



射流声阻抗差异对爆轰管口流场结构影响的数值模拟研究

范振华¹, 黄孝龙^{1*}, 侯子伟², 李 宁¹, 康 杨¹, 翁春生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.北京机电工程总体设计部,北京 100854)

摘要:为研究射流环境中声阻抗差异对爆轰管口流场结构的影响规律,建立爆轰管内外流场的轴对称模型,采用OpenFoam平台的rhoReactingCentralFoam求解器进行耦合求解。通过在管口处构建氩气、氢气和空气混合物、氦气3种自由射流区域,结合管口处是静止空气时的仿真结果,分析了管内外介质声阻抗差异对爆轰流场结构的影响。结果表明:氩气射流和静止空气会使爆轰波溢出管外时,在声阻抗间断面处形成反射激波;氦气射流会使爆轰波溢出管外时,在声阻抗间断面处形成反射稀疏波;氢气和空气混合物射流则对该过程无影响。在氩气射流和静止空气中形成的马赫盘减小到基本消失,滑移线和其后的超音速区域在马赫盘附近相遇;氦气和空气混合物射流和氩气射流中的马赫盘减小后仍保持一定大小,滑移线和其后的超音速区会在离马赫盘较远的地方相遇。自由射流与可爆混合物的声阻抗差异会使前导激波波阵面发生变形并改变其指向性。氩气射流中的前导激波阵面在靠近中心轴线处弯曲程度减小,静止空气中的前导激波大致呈现球面波的形态,氢气和空气混合物射流与氩气射流中的前导激波阵面发生凸起。

关键词:OpenFoam;爆轰;管口流场;射流声阻抗;流场结构

中图分类号: O382+1; TJ011+1 **文献标志码:** A **文章编号:** 1004-499X(2024)04-0011-10

Numerical Simulation Study on the Influence of Acoustic Impedance Difference of Jet on the Flow Field Structure of Detonation Tube Exit

FAN Zhenhua¹, HUANG Xiaolong^{1*}, HOU Ziwei², LI Ning¹, KANG Yang¹, WENG Chunsheng¹

(1.National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China;

2.Beijing System Design Institute of Electro-mechanic Engineering, Beijing 100854, China)

Abstract: In order to study the influence of acoustic impedance difference on the flow field structure of detonation tube exit in jet environment, an axisymmetric model of the flow field inside and outside the detonation tube was established. The rhoReactingCentralFoam solver of the OpenFoam platform was used to couple the flow field inside and outside the detonation tube. Three free jet regions of argon, hydrogen and air mixture, and helium were constructed outside the tube. Combining with the simulation results of the static air outside the tube, the influence of the acoustic impedance difference of the medium inside and outside the tube on the detonation flow field structure was analyzed. The results show that the argon jet and the static air will form a reflected shock wave on the acoustic impedance discontinuity surface when the detonation wave overflows outside the tube. The helium jet forms a reflected rarefaction wave on the acoustic impedance discontinuity surface when the detonation wave overflows outside the tube. The hydrogen and air mixture jet has no effect on the process. The Mach disk formed in the argon jet and the static air is reduced to almost disappear. The slip line and the subsequent supersonic region encounter near the Mach disk. The Mach disks in the hydrogen-air mixture jet and the helium jet remain a certain size after decreasing. The slip line and the subsequent supersonic region encounter far away from the

收稿日期:2023-10-23

基金项目:国家自然科学基金青年基金项目(12302439);瞬态物理重点实验室基金(6142604200202);江苏省自然科学基金青年基金项目(BK20190439)

*作者邮箱:huang_xl@njut.edu.cn。

Mach disk. The acoustic impedance difference between the free jet and the explosive mixture causes the leading shock wave to deform and change its directivity. The curvature of the leading shock wave near the central axis in an argon jet decreases, and the leading shock wave in still air roughly presents a spherical wave shape. The leading shock wave in a hydrogen air mixture jet and a helium jet protrudes.

