

二维凹面腔内暂冲式激波聚焦机理的实验

王 川¹, 陈 鑫^{1,2}, 荣 康³, 赵 罡⁴, 谭 胜¹

- (1. 空军工程大学 航空航天工程学院, 西安 710038;
2. 先进航空发动机协同创新中心, 北京 100191;
3. 中国人民解放军 94710 部队, 江苏 无锡 214142;
4. 空军工程大学 训练部, 西安 710038)

摘 要: 针对两级脉冲爆震发动机中第二级凹面腔内激波聚焦起爆能量和周期的研究, 设计了二维凹面腔内暂冲式激波聚焦实验系统。通过分析粒子图像测速系统捕捉的照片和动态压力数据, 获得了凹面腔内激波聚焦高压区压力特性和多循环流场演化特征。并且开展了 A 和 B 两种型面凹面腔的对比实验, 进一步分析了多循环激波聚焦的形成机理。结果表明: 入射激波第一次在凹面腔底部聚焦后形成的聚焦反射激波在喷口射流边界上发生反射, 产生的反射激波再次在凹面腔底部聚焦, 形成了第二次激波聚焦, 如此往复便形成了周期性的激波聚焦, 聚焦频率高达 7~10 kHz; 并且, 速度场和射流强度随入射激波碰撞而减弱, 在排气过程中又增强, 呈现周期性变化。

关 键 词: 二维凹面腔; 激波聚焦; 粒子图像测速系统; 多循环流场; 压力特性; 聚焦频率

中图分类号: V231.2⁺2

文献标志码: A

Experiment of transient shock wave focusing performance in two-dimensional concave cavity

WANG Chuan¹, CHEN Xin^{1,2}, RONG Kang³, ZHAO Gang⁴, TAN Sheng¹

- (1. Aeronautics and Astronautics Engineering College, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China;
2. Collaborative Innovation Center for Advanced Aero-Engine, Beijing 100191, China;
3. Unit 94710, the Chinese People's Liberation Army, Wuxi Jiangsu 214142, China;
4. Training Department, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China)

Abstract: Two-dimensional transient shock wave focusing experiment system was designed to investigate the shock wave focusing initiation energy of two-stage pulse detonation engine. Dynamic pressure sensors and particle image velocimetry system were adopted to capture the dynamic pressure of the cavity bottom vertex and the velocity vector field during multi-cycle of shock focus. Furthermore, the cavities of type A and B were used in contrast tests and the velocity vector field was analyzed in the meantime. It was found that the first focus was caused by incident shock produced by diaphragm rupture. The post-focus reflected wave formed immediately after shock focus reflected at jet boundary of the nozzle exit and generated the re-reflected wave. The re-reflected wave acted a incident shock in the second

收稿日期: 2017-04-25

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(51106178)

作者简介: 王川(1992—), 男, 硕士生, 研究领域为激波脉冲爆震发动机原理及实验技术。E-mail: 625451431@qq.com

引用格式: 王川, 陈鑫, 荣康, 等. 二维凹面腔内暂冲式激波聚焦机理的实验[J]. 航空动力学报, 2018, 33(9): 2112-2122. WANG Chuan, CHEN Xin, RONG Kang, et al. Experiment of transient shock wave focusing performance in two-dimensional concave cavity[J]. Journal of Aerospace Power, 2018, 33(9): 2112-2122.

cycle and contributed to the second shock focus, then periodic shock focus formed. The focus frequency was up to 7–10 kHz. In addition, the velocity field and the strength of the jet weakened with the collision of incident shock waves, then enhanced when high-pressure flow was exhausted, forming a cyclical change.

Key words: two-dimensional concave cavity; shock wave focusing; particle image velocimetry system; multi-cyclical field; pressure characteristics; focus frequency

随着对凹面腔内激波聚焦现象及其瞬间产生高温高压区研究的深入, 研究者们发现利用激波聚焦所产生的高能区能够诱导起爆爆震波, 这有望为激波脉冲爆震发动机提供一种新的起爆方式。Chan^[1]最早通过研究激波的反射、绕射和聚焦现象, 在起爆室中引入混合燃气并在入射激波足够强时起爆了爆震波。20 世纪末, 德国亚琛理工大学激波实验室和俄罗斯化学物理研究所联合开展了利用激波反射引燃混合燃气的研究^[2-4], 进一步验证了激波反射聚焦引燃燃气和起爆爆震波的可能。2001 年, 俄罗斯的 Levin 等^[5-6]提出了基于激波聚焦起爆脉冲爆震发动机的概念, 即两级脉冲爆震发动机 (two-stage pulse detonation engine, 简称 2-stage PDE), 如图 1 所示。这种发动机是一种利用激波聚焦产生的高温高压区直接起爆爆震波的新型脉冲爆震发动机。顾名思义, 该发动机分为两级工作, 其中, 第一级为燃气的富油裂解, 得到活化小分子, 并向第二级爆震室提供活化气; 第二级是爆震室, 主要是利用从凹面腔周围的环形喷管喷出的超声速射流在凹面腔对称轴上聚心碰撞, 从而诱导激波聚焦起爆爆震波, 主要分为四个阶段: 吸气、对撞压缩-反射聚焦、起爆以及排气-再充填阶段, 如图 2 所示。该型发动机不需要额外的激波产生装置, 爆震频率可达到 1

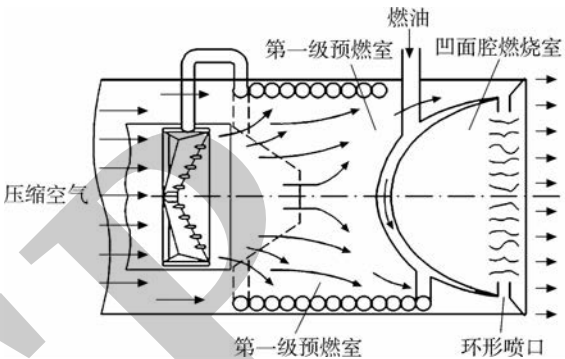


图 1 两级 PDE 的一般原理示意图^[5]
Fig.1 General schematic of the 2-stage PDE^[5]

kHz 以上, 可以提供近似连续的推力; 无需点火起爆装置和机械阀门, 工作可靠性提高。随后, 美国、日本和中国等都对这种新概念发动机进行了一系列相关研究, 并取得了一定的研究成果。

目前, 对于第二级爆震室内的激波聚焦起爆爆震波的研究可分为两类: 连续式和暂冲式。连续式实验是利用超声速射流对撞产生的激波进行实验, 而暂冲式实验则利用激波管或类激波管装置产生的平面激波进行实验。前者对于实验系统要求较高, 且不易操作, 而后者以其紧凑的结构及相对简化的物理过程在机理研究的层面上独具优势。因此, 本文设计了二维凹面腔内暂冲式激波

