

出口爆轰的外流场研究¹⁾

于陆军 范宝春²⁾ 归明月 董 刚

(南京理工大学瞬态物理实验室, 南京 210094)

摘要 利用内径为 30 mm, 长度为 1 000 mm 的爆轰管, 对脉冲爆轰发动机进行研究. 爆轰管内充满氢气 - 氧气 - 氮气预混气, 采用底端中心点火. 对半球形高温火团引发的氢气 - 氧气 - 氮气爆轰过程和管内、外流场分布进行轴对称数值模拟, 考虑了 $H_2-O_2-N_2$ 的详细化学反应动力学机理, 该机理包含了 19 个基元反应和 9 种组份. 实验和计算获得的外流场阴影和数值照片, 形象地描述了管外流场的变化. 数值计算结果和实验结果基本一致, 根据实验和数值计算结果, 详细地讨论了悬吊激波产生的动力学机理. 爆轰波溢出爆轰管后, 斜压效应和 Helmholtz 不稳定导致涡环的产生, 同时在流场中形成止于涡环的悬吊激波, 涡环形状的变化又引起悬吊激波的强度、形状和位置的变化.

关键词 脉冲爆轰发动机, 实验, 数值模拟, 悬吊激波

中图分类号: O381 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2009)01-0028-07

引 言

脉冲爆轰发动机 (pulse detonation engine, PDE) 是通过爆轰释放能量并产生推力的一种动力装置. 由于爆轰是一种快速的等容燃烧, 具有很高的热效率. 此外, 没有压缩机和涡轮的 PDE 还具有结构简单, 造价低, 重量轻等优点, 故可望成为新一代航空飞行器的动力装置. 人们对 PDE 已经进行了大量的实验和理论研究, 包括点火方式、爆燃转爆轰 (deflagration to detonation transition, DDT) 过程以及管内外流场等^[1~4].

单次的爆轰波溢出管口后, 管口的膨胀波向管内传播, 最终会导致推力的下降, 此外, 管外复杂流场中的涡与激波的作用, 还会导致推力的振荡. 因此, 研究爆轰管内外流场的动力学结构、变化过程以及对推力的影响对于 PDE 的研究是有意义的. Daniel 等^[5]通过实验和数值模拟, 研究了爆轰管的外流场, 阐述了管外流场在初始发展阶段的动力学结构, 但没有涉及特有的悬吊激波的讨论. Zhang 等^[6]通过数值模拟, 对单管和多管爆轰管的出口复杂流场进行了讨论, 预测了悬吊激波的存在, 但缺少实验验证. 关于出口爆轰的管外流场的动力学结构和悬吊激波的产生、发展乃至消失的实验和数值

计算研究, 则迄今尚未见文献报道.

本文对单循环爆轰过程的内外的流场进行实验研究, 为了获得外流场中引导激波、爆轰产物和悬吊激波的清晰图像, 本文采用立式爆轰管, 以排除浮力对悬吊激波的影响, 并采用高速分幅阴影摄影系统, 以提高图像分辨率和排除自发光的干扰. 本文还利用多组分反应流的波传播算法^[7](wave propagation algorithm) 对上述过程进行数值模拟, 计算结果与实验结果基本一致. 根据实验、计算以及相关的理论, 本文详细阐述了管外流场的动力学结构特征和变化规律.

1 实验系统

实验所用的爆轰管, 内径为 30 mm, 长度为 1 000 mm, 垂直安装在固定支架上. 爆轰管底端为点火端, 点火能量为 150 mJ. 管壁上装有 3 个压电传感器, 其中, P-1 距点火端为 250 mm, P-2 距 P-1 为 550 mm, P-3 距 P-2 为 100 mm. 各传感器的压力信号由瞬态记录仪记录.

图 1 所示的高速摄影系统用来拍摄爆轰波泄出后的管外流场. 该系统由多闪光光源、凹面反射镜和多镜头相机等组成. 多闪光光源由时序控制器、16 个高压发生器和相应的 16 个火花光源组成. 时序控

2006-12-05 收到第 1 稿, 2008-08-07 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (50336030), 中国科学院高温气体动力学重点实验室基金资助项目.

2) E-mail: bcfan@mail.njust.edu.cn

制器可按预先设定的延时时序来触发不同的高压发生器,从而使相应的闪光光源依次闪光.光源发出的光,经凹面镜反射并穿过管外流场后,在对应的相机内成像,从而得到反映流场结构的阴影照片.该相机有 16 个镜头,每次可拍 16 帧,帧间的时间间隔可调,最大帧频为 100 万帧/s.该高速摄影系统用 P-3 传感器来触发.