Key words: OpenFoam; detonation; flow field of tube exit; acoustic impedance of jet flow; flow field structure

爆轰作为一种自增压的燃烧方式,在航空发动机领域有重要的应用前景^[1-2]。脉冲爆轰发动机作为基于爆轰方式的推进技术之一^[3-7],具有热循环效率高,结构简单等特点。在其工作周期中的膨胀与排气过程结束后,需要填充隔离气体(空气、氮气等)来吹扫爆轰管内残留燃气,避免下一循环新鲜混合气填充时提前自燃。隔离气体的声阻抗差异会引起爆轰管口射流流场结构的变化,进而影响爆轰波及爆轰产物溢出爆轰管口时的流场特征。因此,开展射流声阻抗对爆轰管口流场特征影响的研究,对爆轰发动机的工作性能和噪声控制有着重要意义^[8-9]。

近年来,相关研究已经表明声阻抗对爆轰波的传播有着重要影响。文献[10]使用硝基纤维素膜将乙烯-氧混合物与氧化或惰性混合物分开,形成声阻抗间断面,研究了爆轰波通过45°声阻抗间断面时的折射现象,分析了爆轰折射现象,并对预测值和实验结果的差异进行了讨论。文献[11]对管内氢氧爆轰波通过接触面进入非可燃气体时的传播特性进行了实验研究,发现了传递到非可燃气体的激波强度和反射激波的类型取决于接触面声阻抗的比值。TANG-YUK等^[12]对爆轰波在密度变化导致的声阻抗间断面上的传播过程进行了数值模拟,探讨了界面上声阻抗变化对传输过程动力学的影响。侯子伟等^[13]研究了爆轰波在气液声阻抗间断面上的反射现象对管口流场的影响。黄孝龙等^[14]针对单次与多循环爆轰声场差异展开了研究,发现多循环爆轰过程燃气射流对特定频段爆轰声波能量具有明显抑制作用。单次爆轰过程不同角度获得的声波时频域信号特征基本一致,而多循环爆轰过程在不同辐射角度获得的声波时频域信号特征差别巨大。燃气射流作用下,前导激波波阵面在中心轴线附近产生“葫芦状”凸起,导致轴向0°方向爆轰声波传播时间领先于其他方向,但未进一步分析燃气射流声阻抗差异对爆轰管口流场的影响。

目前对爆轰管口流场结构影响因素的研究主要

集中在爆轰管形状^[15-20]、数量^[21]、填充分数^[22]等方面,对不同声阻抗环境中管口流场特性的研究相对较少。而爆轰管在多循环工况中,受到隔离气体的通入和多循环爆轰排气的影响,会在管口附近形成复杂的射流环境,新一次的爆轰排气过程会受到该射流环境中声阻抗不均匀分布的强烈影响。因此,本文采用开源OpenFoam平台对爆轰管在复杂射流环境中的波系演化和流场发展规律进行相关研究。

1 数值模拟

1.1 控制方程及计算方法

本文使用开源流体仿真平台OpenFoam对脉冲爆轰管内外流场开展数值模拟,通过rhoReacting-CentralFoam求解器进行计算,该求解器已经在爆轰问题中得到了应用^[23]。

考虑黏性,忽略重力、导热率和扩散率的带化学反应可压缩流动二维轴对称控制方程为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial r} = \frac{\partial G_s}{\partial x} + \frac{\partial F_s}{\partial r} + R - \frac{F - F_s}{r} \quad (1)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho \phi_n \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(\rho E + p) \\ \rho \phi_n u \end{pmatrix}$$

$$F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(\rho E + p) \\ \rho \phi_n v \end{pmatrix}, \quad G_s = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xr} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xr} \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$F_s = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{rx} \\ \tau_{rr} \\ u\tau_{rx} + v\tau_{rr} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad R = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ (p - \tau_{\theta\theta})/r \\ \xi \\ \dot{\omega}_n \end{pmatrix}$$

$$p = \rho R_g T \quad (2)$$

式中: $\rho, u, v, E, p, t, \phi_n, \xi, \dot{\omega}_n, R_g, T, x, r$ 分别表示密度, 轴向速度, 径向速度, 比能量, 压力, 时间, 第 n 种组分的质量分数, 燃烧的热释放速率, 第 n 种组分的生成消耗速率, 气体常数, 温度, 轴向长度, 径向长度。比能量 E 表示为:

$$E = e + \frac{u^2 + v^2}{2} \quad (3)$$

$$e = (C_p - R_g) T \quad (4)$$

$$C_p = R_g (a_1 + a_2 T + a_3 T^2 + a_4 T^3 + a_5 T^4) \quad (5)$$

式(5)中计算定压比热容 C_p 的系数可利用 NIST-JANAF Thermochemical Tables 中的数据进行拟合。

黏性应力表示为:

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \right), \quad \tau_{rr} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \right) \\ \tau_{xr} &= \tau_{rx} = 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad \tau_{\theta\theta} = \mu \left(2 \frac{v}{r} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \right) \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial(rv)}{r \partial r} \end{aligned} \quad (6)$$

式中: 下标 θ 代表圆心角的大小, $\mathbf{u}$ 为速度矢量。

运动黏度 μ 随温度 T 的变化关系由 Sutherland 公式计算, 湍流模型选用雷诺时均模型中经典的 $k-\varepsilon$ 模型。本文采用氢气空气单步反应模型, 反应速率常数采用 Arrhenius 公式计算^[24]:

$$k = AT^b \exp(-E_a/R_g T) \quad (7)$$

式中: 指前因子 $A = 1.4 \times 10^{13}$, 温度指数 $b = 0$, 活化能 $E_a = 12\,995 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{mol})$ 。

1.2 物理模型与边界条件

本文所用到的二维轴对称物理模型如图 1 所示, 爆轰管长 600 mm, 半径 15 mm, 壁厚 3 mm, 右端流场边界距离爆轰管口 500 mm, 上端流场边界距离中心轴线 450 mm, 外流场左端距离爆轰管口 25 mm。图 1 中 AC 为轴对称物理模型的中心轴线, 边界类型为 EMPTY, CD、DE、EF 为无反射边界条件, 作为流场的出口; FG、GH、HI 采用无滑移壁面边界条件。为了提高运算精度和运算效率, 对计算域划分结构化网格, 先将整个计算域划分为 5 部分, 用黑色虚线表示计算域的划分线, 再对各个部分单独进行网格划分, 各个区域的网格数量在图中表示为 x 方向网格数 $\times r$ 方向网格数, 括号外网格为本文所采取的中尺寸网格划分方案, 括号内网格分别表示进行网格无关性验证时大尺寸网格划分方案和小尺寸网格划分方案。在初始 $t = 0$ 时刻, 管内充满均匀混合的氢气和空气, 当量比为 1, 管外充满混合均匀的空气, 数值计算过程中所用到的空气组分均为氧气和氮气, 质量分数比为 21:79。在爆轰管左端即封闭端设置一段压力为 2 MPa, 温度为 2 000 K 的高温高压点火区, 剩余流场区域的温度均为 300 K, 压力为 101 325 Pa。

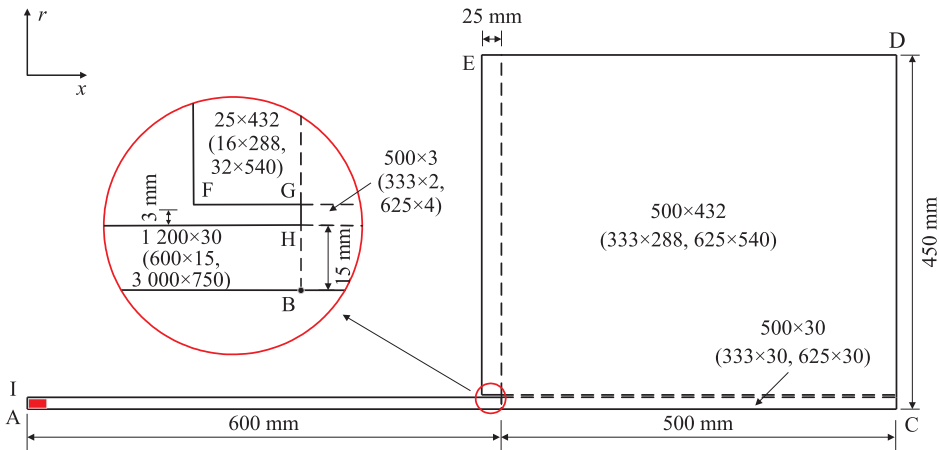


图 1 流场图

Fig. 1 Diagram of flow field

1.3 网格无关性验证

先对管内流场的网格无关性进行验证, 确定合适的管内流场网格尺寸, 在此基础上再对管外的流场进行网格无关性验证。对管内进行网格无关性验证时, 采取的 3 种网格尺寸为 $1.5 \text{ mm} \times 1.5 \text{ mm}$ 、