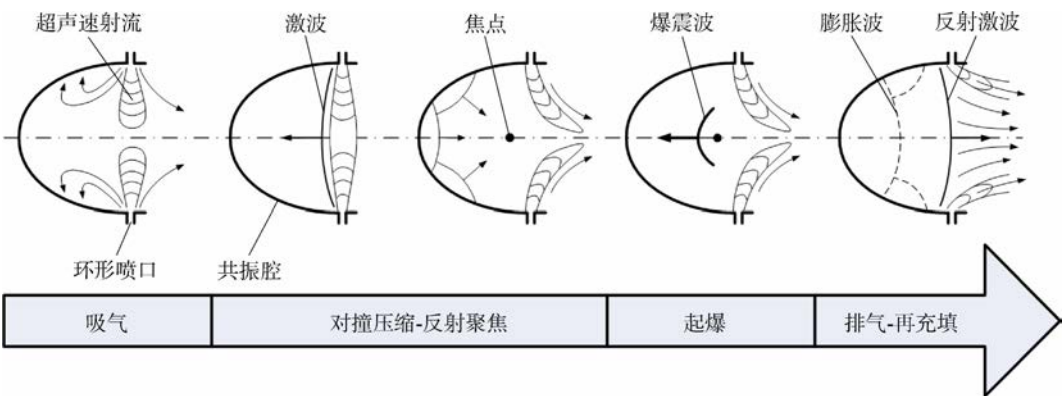


图 2 两级 PDE 共振腔内的工作原理示意图^[5,7]
Fig.2 Schematic presentation of the operation process physics occurring in a 2-stage PDE resonator cavity^[5,7]

聚焦实验装置,以空气为介质开展了激波反射聚焦实验,利用粒子图像测速系统 (particle image velocimetry system, 简称 PIV system) 系统对瞬态流场的演化过程和周期特征进行了研究。研究有助于更加深入的理解凹面腔内激波聚焦的周期过程,丰富了凹面腔内激波聚焦产生高能区的理论及实验成果,同时对进一步开展两级脉冲爆震发动机的研究具有重要意义。

1 实验系统及方法

1.1 实验装置

二维凹面腔内暂冲式激波聚焦实验装置由四个部分组成,实验装置照片和示意图见图 3。实验装置从下至上依次为:驱动段、双膜机构、圆转方过渡段和实验段。第一部分驱动段由一台额定压力为 3.0 MPa,公称流量为 0.6 m³/min 的空压机供气,用于储存压缩空气和示踪粒子。第二部分为双膜机构,当双膜机构夹层中的压缩气体被快速释放后,膜片将从上游至下游依次破裂,强气流和激波进入下游通道,最终在实验段内碰撞实现聚焦。在驱动段的管壁上安装一个静压变送器控制破膜的驱动压力,确保破膜压力的标准偏差在 0.2% 以内。第三部分为圆转方过渡段,其上游端面为直径 100 mm 的圆,下游端面为 120 mm×40 mm 的矩形,用于将激波和其后的高压气体流动的圆形通道平

滑的过渡为矩形通道。第四部分为实验段,由外壳体、楔形块、凹面腔、喷口帽及观察窗构成。楔形块与实验段外壳体左右侧壁焊接,其头部通过 4 个沉头螺钉与凹面腔相连,通过拆卸沉头螺钉来更换 A、B 两种型面凹面腔。楔形块和凹面腔构成的整体将来流分为左右对称的两部分。喷口帽与凹面腔一起构成了 90°折转面,将两路沿轴向平行入射的激波折转 90°变为沿径向相对入射,气流流动方向如图 3(b)中箭头指示方向。在凹面腔的左右两侧平行的安装了两块 110 mm×80 mm 的 K9 玻璃,用于 PIV 系统的拍摄。在凹面腔底部顶点处安装一个动态压力传感器 PCB 1#,型号为 111A24,采样频率为 500 kHz,灵敏度为 0.725 mV/kPa,由示波器记录激波聚焦所致的压力脉动曲线。

1.2 PIV 系统

为研究激波聚焦过程中速度场的演化,定量分析复杂的波系结构,采用了 PIV 系统对凹面腔内的流场进行非接触测量。PIV 系统布局照片及原理示意图如图 4 所示。

PIV 系统主要由一台双脉冲激光器 Nd:YAG200-NWL laser (200 mJ/pulse, 15 Hz)、一台分辨率为 4 MP、拍摄速率为 16 帧/s 的高速 CCD(charge coupled device)相机和一台同步控制器 610035 构成。双脉冲激光器头部圆孔发出激光束,经导光臂及其内部的光学透镜组后变为

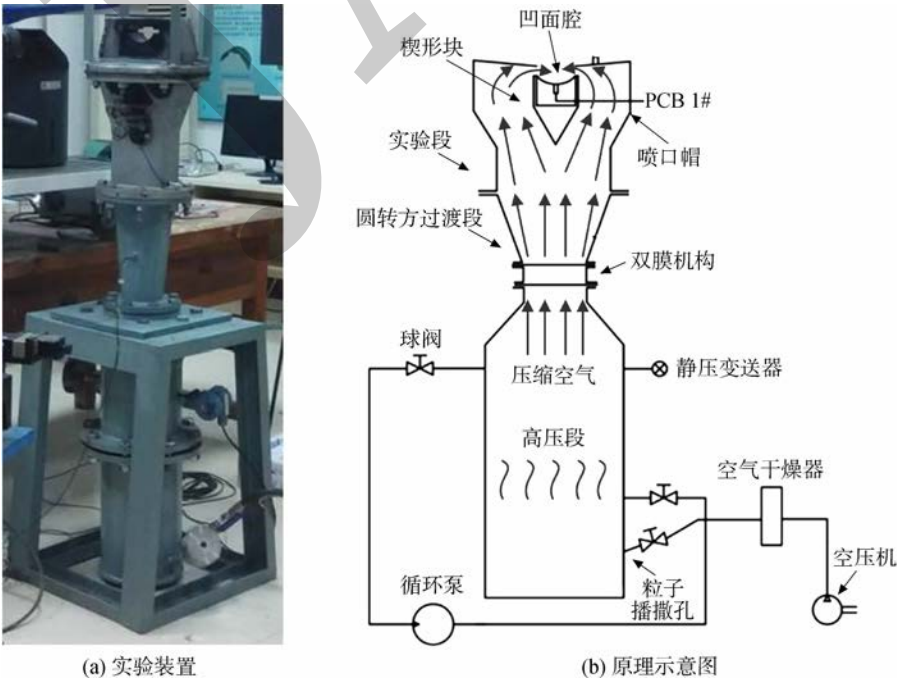


图 3 实验系统
Fig. 3 Experimental system

厚度为 1 mm 的片光源。片光源经平面镜反射后,从上至下投射,投射的光路面与二维凹面腔的对称面重合,如图 4(b)所示。为了防止凹面腔壁面反光,给所有暴露于激光下的壁面喷涂上哑光漆。在喷口帽与过渡段连接的法兰上固定了一个

由 4 根槽钢焊接而成的底座,由底座向上伸出 4 根等长的槽钢,在 4 根槽钢末端构成的平面上放置一块厚度为 4 mm 的有机玻璃板,由上下边条压紧,并通过一圈螺丝紧固,来阻挡气流继续向上喷出,防止排气冲击导光臂。