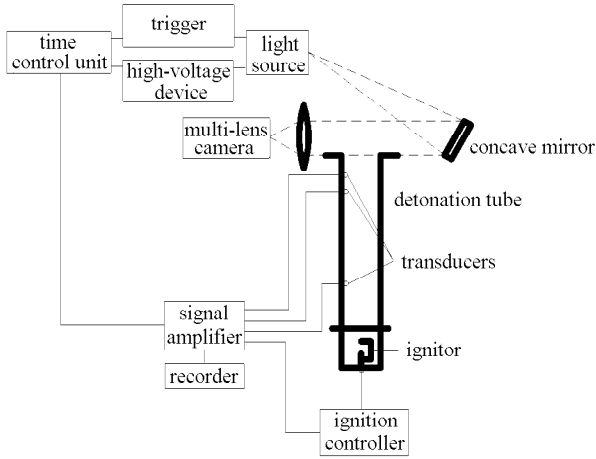


图 1 实验系统简图

Fig.1 Schematics of experimental set-up and shadowgraph system

实验时,向已经抽成真空的爆轰管内充入具有确定当量比的预混可燃气体.利用底端的点火器点火,并在强化措施作用下,迅速使之转成爆轰.爆轰波在管内向出口传播,最终由敞开端泄出,进入管外的大气中.爆轰波泄出后,外流场用上述的高速摄影系统来记录.

2 数值模拟

2.1 基本方程

二维轴对称的,带化学反应的 Navier-Stokes 方程

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

式中

$$\mathbf{U} = (\rho_1 \cdots \rho_k \rho u \rho v E)^T$$

$$\mathbf{F} = (\rho_1 u \cdots \rho_k u \rho u^2 + p \rho uv u(p+E))^T$$

$$\mathbf{G} = (\rho_1 v \cdots \rho_k v \rho uv \rho v^2 + p \rho v(p+E))^T$$

$$\mathbf{W} = \frac{\beta v}{y} (\rho_1 \cdots \rho_k \rho u \rho v p + E)^T$$

$$\mathbf{F}_v = (0 \cdots 0 \tau_{xx} \tau_{xy} u\tau_{xx} + v\tau_{xy})^T$$

$$\mathbf{G}_v = (0 \cdots 0 \tau_{yx} \tau_{yy} u\tau_{yx} + v\tau_{yy})^T$$

$$\mathbf{S} = (\dot{\omega}_1 \cdots \dot{\omega}_k 0 0 0)^T$$

式中, ρ 为密度, ρ_k 为组份 k 的浓度, p 为压力, u 和 v 分别为 x 和 y 方向的速度分量, E 为单位体积的总内能

$$E = \rho \int c_v dT + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$$

式中, $c_v = \sum c_{vk} Y_k$ 为混合物的定容比热, Y_k 为组份 k 的质量分数, T 为温度.

$\dot{\omega}_k$ 为组份 k 的净生成速率

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

其中, $\gamma'_{ki}, \gamma''_{ki}$ 分别表示第 i 个基元反应中组份 k 的正、逆反应计量系数; $[X_k]$ 为组份 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

$$k_{fi} = A_{fi} T^{\beta_{fi}} \exp \left(-\frac{E_{fi}}{RT} \right)$$

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 计算方法

计算时采用分裂算法,其基本思想是将控制方程中的流动过程和化学反应过程解耦,对于每个计算时间步长,皆由冻结化学反应的流体动力学计算和没有流动作用的化学反应计算组成.先通过流体动力学步的计算,得到新的流场参数,利用该参数,再进行化学反应步的计算,从而得到一个完整的化学反应流动的新参数.流体动力学步的计算采用波传播算法^[7],化学反应步则采用隐式 Gear 算法.

计算区域如图 2 所示,分 (a),(b) 和 (c) 3 个区域,其中,区域 (a) 为 PDE 爆轰管,长 8,高 0.5,计算网格数为 800×50 ; 区域 (b) 和 (c) 为初始计算区域,分别为 1.0×2.0 和 1.4×1.48 ,计算网格数分别为 50×100 和 70×74 .计算过程中,区域 (b) 和 (c) 随扰动流场的扩大,而不断地扩大.

