会推迟，见图 7(c)，此种情况的极限是抛物面为直壁，即 f=0的情形。因此，激波与火焰作用的频率和强度在 DDT 中起到关键的作用，从而导致爆轰形成时间的差异。

表 1 起爆时间和距离随抛物形状(f)的变化

Table 1 Detonation time and detonation distance at different reflector shapes(f)

f	Focus	Time of detonation onset	Distance of detonation onset	Time of Steady detonation	Distance of Steady detonation
0	∞	0.210	0.194 734	0.227	0.300 569
4	0.062 500	0.205	0.193 941	0.221	0.293 113
8	0.031 250	0.196	0.187 833	0.211	0.279 595
9	0.027 780	0.195	0.186 675	0.209	0.272 772
10	0.025 000	0.196	0.188 000	0.210	0.274 483
12	0.020 830	0.255	0.310 868	0.273	0.423 596
16	0.015 625				

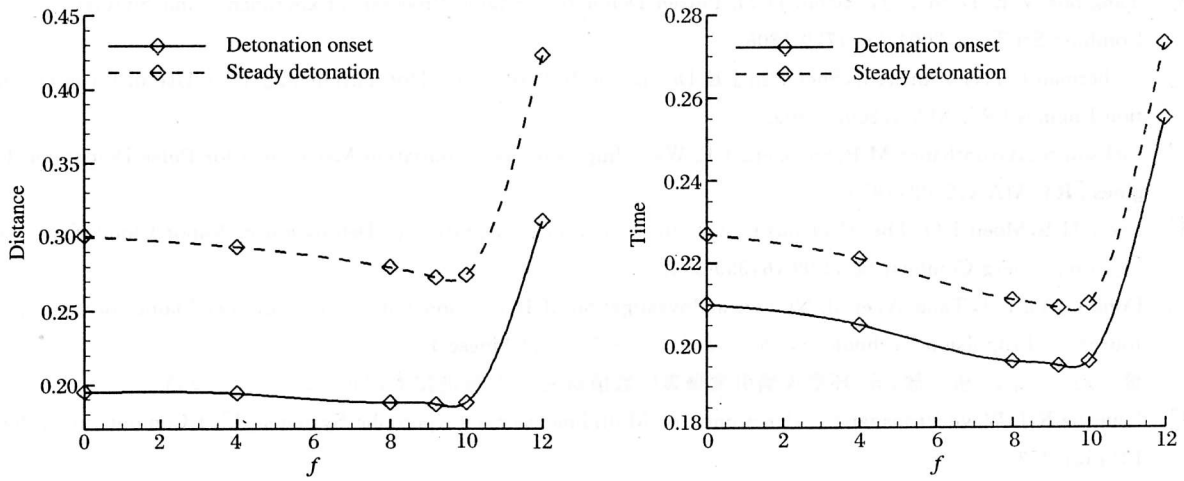
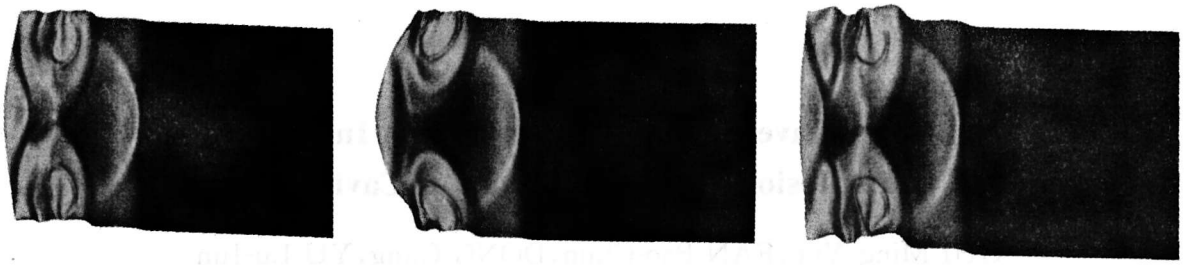


图 6　不同抛物形状下的爆轰距离(左)和爆轰时间(右)

Fig. 6　Detonation distance(left) and detonation time(right) at different reflector shapes