$0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ 、 $0.2 \text{ mm} \times 0.2 \text{ mm}$ 。采取 1.2 节所述 $t = 0$ 时刻的初始条件, 由大到小 3 种网格尺寸下计算得到管口处爆轰波波速分别为 $2\,032.5 \text{ m/s}$, $2\,004.6 \text{ m/s}$, $2\,001.7 \text{ m/s}$ 。可以看出, 当网格尺寸到达 0.5 mm 时, 继续减小网格尺寸对爆轰波波速影响

不大,计算结果与 NASA 开发的 CEA 软件计算的理论值 $1\,927.7\text{ m/s}$ 相比,相对误差小于 4%。综合考虑计算资源和计算精度,采取 0.5 mm 网格进行后续计算。当网格尺寸为 0.5 mm 时,管内中心轴线距离封闭端不同距离处监测点压力随时间变化关系如图 2 所示,从图中可以看出管内爆轰压力和爆轰波波速均基本稳定,判断达到稳定爆轰状态。

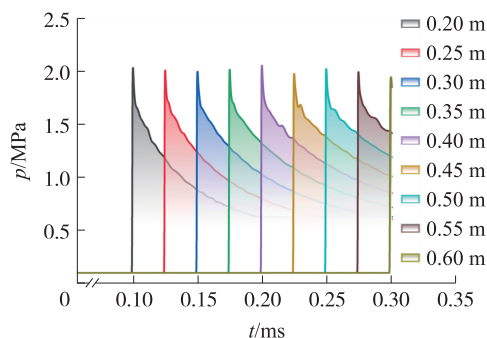


图 2 0.5 mm 网格内各监测点压力变化图

Fig. 2 Pressure variation of monitoring points with 0.5 mm grid

管外计算域网格划分方案如 1.2 节所述,网格尺寸从大到小命名为大网格、中网格、小网格,管外距离管口 0.1 m 处 $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 监测点在不同尺寸网格下的计算结果如图 3 所示。可以看出,采用大尺寸网格的计算结果误差较大,中尺寸网格变为小尺寸网格时计算结果基本不变,综合考虑后管外计算域采取中尺寸网格。

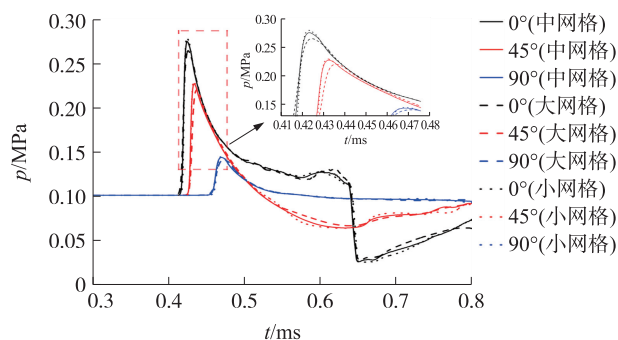


图 3 在不同网格尺寸下,距离管口 0.1 m 处不同角度的监测点随时间的压力曲线

Fig. 3 Pressure variation of the monitoring point at 0.1 m from the tube port with different angles and grid size

1.4 爆轰初始流场的模拟

本文采用的 4 种工况,管内均为当量比为 1 的氢气和空气混合物,管外分别为静止空气、氢气与空气混合物射流、氩气射流、氦气射流。

图 4 为氢气与空气混合物射流工况下氢气含量分布的形成过程示意图。第一步在不带外流场的爆轰管内单独计算爆轰,至 $t=0.298\text{ ms}$ 爆轰波快要传播到管口处时停止。第二步将爆轰管左端的封闭端变为开口端,设置速度入口,在压力 $101\,325\text{ Pa}$ 、温度 300 K 的条件下以 10 m/s 的恒定速度向管内通入氢气与空气的混合物,当管外形成稳定射流时停止计算。第三步将第一步和第二步形成的流场赋值到一个新的计算域中形成仿真的初始流场,该初始流场的初始时刻为 $t=0.298\text{ ms}$ 。各工况下各个变量的形成过程与上述步骤相同,在 $t=0.298\text{ ms}$ 之后的仿真均不包含化学反应。气体的声阻抗 R_c 定义为密度与声速的乘积。因此,管口处氩气射流,静止空气,氢气与空气混合物射流,氦气射流的声阻抗值分别为 $500\text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $407\text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $351\text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $161\text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 。