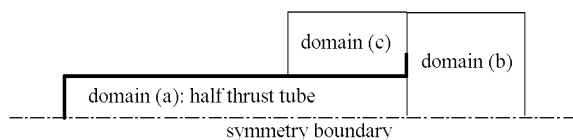


图 2 数值模拟的计算域

Fig.2 Computational domains used in the numerical simulation

计算中采用无量纲量, 特征压力为 1.01325×10^5 Pa, 特征温度为 298.15 K, 特征时间为 3.11×10^{-4} s. 初始时刻, 管内充满当量比为 1, 即 $\text{H}_2:\text{O}_2:\text{N}_2 = 2:1:8.8$ (摩尔比) 的氢气 - 氧气 - 氮气混合物, 其温度和压力都为 1.0; 为了适时形成爆轰, 左端点火区的初始温度和压力分别定为 5.0 和 2.5. 爆轰管外为空气, 其初始温度和压力都为 1.0. 壁面为绝热、无滑移刚性壁面, 外部区域的边界为开口边界.

3 结果和讨论

图 3 为测点 2 和 3 上, 实验测得的压力随时间的变化曲线. P-2 和 P-3 压力曲线峰值 P/P_0 均为 11.4 atm 左右, P-2 和 P-3 曲线峰值分别对应于 2.701 ms 和 2.762 ms, 由此并根据 P-2 和 P-3 距离, 可得到实测爆速为 1639 m/s. 如果利用 Gordon-Mcbride 程序 [8], 相同条件下的 C-J 爆压为

$P/P_0 = 11.5$, 爆速为 1619 m/s. 因此, 可以认为, 实验中, 管内已形成稳定传播的 C-J 爆轰波.

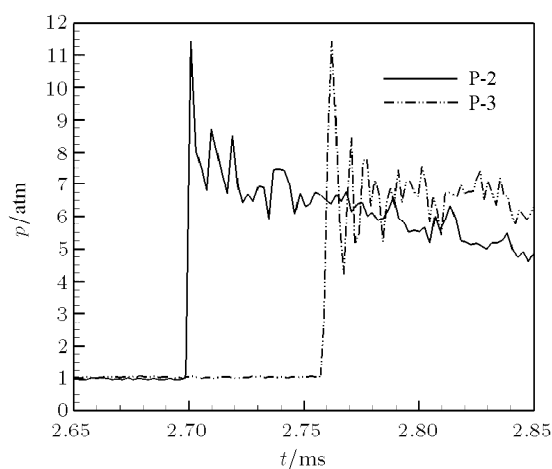


图 3 测点 2 和 3 上, 压力随时间的变化

Fig.3 Pressure histories at point 2 and 3

图 4 为爆轰波泄出爆轰管后, 不同时刻外流场的实验阴影照片, 图 5 则为相应的计算阴影图. 显然, 两者都清楚地描述了爆轰波泄出后, 外流场的波系结构和流场变化规律, 具有明显的可比性, 因此也验证了计算的可靠性.

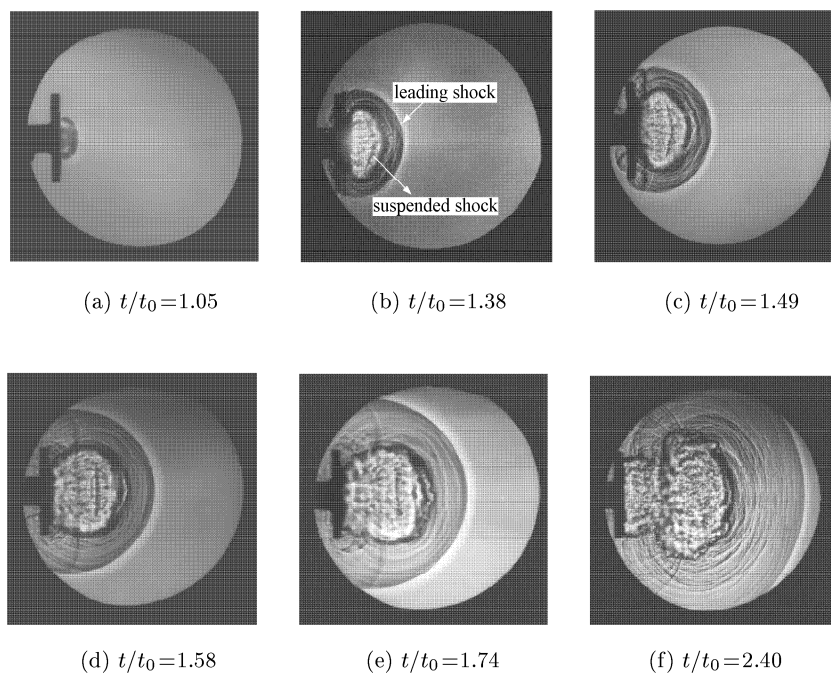


图 4 不同时刻外流场的实验阴影图

Fig.4 Experimental shadow photographs of external flow field at the different times