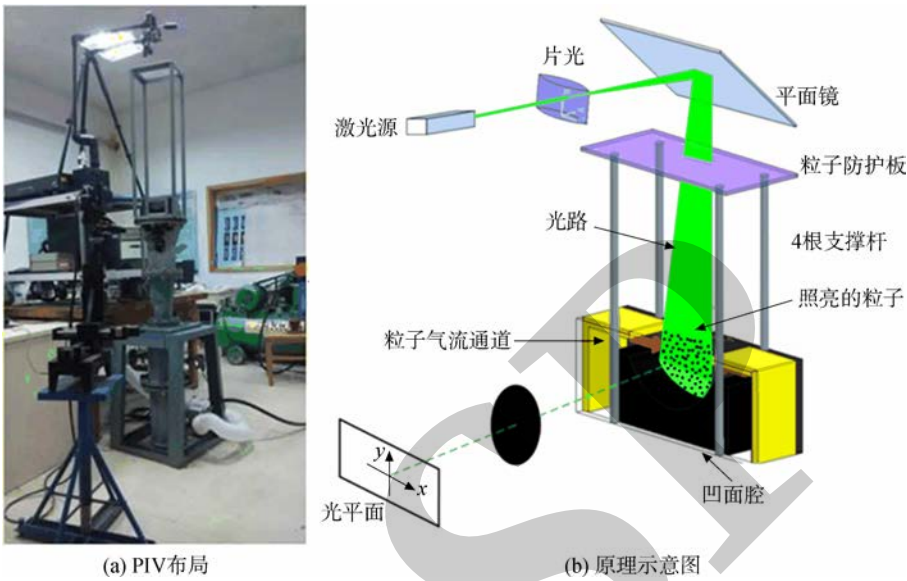


图 4 PIV 系统
Fig. 4 PIV system

1.3 示踪粒子投放系统

实验所用示踪粒子为 150 nm 的 TiO_2 粒子,这种粒子对气流有很好的跟随性并且对激光的散射能力较强^[8],设计了 TiO_2 示踪粒子投放系统,如图 5 所示。为保证粒子在驱动段内均匀分散, TiO_2 示踪粒子投放系统主要参考了 Glass 和 Kennedy^[9]设计的气旋气溶胶发生器(如图 5(b))和俞凯凯、徐惊雷等设计的高速喷管 PIV 粒子投放系统^[10-11]。示踪粒子投放系统包括粒子投放通道和循环搅拌器两个部分。粒子投放通道由外螺纹不锈钢管和球阀构成。投放粒子前,将球阀关闭,加入适量的 TiO_2 粉末,然后将空压机干燥器引出的耐压管装在外螺纹不锈钢管上。然后,打开空压机,将压力调至 0.6 MPa 后迅速打开并关闭球阀,重复三次。高压射流将 TiO_2 粒子冲入驱动段,并迅速分散,经多次试验,如此产生的 TiO_2 气溶胶品质已经足够好。为进一步提高 TiO_2 颗粒分散的均匀度,采用循环搅拌器搅拌 20 min。循环搅拌器由一个定制的大功率鼓风机和切向相对安装在驱动段上的进气嘴及连接软管构成。 TiO_2 粒子在鼓风机与驱动段组成的回路中高速循环,进一步分散了粒子。实验时,双膜机

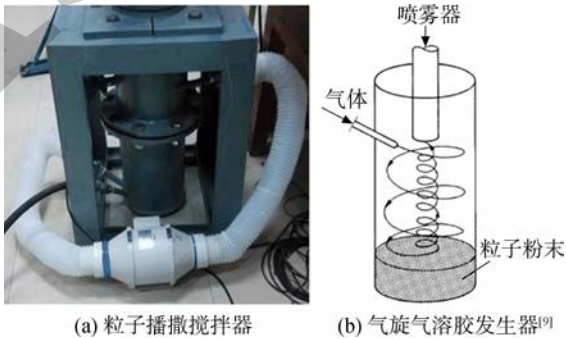


图 5 示踪粒子投放系统
Fig. 5 Tracer particle seeding system

构中的膜片在内外压差作用下破裂,分散的示踪粒子随气流和激波向实验段流动,并在凹面腔内对撞、反射、聚焦。

PIV 系统和 TiO_2 粒子投放系统结合的优点是可以简便的产生典型的旋涡流场,且在测量过程中旋涡变形和运动规律较为明显,有利于对结果可靠性的判断。采用美国 TSI 公司的 Insight 3G 后处理软件对示踪粒子运动数据进行处理分析^[12]。

2 实验结果及分析

实验采用 A 和 B 两种凹面腔,如图 6 所示。

其中 A 型面线方程为 $x^2 + y^2 = 37.75^2$, 深度为 23.6 mm, 出口宽度为 70 mm; B 型面线方程为 $x^2 + y^2 = 54.9^2$, 深度为 12.6 mm, 出口宽度同样为 70 mm。在驱动压力 $p_{\text{res}} = 0.55 \text{ MPa}$, 初始压力 $p_{\text{init}} = 96.3 \text{ kPa}$ 的条件下进行了二维凹面腔内暂冲式激波反射聚焦实验, 凹面腔和喷口帽轮廓用白色线框描出。

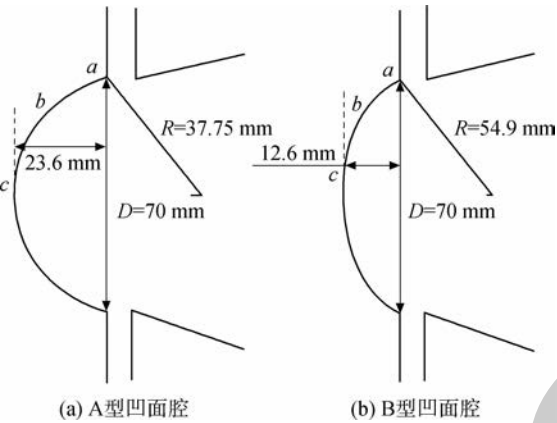


图 6 A 和 B 型凹面腔结构示意图

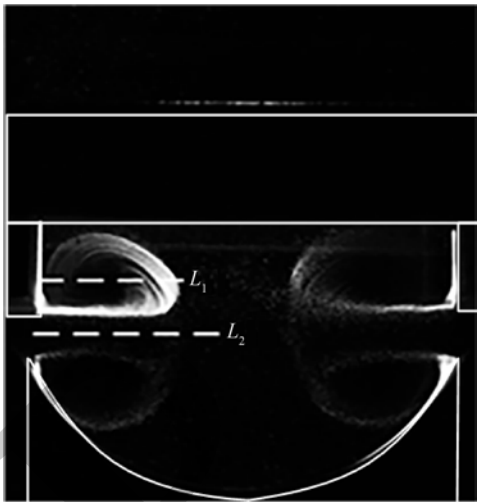
Fig. 6 Schematic diagram of concave cavities of type A and B