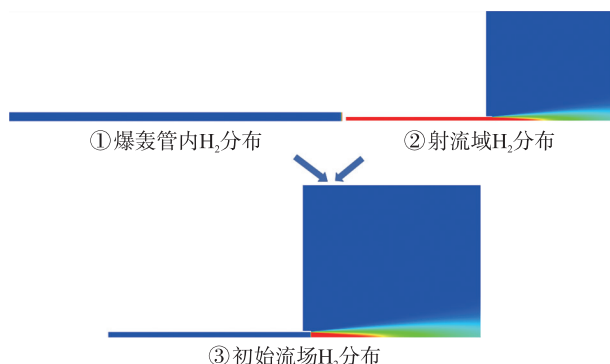


图 4 $t=0.298\text{ ms}$, 初始流场中氢气分布形成过程示意图

Fig. 4 Formation process of hydrogen distribution in the initial flow field at $t=0.298\text{ ms}$

2 结果与讨论

2.1 管口处波的透反射分析

图 5 为管外为氩气射流时爆轰波传出管外时中心轴线的压力变化图。在 $t=0.298\text{ ms}$ 时关闭化学反应,此时爆轰波传播到接近管口的地方。由于失去化学反应的支持,爆轰波的前导激波和化学反应区将要发生分离。忽略化学反应区的厚度,此时前导激波的前方为未反应的低声阻抗区,前导激波的后方为已反应的高声阻抗区,高声阻抗区的声阻抗在紧随后导激波的稀疏波作用下缓慢降低。用符号 J 表示声阻抗间断面, J_c 表示波由低声阻抗区进入高声阻抗区的声阻抗间断面,反之则为 J_s 。据此判断前导激波阵面为 J_s 型声阻抗间断面。

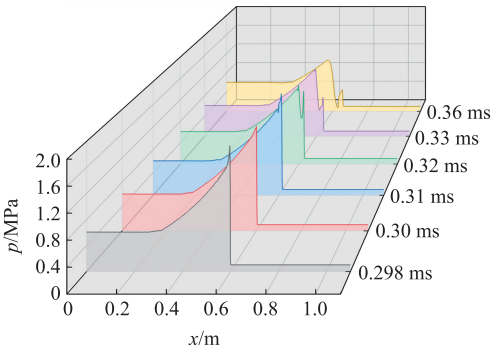


图 5 管外为氩气射流时不同时间中心轴上的压力变化图

Fig. 5 The pressure change diagram on the central axis at different times when the outside of the tube is Ar gas jet

爆轰波在不同类型声阻抗间断面的透反射示意图如图 6 所示。前导激波与其后紧随的稀疏波先后在此 J_s 间断面上发生透反射。前导激波透射为激波,稀疏波透射为稀疏波,同时前导激波和向前传播的稀疏波分别反射一道向后传播的稀疏波和压缩波,这一现象在管口处为氢气和空气射流时较为明显。在其他工况下,由于关闭化学反应时,爆轰波传播到离管口很近的区域,由关闭化学反应导致的波的透反射和由管口处物质界面导致的透反射现象难以区分,因而不易观察到。由图 5 可知,在 $t=0.3\text{ ms}$ 时,前导激波和稀疏波已经发生透射,透射激波峰值仅 1.73 MPa 左右,此时还没有形成反射激波。在管口壁面处形成一道由壁面向中心轴线扩散的稀疏波。 $t=0.31\text{ ms}$ 时,在管口形成了一道向管内传播的反射激波,反射激波强度较大,此时透射激波强度进一步增大到达极值 1.81 MPa ,透射过程完成,随着时间的进行,透射激波强度会逐渐衰减。在 $t=0.32\text{ ms}$ 时,由壁面向中心轴线传播的稀疏波已经到达中心轴线处,极大地降低了中心轴线处的压力。随着该波进一步向管内传播,会追上反射激波,逐渐降低反射激波强度,直到完全追上反射激波,使得反射激波波尾压力与稀疏波的波头压力相同。之后,由于前面稀疏波的波尾和后面稀疏波的波头传播速度相同,两道稀疏波会一起向管内传递。

图 7 为 0.31 ms 时不同工况下的中轴线压力对比。可以看出,当管外为静止空气时,前导激波在管口处发生的透反射现象与管外是氩气射流时相似,不同的是反射激波和透射激波的强度相对较小,这是由于声阻抗间断面的间断性减弱导致的。在 $t=0.31\text{ ms}$ 时空气中透射激波强度为 1.59 MPa ,比同