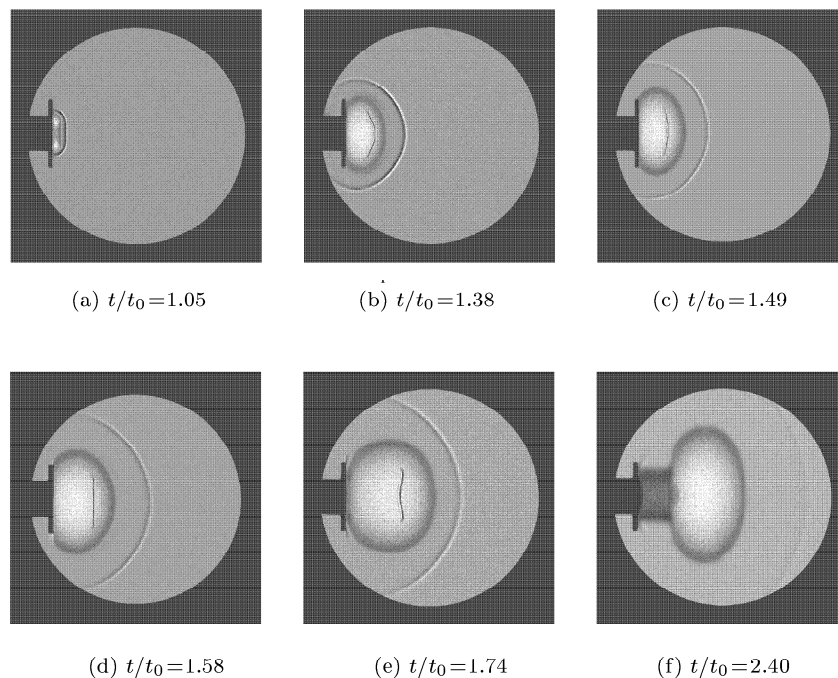


图 5 不同时刻外流场的计算阴影图

Fig.5 Calculated shadow photographs of external flow field at the different times

爆轰波泄出爆轰管时, 燃料已经耗尽, 故衰减为惰性激波, 在空气中以发散方式传播. 尾随其后的燃烧产物以射流方式从管口喷出, 与管外静止空气形成自由剪切层, 该溢出过程还导致压力梯度和密度梯度方向的斜交, 这些都使流场在出口附近区域形成涡环, 如图 4(a). 高压燃烧产物泄出时, 在出口处膨胀, 产生 Prandtl-Meyer 流动, 为了协调管口膨胀流场和管外引导激波的压缩流场, 流场中形成止于涡环的悬吊激波, 此激波在图 4 和图 5 的 (b) 中清晰可见. 图中, 管口附近的明亮区域为高温燃烧产物, 引导激波与燃烧产物之间的深色区域为被激波压缩后的空气, 引导激波之前为未受扰动的空气. 图 6 为该时刻的流场涡量图, 它更清晰地描述了流场中的涡环和悬吊激波. 随着管内燃烧产物的不断泄出, 其出口处的流量不断减少, 悬吊激波的位置和形状也因此发生变化, 如图 4 和图 5 的 (b)~(e) 所示. 最后悬吊激波逐渐消失, 泄出管外的燃烧产物逐渐发展为蘑菇云状, 如图 4 和图 5 的 (f) 所示.