(a) $f=9$　　(b) $f=16$　　(c) $f=4$

图 7　不同抛物形状下压力的分布

Fig. 7　Pressure distribution at the different reflector shapes

4　小　结

对共振腔中聚焦激波与聚心火焰的相互作用进行了数值模拟，结果表明：

(1) 共振腔中抛物壁面形成以一定频率和强度的、穿越火焰内部向开口端传播、且相互追赶的激波，极大地加剧了火焰的燃烧速率，提高了火焰的传播速度，有可能导致爆轰的形成。

(2) 聚心火焰由于收敛以及与激波的相互作用，燃烧速度迅速增加。同时考虑到轴心和左端抛物面对速度的限制，因此在共振腔中形成的火焰剖面呈左端小右端大的扁平头部蘑菇云形状。

(3) 共振腔抛物壁面的形状会改变反射激波聚焦的位置，使激波和火焰的作用增强或减弱，导致可能形成爆轰的时刻提前或延迟，甚至不起爆。

References:

[1] Lu F K, Meyers J M, Wilson D R. Experimental Study of a Pulse Detonation Rocket with Shchelkin Spiral [A]// Jiang Z. Proceedings of the 24th International Symposium on Shock Waves(Volume 2) [C]. Beijing: Tsinghua University Press and Spring-Verlag Berlin Heidelberg, 2005: 825-830.

[2] Roy G D, Frolov S M, Borisov A A, et al. Pulse Detonation Propulsion: Challenges, Current Statues and Future Perspective [J]. Prog Energ Combust Sci, 2004, 30: 545-672.

[3] Tangirala V E, Dean A J, Chapin D M. Pulsed Detonation Engine Processes: Experiments and Simulations [J]. Combust Sci Tech, 2004, 76: 1779-1808.

[4] Lieberman D H, Parkin K L, Shepherd J E. Detonation Initiation by a Hot Turbulent Jet for Use in Pulse Detonation Engines [R]. AIAA, 2002: 3909.

[5] Jackson S I, Grunthaner M P, Shepherd J E. Wave Implosion as an Initiation Mechanism for Pulse Detonation Engines [R]. AIAA, 2003: 4820.

[6] Lee J H S, Moen I O. The Mechanism of Transition from Deflagration to Detonation in Vapor Cloud Explosions [J]. Prog Energ Combust Sci, 1980, 6: 359-389.

[7] Dong G, Yu L J, Tang A, et al. Numerical Investigation of Detonation Induced by Toroidal Flame Initiation [J]. Journal of Propulsion Technology, 2005, 26(4): 348-353. (in Chinese)
董 刚, 于陆军, 唐 敖, 等. 环形火焰引发爆轰的数值研究 [J]. 推进技术, 2005, 26(4): 348-353.

[8] Leveque R J. Wave Propagation Algorithms for Multidimensional Hyperbolic Systems [J]. J Comput Phys, 1997, 131: 327-353.

[9] Dong G, Fan B C, Xie B. Two-Dimensional Simulation 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.

Numerical Investigations of Detonation Induced by Implosion Flame in Resonator Cavity

GUI Ming-Yue, FAN Bao-Chun, DONG Gang, YU Lu-Jun

(*National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *China*)

Abstract: Based on the two-dimensional axisymmetric Euler equations coupling with chemical reactions, the phenomena of implosion combustion for hydrogen-air mixture were numerically studied by using wave propagation algorithm with Superbee limiter in resonator cavity. The effects of resonator shapes on initiation and detonation were discussed. Results show that the shock wave induced by combustion firstly reflected back and forth from walls and the axis of the resonator cavity, which led to multiple the shock-flame interactions and enhanced the flame combustion. Then the reflected shock wave produced by the parabolic reflector in resonator cavity frequently penetrated the flame, which led to continuous flame excitation. Finally, DDT occurred. Simultaneously, the repeated shock-flame interactions caused the instability and distortion of the flame, and then formed asymmetrical collapsing of the flame front. The different shapes of reflector caused the change of focus, which could influence the shock-flame interaction and made detonation onset change, even not occurred.

Key words: detonation; numerical simulation; implosion flame; shock; resonator cavity