时刻氩气射流中透射激波强度减小约 0.22 MPa 。

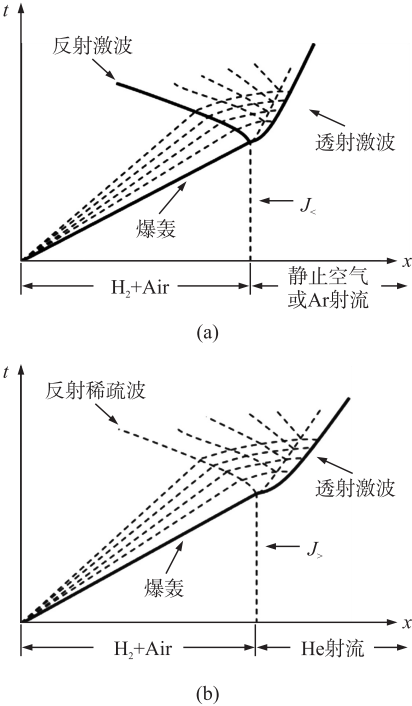


图 6 爆轰波在 J_c (a) 和 J_s (b) 间断面的透反射示意图

Fig. 6 Transmission and reflection patterns of detonation waves on J_c (a) and J_s (b)

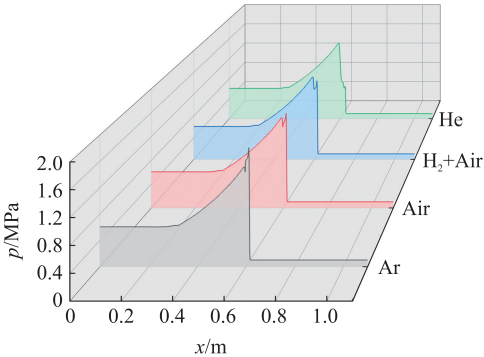


图 7 $t=0.31\text{ ms}$ 不同工况下中轴线压力对比图

Fig. 7 Comparision of central axis pressure under different working conditions at $t=0.31\text{ ms}$

当管外介质为氢气+空气的射流时,由于管内外气体种类相同,不存在声阻抗间断面。当前导激波和稀疏波从管内溢出管外时,不会在管口处发生由于管内外气体声阻抗不同导致的透反射现象,这时只存在由于关闭化学反应导致前导激波和稀疏波在已反应区和未反应区界面上发生的透反射,透射激波大小为 1.45 MPa ,比空气中低 0.14 MPa 。

当管外是氦气射流时,在管口处形成 J_s 声阻抗间断面,前导激波通过时形成反射稀疏波。在 $t=0.31\text{ ms}$ 时,由于氦气射流中的声阻抗极小,透射激

波在管外的传播速度极快,在该时刻由壁面产生向中心轴线传播的稀疏波已经到达管口中心轴线处,管口处的透反射过程在更短时间内结束,此时透射激波强度只有 0.65 MPa。

从上述分析可以看出,声阻抗间断面对爆轰波泄出管外后的透射激波强度有很大影响,射流阻抗与管内阻抗比值越大,压力峰值越高;反之压力峰值越小。但是声阻抗间断面对管内压力影响较小,4种工况下管内压力峰值均为 1.51 MPa 左右,且最

大压力出现在相同位置。这是由于管内压力的大小主要受关闭化学反应产生的反射稀疏波的影响,由其他原因产生的反射波在产生后均在该道稀疏波后方,无法对管内压力产生较大影响。

2.2 管外射流中波系的演化

图 8 为氩气射流管口流场的数值纹影和声阻抗图,上半部分为数值纹影图,图中变量 $I = \frac{|\nabla \rho|}{|\nabla \rho|_{\max}}$,下半部分为声阻抗图。