为了进一步说明悬吊激波的强度、形状和位置的变化过程, 图 7 为不同时刻的计算流线图. 爆轰产物以欠膨胀射流的方式泄出爆轰管, 在管口附近形成涡环. 对轴心附近的流场而言, 涡环的作用如同具有敛散效应的虚拟喷嘴. 随着燃烧产物在出口

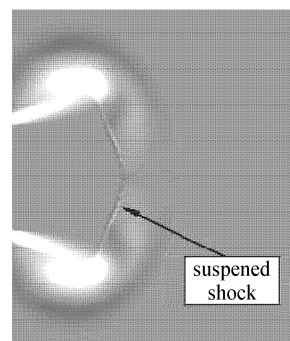


图 6 爆轰波进入外流场后的涡量图

Fig.6 Shadowgraph of vortex after detonation exiting

的流量的变化, 流管的敛散角度也随之变化, 如图 7 所示. 其中, 图 7(a), 对应于 $t/t_0 = 1.10$, 此时虚拟喷嘴开始形成. 图 7(b), $t/t_0 = 1.35$, 虚拟喷嘴的扩散角为 20.6° . 图 7(c), $t/t_0 = 1.50$, 流管仍为扩散管, 但扩散角度减为 13.4° . 图 7(d), $t/t_0 = 1.58$, 流管已开始收敛. 这种虚拟喷嘴的角度变化, 导致了悬吊激波强度、形状和位置的变化. 无论是实验结果还是计算结果, 都清晰地描述了这种不断变化的悬吊激波, 其阵面由初始时刻的向下游弯曲逐渐演变为向上游弯曲, 如图 4 和图 5 的 (b)~(e).

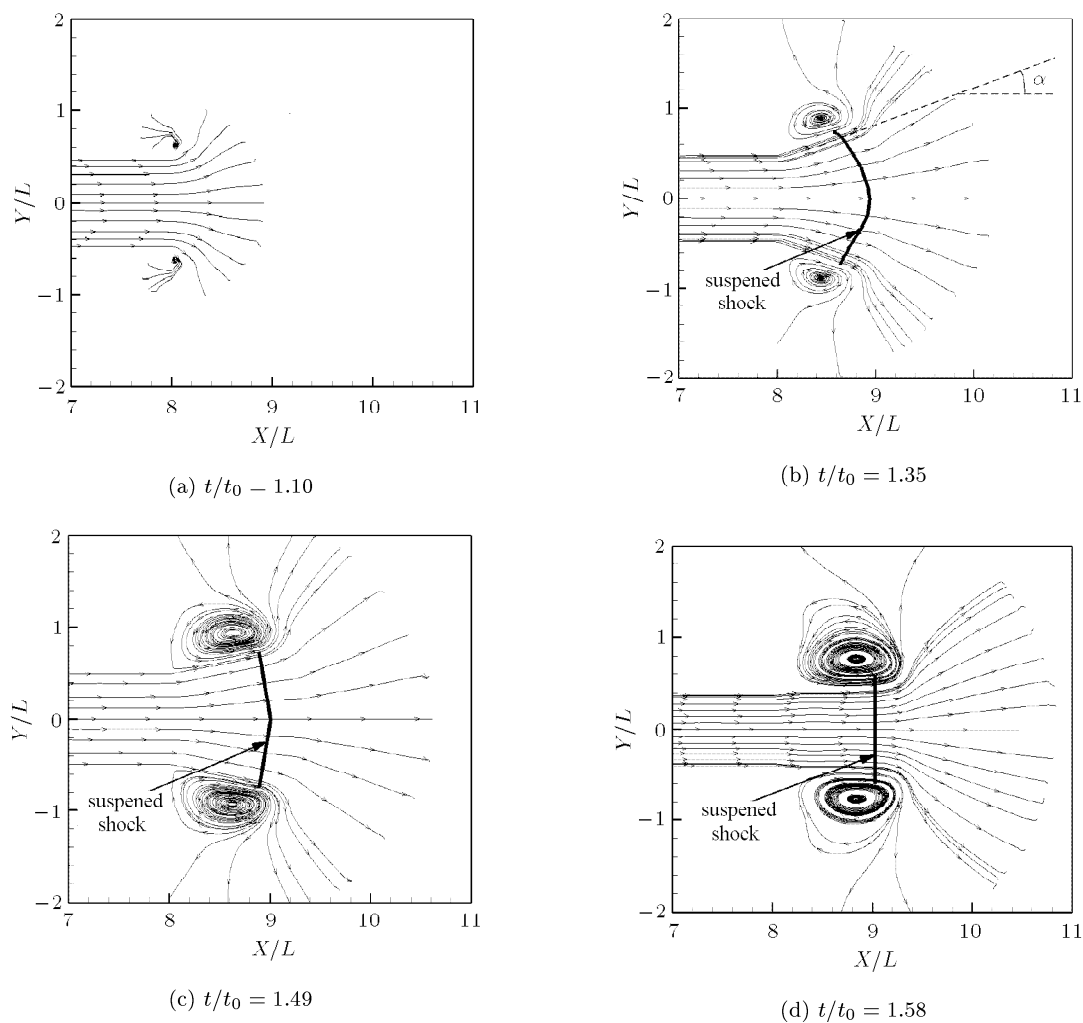


图 7 不同时刻的流线图

Fig.7 Streamline distributions of internal and external flow field at the different time