首先,采用 A 型凹面腔进行粒子图像测速实验,并详细分析 A 型凹面腔内激波聚集机理和流场演化过程。

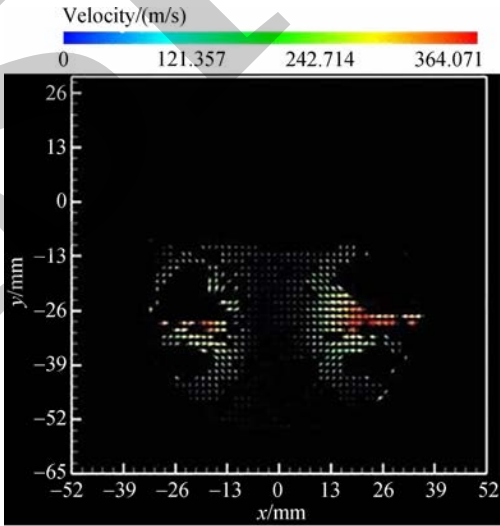
2.1 射流的喷入和激波聚焦

图 7 为 $t = 826 \mu\text{s}$ 时刻,凹面腔内示踪粒子分布及相应的速度场。从图 7(a)中可见,射流边界垂直于喷口出口截面,散射粒子在喷口两侧各卷起一个扁平状的旋涡。取一条通过涡核且平行于 x 轴的线段 L_1 (图 7(a)),沿 L_1 方向取 200 个点的轴向速度分量 v_x ,做出曲线如图 8(a)所示。在涡核两侧, v_x 的模值明显不对称,说明入射激波的强度较大,旋涡沿着入射激波和二次激波引起的主应力方向拉伸变形^[13]。进一步观察分析发现,被照亮的示踪粒子区域存在数道明暗相间的纹理,这是紧随入射激波之后的数道压缩波及接触间断。图 7(b)是相应的速度场,沿喷口出口到激波对撞中心的线段 L_2 的方向(图 7(a)),取 200 个点的速度值,做出速度曲线如图 8(b)所示。在 $x = -35 \sim -25 \text{ mm}$ 的区间内,气流在膨胀波的作用下加速至 317 m/s 。随后,在 $x = -25 \sim -21 \text{ mm}$ 的区间内下降至 289 m/s ,这是由于遇到喷口斜激波所致。紧接着,气流继续加速,达到最大值 364.07 m/s 后,在 $x = -19.5 \text{ mm}$ 处出现明显的下降,这是二次激波所在之处。随后可以看到,气流速度在 $x = -14$

mm 和 $x = -8 \text{ mm}$ 处均出现明显的下降,分别为入射激波 3 和入射激波 1、2 所在之处。其中,在 $x = -8 \text{ mm}$ 处包含两个连续的下陷沿,这是由于

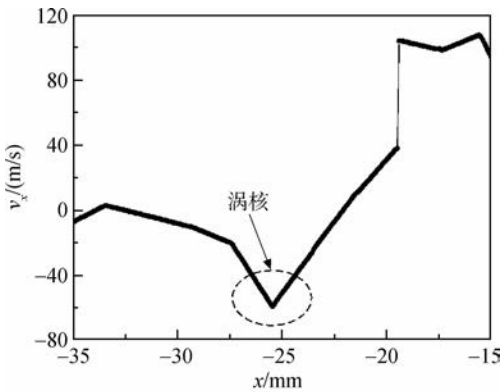


(a) 示踪粒子



(b) 速度场

图 7 $t = 826 \mu\text{s}$ 时刻的示踪粒子分布及速度场
Fig. 7 Distribution of the tracer particles and the corresponding velocity vector field at $t = 826 \mu\text{s}$



(a) 沿 L_1 轴向速度

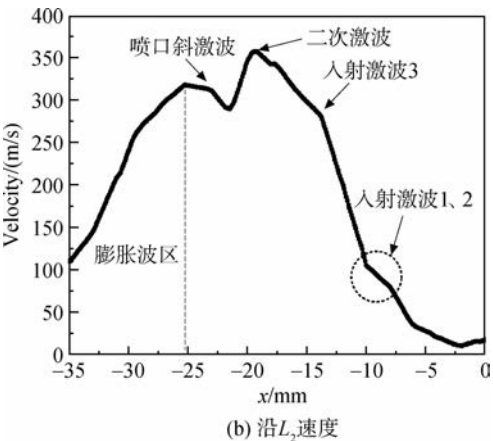


图 8 沿参考线 L_1 轴向速度和沿参考线 L_2 速度的变化
Fig. 8 Distribution of the axial velocity along the reference line L_1 and the velocity along the reference line L_2

入射激波 1 和入射激波 2 还没有完全融合。

随着入射激波的传播,在 $t=856\mu\text{s}$ 时刻(见图 9),入射激波即将到达对称面,波后诱导的射流也,得到了充分发展,最大速度达 421 m/s 。同样,沿喷口出口到激波对撞中心的线段 L_2 方向,取 200 个点的速度值,做出的曲线如图 10 所示。喷口斜激波的位置仍保持在 $x=-25\text{ mm}$ 处,二次激波随着射流的发展而远离喷口,从 $t=826\mu\text{s}$ 时刻的 $x=-19.5\text{ mm}$ 处运动至下游的 $x=-16.6\text{ mm}$ 处。此外,在 $x=-1.9\text{ mm}$ 处,气流速度出现陡降,这说明入射激波 1 和入射激波 2 已经完全合并在一起。

图 11 所示入射激波刚在对称面上碰撞不久的照片和速度矢量图。此时入射激波碰撞形成的椭球形激波的右侧部分已经传出尾喷管,示踪粒子在对称面附近大量堆积,出现局部示踪粒子数极高的区域,此时,凹面腔已完全被气幕封闭。沿

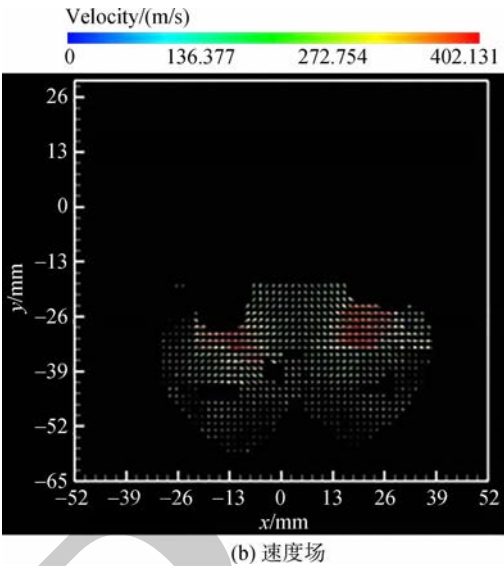


图 9 $t=856\mu\text{s}$ 时刻的示踪粒子分布及相应的速度矢量场
Fig. 9 Distribution of the tracer particles and the corresponding velocity vector field at $t=856\mu\text{s}$

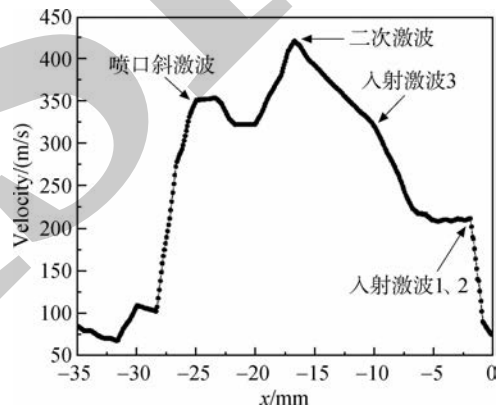
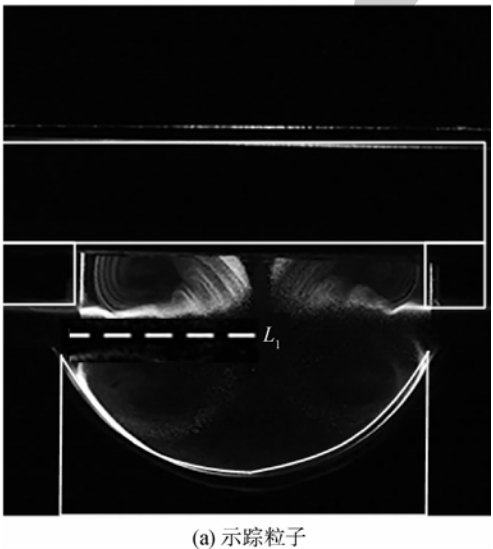


图 10 沿参考线 L_2 速度的变化
Fig. 10 Distribution of velocity along the reference line L_2