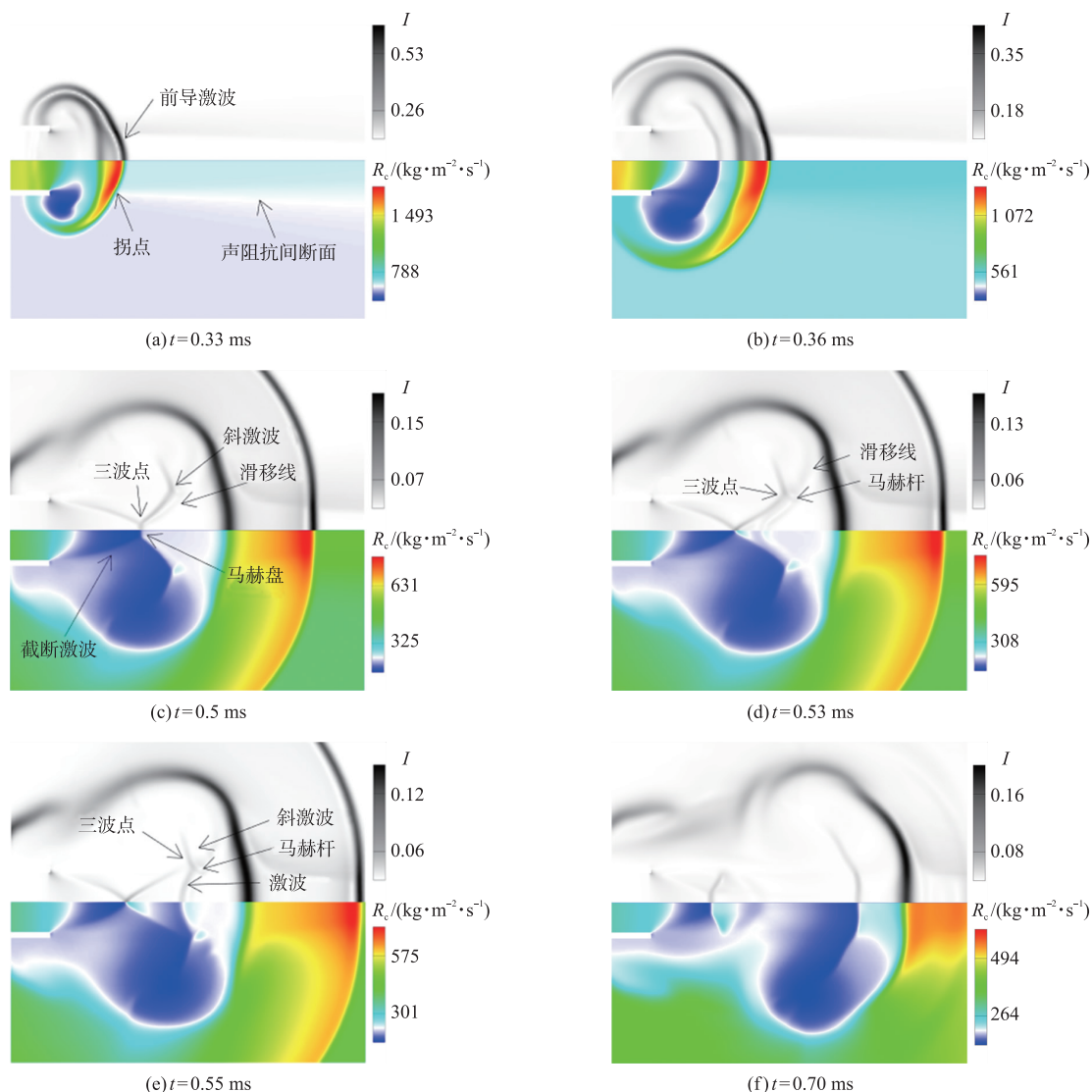


图 8 氩射流管端口流场的数值纹影和声阻抗图

Fig. 8 Numerical schlieren and acoustic impedance diagram of argon jet tube port flow field

爆轰波从管口泄出时,管内燃料已经基本耗尽,由于爆轰波失去了化学反应的支持,所以前导激波和化学反应区分离,前导激波和其后的燃气射流先后进入管外射流流场。高温高压的燃气射流从管口喷出后与管外气体相互作用形成自由剪切层,

从而在出口附近形成涡环。

在 $t = 0.33$ ms 时可以清楚地观察到氩气射流和静止空气相互作用形成的声阻抗间断面。在间断面上可以清晰地观察到前导激波波阵面存在拐点,这是因为前导激波在不同声阻抗介质中的传播速度不