图 8 为 $t/t_0 = 1.40$ 时刻, 出口爆轰的外流场结构图。上半部分为压力等值线以及压力和燃烧产物 (H_2O) 的质量分数在轴线上的分布曲线, 下半部分为压力分布阴影图。图中 S1-2 表示引导激波, S-2 为悬吊激波。质量分数分布曲线在接触间断处突跃, 左侧是爆轰产物, 右侧是压缩空气。

图 9 为轴线上不同时刻的压力剖面图, 它显示了爆轰波从形成到衰减的单循环过程, 图中竖直虚线表示爆轰管出口位置。点火后, 火焰诱导的激波先逐渐成长为强爆轰波, 如图中的曲线 2, 然后衰减, 最终成为稳定传播的 C-J 爆轰波, 如曲线 4。爆轰波泄管口时, 与空气界面作用, 形成向管内传播的膨胀波, 并在管口产生 Prandtl-Meyer 流, 从而使管口附件的内外压力下降 (曲线 5)。在 $t/t_0 = 2.50$ 时刻, 膨胀波抵达爆轰管的封闭端, 使封闭端的压力逐渐下降 (曲线 6)。

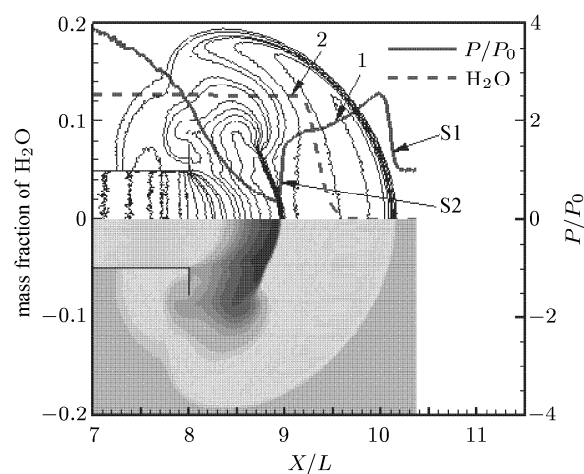


图 8 出口爆轰的外流场结构图

Fig.8 Flow pattern in the external flow field of an exited detonation

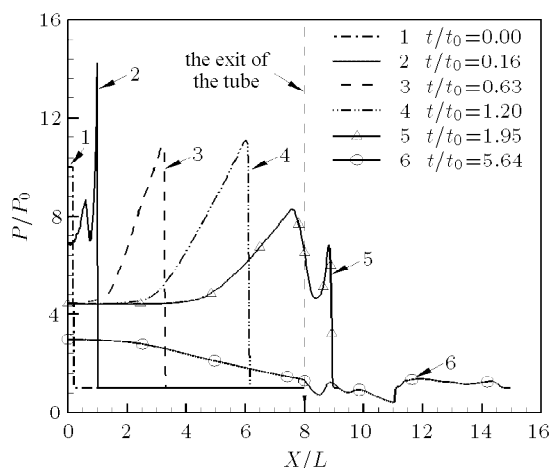


图 9 不同时刻的轴线上的压力分布

Fig.9 Pressure distribution of axis at the different time

图 10 为爆轰管封闭端的推力随时间的变化图. 形成稳定爆轰波以前, 端面推力出现突跃, 这与强爆轰有关. 随后, 推力迅速降至 3.5 左右, 且在膨胀波抵达封闭端面前 ($t/t_0 = 2.50$, 即图中 A 点), 基本保持不变, 从而形成压力平台. 膨胀波抵达封闭端后, 推力下降, 在 $t/t_0 = 6.7$ 时刻左右, 封闭端推力降到最低. 随后, 封闭端推力又逐渐升高, 且出现小幅振荡, 这是由于被排出的爆轰产物在较高外界大气压力作用下回流到爆轰管内所致.