L_2 (图 11(a))取 200 个点的速度值,做出的曲线如图 12(a)所示。在 $x=-5.7\text{ mm}$ 处,气流速度由 457.1 m/s 陡降至 83 m/s 。此时,射流边界仍与喷口出口截面保持垂直,但已开始失稳,形成了明显的 K-H 不稳定结构(图 11(a))。从图 11(b)中可见,沿 y 轴对称的左右两股射流已充分发展,最大速度达到 442 m/s 。在凹面腔内部,存在一对沿 y 轴对称的涡流区。注意到,在凹面腔底部存在一个朝腔底方向的射流,其头部向反方向卷起两个较小的涡。沿线段 L_3 取 200 个采样点的速度值,做出曲线如图 12(b)所示。可见,射流头部位于 $y=-3.8\text{ mm}$ 处,速度达 473 m/s 。这是由于入射激波碰撞形成的高压区与凹面腔底部初始压力形成的巨大压差所致。



(a) 示踪粒子

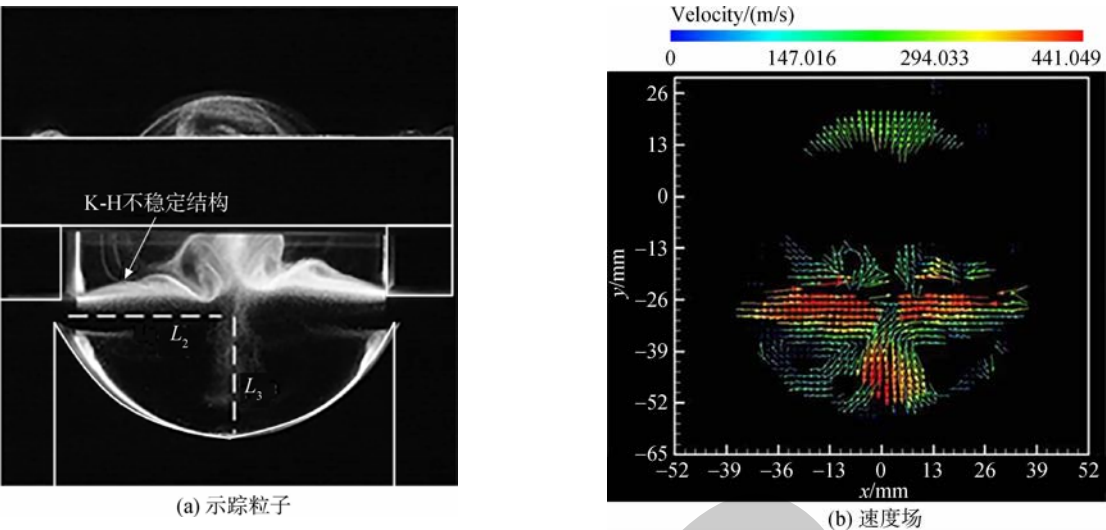


图 11 $t=886 \mu s$ 时刻的示踪粒子分布及相应的速度矢量场

Fig. 11 Distribution of the tracer particles and the corresponding velocity vector field at $t=886 \mu s$

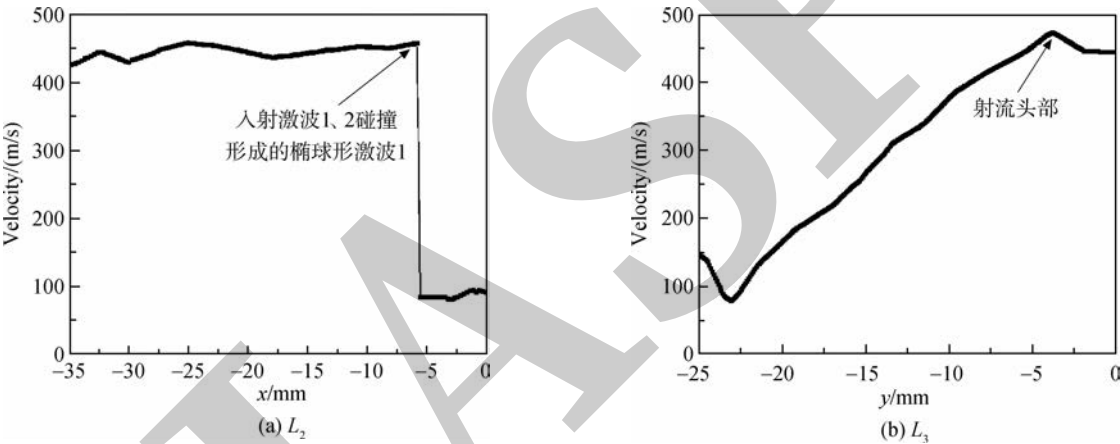


图 12 沿参考线的气流速度的分布

Fig. 12 Distribution of velocity along the reference lines

2.2 排气过程

如图 13(a)所示,在 $t=946 \mu s$ 时刻,椭圆形激波已远离凹面腔出口,射流边界不再垂直于喷口出口截面,而向右倾斜。先前碰撞、聚焦阶段形成的气幕也开始打开,第一个激波聚焦循环进入排气阶段。此时,射流向凹面腔出口方向倾斜,在尾喷管下游加速至 42 m/s 。在 $t=976 \mu s$ 时刻,如图 13(b)所示,射流边界变得更加倾斜,气幕也完全打开,排气过程达到顶峰,排气速度的最大值达 566 m/s 。同时可以发现,喷口出口的速度值也已经降低至 290 m/s 。此时的聚焦反射激波已经反传至喷口出口处,使射流沿 x 方向的速度降低到最小。

2.3 第二个激波聚焦循环

如图 14(a)所示,当第一个循环的排气过程进行到 $t=1006 \mu s$ 时已接近尾声。从图 14(a)可

见,射流边界又逐渐恢复到与 x 轴平行,喷口出口的气流速度再次提高至 450 m/s 左右,这说明,第二循环入射激波 1 已进入凹面腔,诱导出了更高的 x 方向速度。到了 $t=1126 \mu s$ 时刻,如图 14(b)所示,第二循环的入射激波恰好在对称面上碰撞,射流边界恢复与 x 轴平行,从相应的速度场可见,射流形成的气幕再次封闭了凹面腔,喷口出口的气流速度加速至 400 m/s ,通过膨胀波后的最大速度为 463 m/s 。

2.4 动态压力数据分析

由于采样率高达 500 kHz ,采样时间持续 5 s ,数据量较大,为了更加清晰的分辨压力曲线,图 15(a)中仅给出了 $13.950 \sim 13.970 \text{ s}$ 时 A 型凹面腔底部顶点处的动态压力时序曲线。从图中可见,压力峰值呈现周期性的振荡,幅值范围为 $0.25 \sim 0.62 \text{ MPa}$ 。图 15(b)为局部放大图,可以