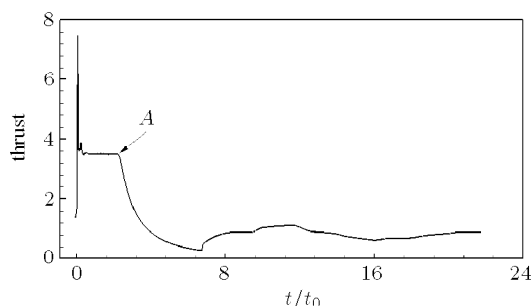


图 10 封闭端的推力随时间的变化图

Fig.10 Thrust history on thrust wall

4 结 论

本文通过高速分幅阴影摄影系统, 记录了爆轰波泄出后, 管外流场的发展变化. 结合数值计算和

理论分析, 阐述了管外流场的结构演变特征和悬吊激波产生和变化的规律与动力学机理. 燃烧产物以射流方式从管口喷出, 自由剪切层的 Helmholtz 不稳定和压力梯度及密度梯度间的斜压效应, 使得流场在出口附近区域形成涡环. 为了协调管口膨胀流场和管外引导激波的压缩流场, 流场中形成止于涡环的悬吊激波. 涡环的作用如同具有敛散效应的喷嘴, 随着燃烧产物的出口流量的变化, 虚拟喷嘴的敛散角度也随之变化, 这使得悬吊激波的强度、形状和位置不断变化. 出口流量的继续减少, 最终将导致悬吊激波的消失.

参 考 文 献

- 1 Helman D, Shreeve RP, Eidelman S. Detonation pulse engine. AIAA, 86-1683, 1986
- 2 Hinkey JB, Bussing T, Kaye L. Shock tube experiments for the development of a hydrogen-fueled pulse detonation Engine. AIAA, 95-2578, 1995
- 3 Wang C, Jiang Z. Numerical simulation on pulse detonation propulsion. In: 24th International Symposium on Shock Waves. Springer-Verlag, 2005. 751~756
- 4 于陆军, 范宝春, 董刚等. 单循环脉冲爆轰发动机内外流场的动力学结构. 空气动力学学报, 2007, 25(3): 357~361 (Yu Lujun, Fan Baochun, Dong Gang, et al. Dynamic structure of the internal and external flow field in a single-cycle pulse detonation engine. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2007, 25(3): 357~361 (in Chinese))
- 5 Daniel A, Ephraim G, Terry M, et al. Computational and experimental studies of pulse detonation engines. AIAA, 2003-889, 2003
- 6 Zhang Zengchan, Yu ST John, He Hao, et al. Direct calculations of plume dynamics of a pulse detonation engine by the space-time CE/SE method. AIAA, 2001-3614, 2001
- 7 Leveque RJ. Wave propagation algorithms for multidimensional hyperbolic. *J Computational Physics*, 1997, 131: 327~353
- 8 Gordon S, McBride BJ. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions, rocket performance incident and reflected shocks, and chapman-jouguet detonations. NASA-SP-273, 1971

(责任编辑: 刘俊丽)

INVESTIGATIONS ON EXTERNAL FLOW FIELD OF AN EXITED DETONATION¹⁾

Yu Lujun Fan Baochun²⁾ Gui Mingyue Dong Gang

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

Abstract Pulse Detonation Engine (PDE) tests in the PDE tube $\text{H}_2\text{-O}_2\text{-N}_2$ have been performed with central ignition in the tube end. The tube has 1 000 mm long with the inner diameter of 30 mm, filled with the $\text{H}_2\text{-O}_2\text{-N}_2$ mixture. Moreover, numerical simulations of pulse detonation process induced by flame in the tube with $\text{H}_2\text{-O}_2\text{-N}_2$ mixture and the distribution of the internal and external flow field were performed. A detailed chemical mechanism of $\text{H}_2\text{-O}_2\text{-N}_2$ system was investigated with 19 element reactions and 9 species. The generation and development of the vortex ring and suspended shock were exhibited with the sequential shadowgraphs of the external flow field both in test and simulation. The numerical results were in good agreement with the measured results. The experimental and numerical results show that the vortex ring was induced by baroclinic effect and Helmholtz instability in the vicinity of the thruster exit after the detonation wave exhausted the tube. The intensity, shape and location of the suspended shock varied when the shape of the vortex ring changed.

Key words PDE, experiments, numerical simulation, suspended shock

Received 5 December 2006, revised 7 August 2008.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (50336030) and the Open Fund of State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, CAS.

2) E-mail: bcfan@mail.njust.edu.cn