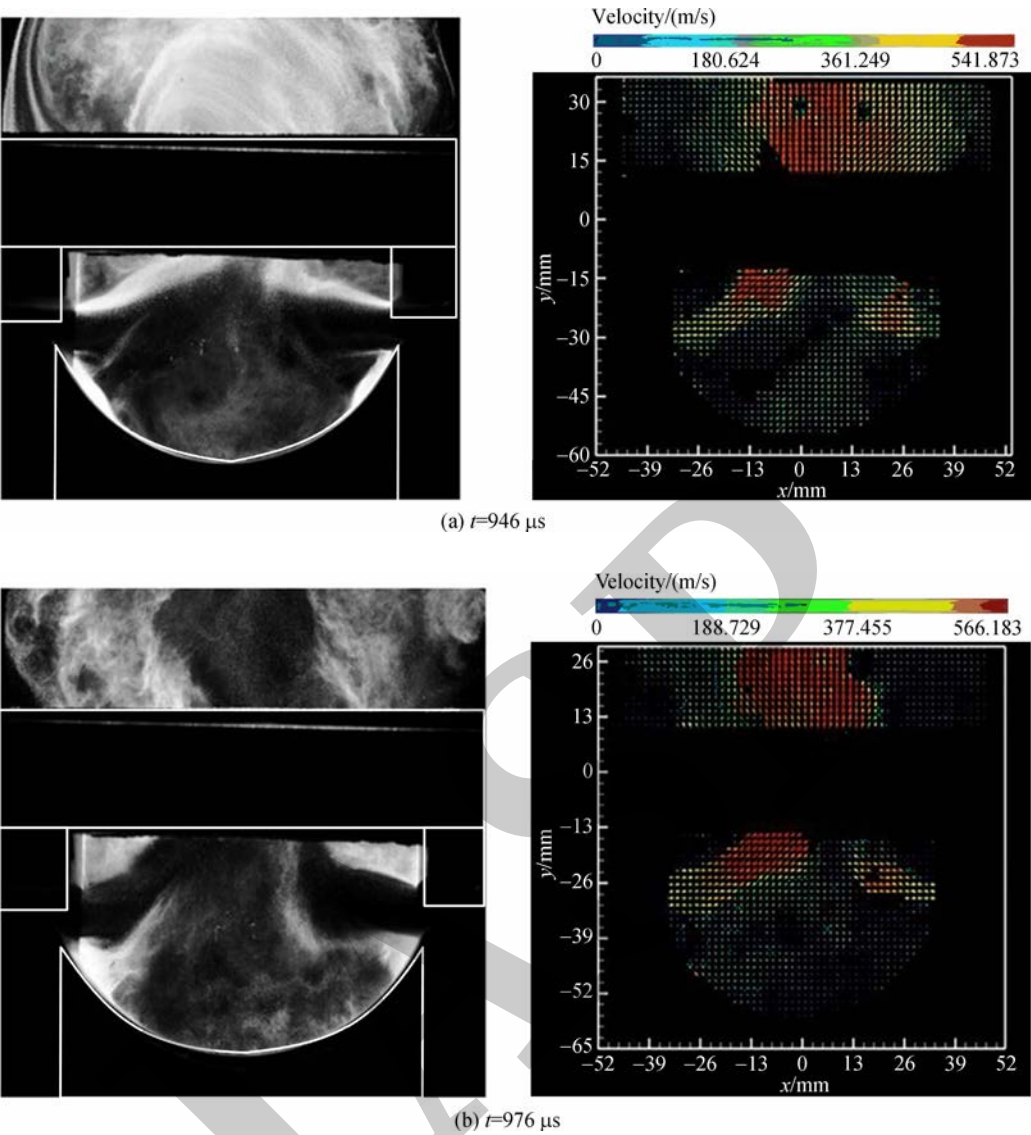
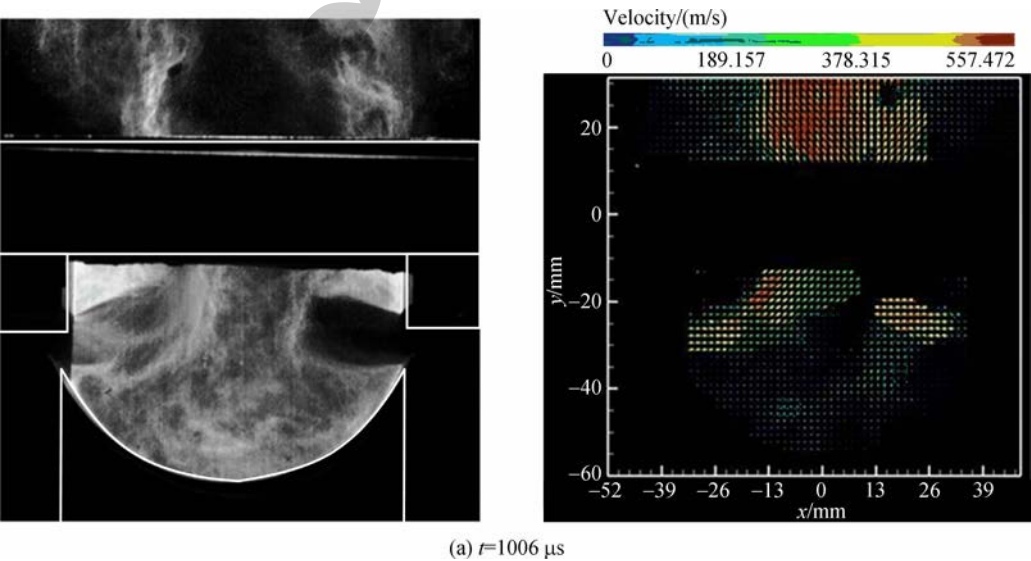


图 13 排气过程的示踪粒子分布照片(左)及相应的速度场(右)

Fig. 13 Distribution of the tracer particles (left) and the corresponding velocity vector field (right) in exhaust process



(a) $t=1006 \mu\text{s}$

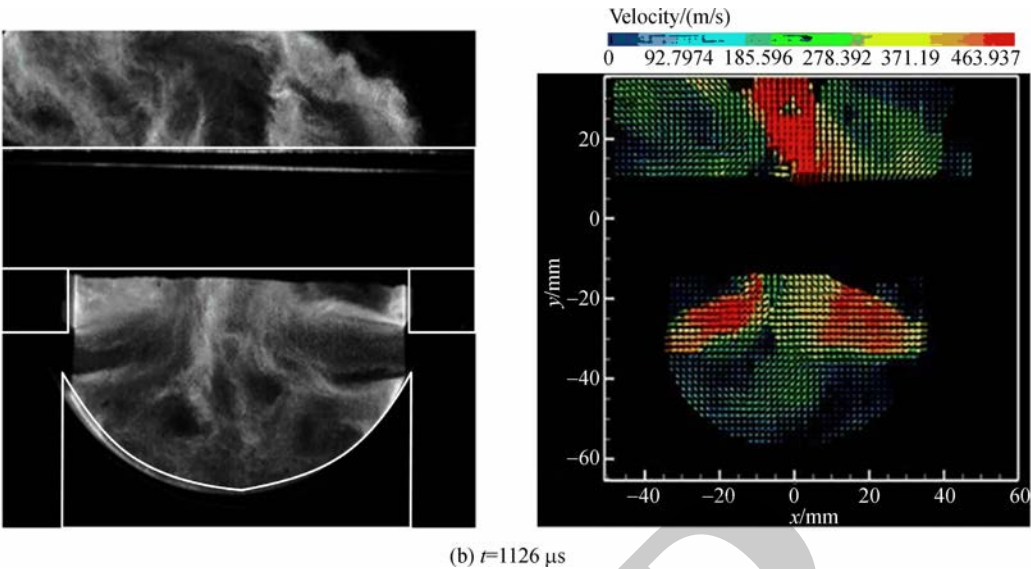


图 14 第二个循环中的示踪粒子分布照片(左)及相应的速度场(右)

Fig. 14 Distribution of the tracer particles (left) and the corresponding velocity vector field (right) in the second cycle

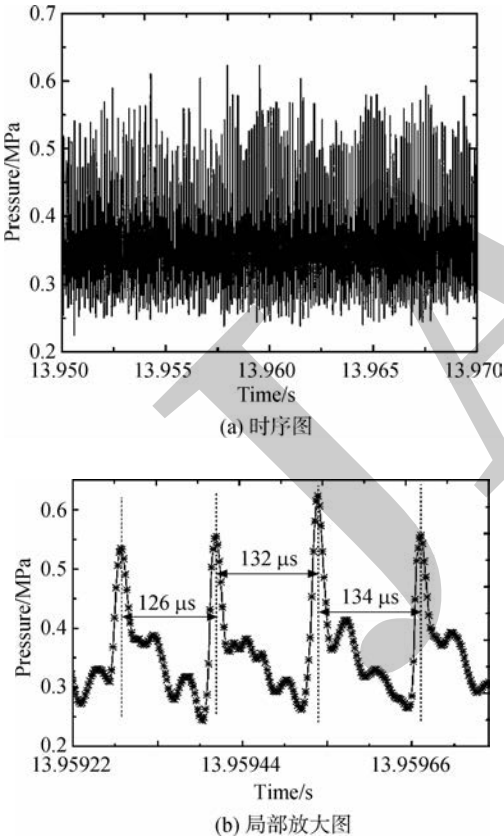


图 15 A 型凹面腔底部顶点处的动态压力
Fig. 15 Dynamic pressure curve at the bottom vertex of A cavity

清晰地看到,单个压力峰的上升时间约为 $14\ \mu\text{s}$ 。根据文献[14],当激波扫过压力传感器时,压力波形的上升基本在 $10\ \mu\text{s}$ 内完成,而当激波正对压力传感器时,上升时间则为 $3\sim 4\ \mu\text{s}$ 。显然,此压力峰值为激波扫过压力传感器所致。同时可见,4

个压力峰的波形相似,呈现出明显的周期性,相邻峰值间隔约为 $130\ \mu\text{s}$,依此估算出激波聚焦的频率约为 $7.692\ \text{kHz}$ 。

对以上时域信号进行 FFT 算法(fast Fourier transform algorithm)变换,得到的频谱图如图 16 所示。频谱中仅存在一个主频信号,即幅值最大的尖峰,对应频率为 $7.630\ \text{kHz}$,这与通过时域图中相邻峰值的时间间隔估算出的频率吻合较好。除了 $7.630\ \text{kHz}$ 的主频信号外,还可见其二次谐波和三次谐波,频率分别为 $15.240\ \text{kHz}$ 和 $2.280\ \text{kHz}$ 。

为了从凹面腔底部的动态压力信号中提取更多信息,对以上时域信号进行了小波分析。图 17 中“ p_s ”层为原始的时域信号,“ p_{d1} ”~“ p_{d5} ”层重构信号分别对应着时域信号的高频至低频成分。最高频的“d1”层信号由稳定的 $7.630\ \text{kHz}$ 的脉冲信号构成,对应着凹面腔底部周期性的激波聚焦。注意到,最低频的“d5”层信号其包络线类似正弦曲线。这是因为,破膜后,由于驱动段的卸压是一

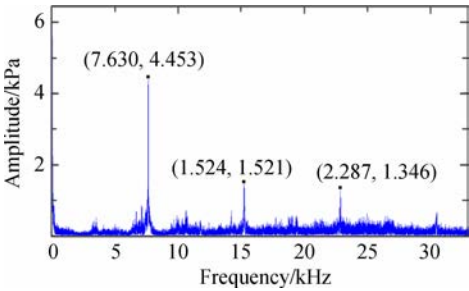


图 16 A 型凹面腔底部顶点处的动态压力频谱
Fig. 16 The dynamic pressure spectrum at the bottom vertex of A cavity

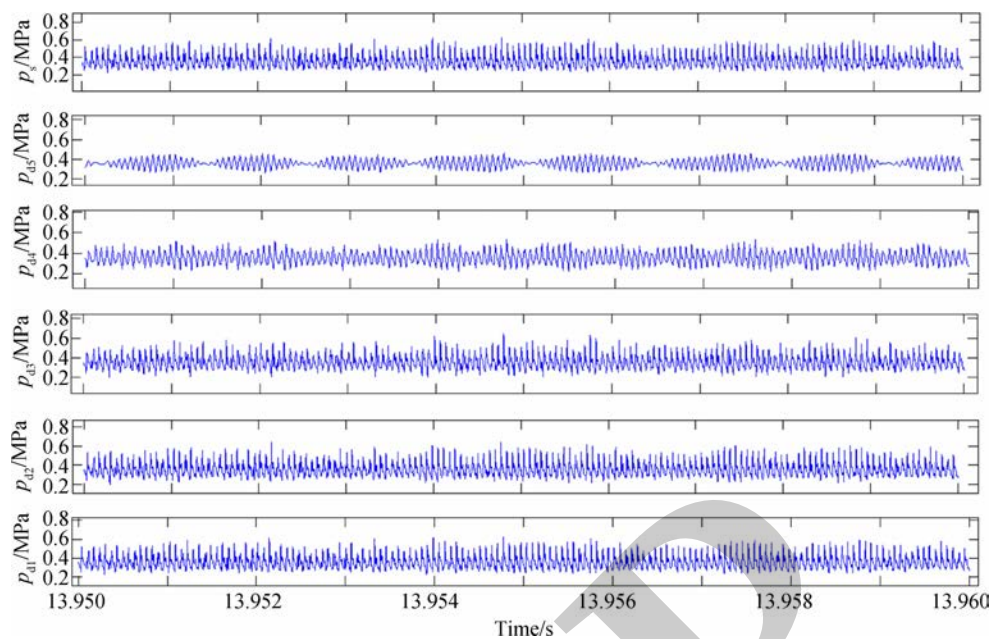


图 17 A 型凹面腔底部动态压力的原始时域信号及 1~5 层重构信号

Fig. 17 Original time domain signal and 1~5 layers of reconstructing signal of the dynamic pressure spectrum at the bottom vertex of A cavity

个振荡过程,故环射流的强度也呈周期性的波动。这导致入射激波第一次聚焦后形成的聚焦反射激波在射流边界上的反射强度也呈现出周期性的变化。因此,凹面腔底部的压力峰值也随着激波聚焦强度呈类似正弦曲线的变化。

为了与 A 型凹面腔底部动压实验数据进行对比,用于验证对激波反射聚焦形成机理的分析。图 18 为选取时间段 B 型凹面腔底部压力曲线的局部放大图,图 19 为对应的频谱。从图 18 可以看出,其压力脉动幅值比 A 型凹面腔小得多,在 0.15~0.20 MPa 之间,相邻峰值间的平均时间间隔约 106 μs,对应频率约 9.433 kHz。这与频谱图中压力脉动主频 9.618 kHz 基本一致。

凹面腔底部顶点处压力峰值的影响因素主要来自三个方面:一是入射激波进入凹腔的衍射空间越大,激波聚焦强度越小;二是用于压缩激波的凹腔壁面弧长越长,聚焦强度越大;三是根据 Chester-Chisnell-Whitham (CCW) 理论^[15-18]得出,收敛程度越大的空间中激波聚焦强度越大,同时,当凹面腔的曲率接近于零时,凹面腔已变成一个平面,就不存在聚焦过程了,所以当凹面腔曲率增大时,聚焦强度增大。对比 A 型和 B 型凹面腔的实验结果可以发现,可知后两者对激波聚焦强度的影响之和强于前者,所以 A 型凹面腔底部顶点处因激波聚焦引起的压力峰值较强。

而频率的差异可以通过凹面腔的弧长来解

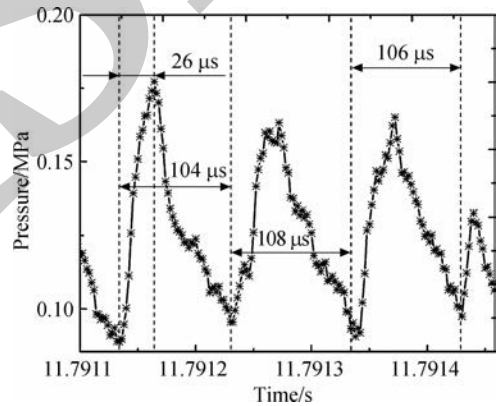


图 18 B 型凹面腔底部压力曲线局部放大

Fig. 18 Local amplification of dynamic pressure curve at the bottom vertex of B cavity

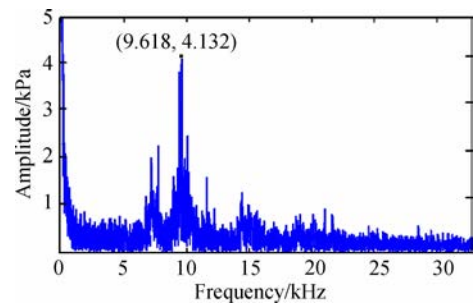


图 19 B 型凹面腔底部顶点处的动态压力频谱图

Fig. 19 Dynamic pressure spectrum at the bottom vertex of B cavity

释。对比图 6 中 A 型和 B 型凹面腔的示意图， $\widehat{abc}$ 为入射激波从喷口出口到凹面腔底部聚焦所经过的路径。若以 $L_{A,\widehat{abc}}$ 和 $L_{B,\widehat{abc}}$ 分别表示 A 型和 B 型凹面腔从喷口出口至凹面腔底部顶点的圆弧长度，则
$$\frac{L_{A,\widehat{abc}}}{L_{B,\widehat{abc}}}=\frac{89.6}{75.6}=1.2。$$
而 A 型和 B 型凹面腔对应的动态压力振荡频率 f_A 与 f_B 之比
$$\frac{f_A}{f_B}=1.26。$$
可见，激波聚焦频率与凹面腔弧长近似成反比关系。

3 结 论

本文采用 PIV 系统对凹面腔内激波聚焦过程的二维超声速瞬态流场进行了测量分析，采用 A 和 B 两种型面的凹面腔进行了对比实验，分析得到凹面腔内激波聚焦的形成机理和周期特征。主要结论如下：

- 1) 在二维凹面腔内暂冲式激波聚焦实验中，激波聚焦呈现出明显的周期性。
- 2) 推导计算出了两个激波聚焦循环过程中凹面腔内部的速度场，获得了激波聚焦过程中超声速瞬态速度场的演化过程，以及射流强度（速度）周期性的变化特征。
- 3) 不同型面凹面腔具有不同的激波聚焦周期。对比 A 型、B 两种圆形凹面腔实验数据发现，在某种相同实验条件下，凹面腔曲率和壁面弧长对激波聚焦强度的影响之和大于入射激波衍射空间尺度大小。而凹面腔中的周期性激波聚焦是由于第一次聚焦后的聚焦反射激波在喷口出口处的射流边界上反射，反射激波再次返回腔底聚焦所致，因此，当入射马赫数相同时，聚焦周期取决于入射激波从喷口出口到凹面腔底部所经过的弧长。

参考文献：

[1] CHAN C K. Collision of a shock wave with obstacles in a combustible mixture[J]. Combustion and Flame,1995,100 (1/2):341-348.

[2] GELFAND B E,KHOMIK S V,BARTENEV A M,et al. Detonation and deflagration initiation at the focusing of shock waves in combustible gaseous mixture[J]. Shock Waves,2000,10(3):197-204.

[3] BARTENEV A M,KHOMIK S V,GELFAND B E,et al. Effect of reflection type on detonation initiation at shock wave focusing [J]. Shock Waves,2000,10(3):205-215.

[4] GELFAND B E, KHOMIK S V, MEDVEDEV S P,et al. Visualization of self-ignition regimes in hydrogen-air mix-

tures under shock waves focusing[C]// Proceedings of the SPIE. Aachen:SPIE,2001:688-695.

[5] LEVIN V A,NECHAEV J N,TARASOV A I. A new approach to organizing operation cycles in pulse detonation engines[R]. Moscow: High-Speed Deflagration and Detonation: Fundamentals and Control,2001:223-238.

[6] ACHASOV O V,PANYAZKOV O G. Some gasdynamic methods for control of detonation initiation and propagation [R]. Moscow: High-Speed Deflagration and Detonation: Fundamentals and Control,2001:31-44.

[7] 何立明,荣康,曾昊,等. 激波聚焦及起爆爆震波的研究进展[J]. 推进技术,2015,36(10):1441-1458.

HE Liming,RONG Kang,ZENG Hao,et al. Advances in shock wave focusing and induced detonation initiation[J]. Journal of Propulsion Technology, 2015, 36 (10): 1441-1458. (in Chinese)

[8] MELLING A. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry[J]. Measurement Science & Technology, 1997,8(12):1406-1416.

[9] GLASS M,KENNEDY I M. An improved seeding method for high temperature laser Doppler velocimetry[J]. Combustion Flame,1977,29:333-335.

[10] 俞凯凯,徐惊雷,马静. 非对称喷管超声速流场的 PIV 实验与数值模拟[J]. 航空动力学报,2012,27(9):2041-2047.

YU Kaikai,XU Jinglei,MA Jing. PIV experimental study and numerical simulation of single expansion ramp nozzle supersonic flow field [J]. Journal of Aerospace Power, 2012,27(9):2041-2047. (in Chinese)

[11] 徐惊雷. PIV 技术在超及高超声速流场测量中的研究进展 [J]. 力学进展,2012,42(1):81-90.

XU Jinglei. The development of the PIV experimental study of the super/hypersonic flowfield[J]. Advances in Mechanics,2012,42(1):81-90. (in Chinese)

[12] TSI Incorporated. PIV reference manual [M]. Knoxville Tennessee,USA: TSI Incorporated,2003.

[13] MURUGAN T,DE S,DORA C L,et al. Numerical simulation and PIV study of compressible vortex ring evolution [J]. Shock Waves,2012,22(1):69-83.

[14] 候华,韩肇元. 无膜激波管的研制与调试[J]. 气动实验与测量控制,1996,10(2):47-51.

HOU Hua,HAN Zhaoyuan. Development and test of a new diaphragmless shock tube[J]. Aerodynamic Experiment and Measurement & Control,1996,10(2):47-51. (in Chinese)

[15] CHESTER W. The propagation of shock waves along ducts of varying cross section [J]. Advance in Applied Mechnics,1960,6:119-152.

[16] CHESTER W. The quasi-cylindrical shock tube[J]. Philosophical Magazine,1954,45(7):1293-1301.

[17] CHISNELL R F. The motion of a shock wave in a channel, with applications to cylindrical and spherical shock waves[J]. Journal of Fluid Mechanics,1957,2(3):286-298.

[18] WHITHAM G B. On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area or flow[J]. Journal of Fluid Mechanics,1958,4(4):337-360.