同导致的。前导激波扫过管外气体后,会明显增加气体的声阻抗,并在前导激波后方形成不均匀的声阻抗区。由于原本氩气射流中的声阻抗较高,在氩气射流中传播的前导激波强度更大,导致前导激波后的高声阻抗区域主要集中在氩气射流区域。在管口壁面附近形成包含涡环在内的低声阻抗区,该低声阻抗区随着涡环一起运动并沿着斜激波和马赫盘向中心轴线处发展。前导激波在通过管口壁面时,会以管口壁面为中心向管中心轴线处传播一道稀疏波,该稀疏波导致燃气射流在出口处膨胀,形成 Prandtl-Meyer 流区。由于稀疏波的外边界压力低于射流边界压力,所以在稀疏波外边界处会出现一道圆筒形的截断激波。被稀疏波扫过的区域气流会加速到超音速,一部分气体继续沿直线前进并膨胀,在马赫盘产生的地方膨胀到达极限后被重新压缩。另一部分超音速气流流动方向发生偏转,穿过截断激波继续加速,在斜激波形成的地方气流加速到最大值后气流速度大大降低。穿过斜激波的气流和穿过马赫盘的气流压力和速度存在差异,所以在两部分气流的交界面处形成间断面即“滑移线”。

随着燃气射流的不断喷出,涡环逐渐向下游移动,由截断激波、马赫盘和斜激波组成的三波系统变得明显,在三波的交汇处形成三波点,三波点不断朝中心轴线移动,导致了马赫盘不断缩小,如图 8(b)~图 8(c)。同时延伸到涡环中的斜激波在随涡环一起向下游运动的过程中扭曲不断加剧,最终发生折断,在折断处生成马赫杆、第二道滑移线和第二个三波点,如图 8(d)。之后涡环与折断的斜激波分离,第一道滑移线在中心轴线处相遇,在相遇后的滑移线上产生了新的激波。新的激波与嵌入涡环的斜激波和第二个马赫杆组成新的三波系统,之后三波点沿着马赫杆向马赫杆末端移动,新产生的激波快速向流场下游运动,新形成的三波系统由开始的向流场上游凸起变为向流场下游凸起,如图 8(e)~图 8(f)。射流边界向中心轴线收缩,与反射激波相遇,反射激波在射流边界上反射稀疏波,使得射流边界再次向外扩张。整个过程循环重复,由于射流边界上的黏性作用,这种周期性的图像会逐渐变得模糊,最终消失。

当管外是静止空气、氢气加空气混合物射流时,流场中波系的发展与上述过程整体相同。当管外是氦气射流时,马赫盘和延伸到涡环的斜激波在形成

后便由于折转角过大,在交点处产生了新的激波,如图 9 所示。随着流场的发展,延伸到涡环的激波和马赫盘的夹角逐渐减小,新产生的激波强度逐渐减弱,直至消失。

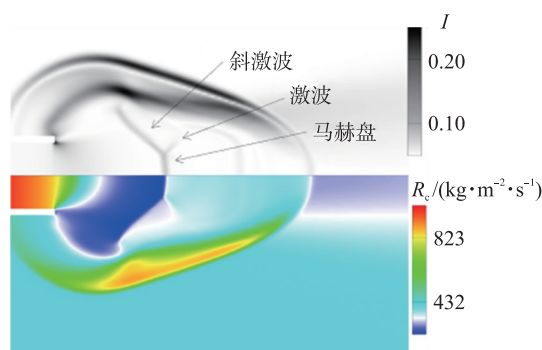


图 9 $t=0.36$ ms 时氦射流纹影与声阻抗

Fig. 9 Helium jet schlieren and acoustic impedance at $t=0.36$ ms

图 10 为不同射流环境中马赫数和声阻抗分布图,黑实线表示 $Ma=1$ 的等马赫数线,图 10(a)和图 10(b)虚线右边表示左边红色圈内马赫盘附近的局部放大图。可知,马赫盘后方存在亚音速区,随着流场的发展,马赫盘逐渐减小,滑移线逐渐向中心轴线靠近。当管外为氩气射流和静止空气时,马赫盘基本消失,滑移线在靠近马赫盘的地方相遇导致马赫盘后存在极小范围的亚音速区。其他工况下还存在尺寸较小的马赫盘,滑移线在离马赫盘较远的地方相遇,导致流场中间出现了较大的被超音速区域包裹的亚音速区。不同射流区域中,滑移线相遇的时间略有差异,氩气射流,氢气和空气混合物射流,氦气射流中分别比空气中晚 0.01 ms, 0.03 ms, 0.05 ms。氦气射流中涡的前方还存在一段超音速气流,其形成与图 9 中的波系有关。穿过斜激波的气流紧接着穿过新形成的激波,在新激波后方形成超音速流动,随着该激波的逐渐消失,该超音速区与马赫盘系统分离,以更快的速度向流场下游运动。由于激波在不同声阻抗介质中的波速不同,从图 10 中可以明显观察到在不同声阻抗区域传播的前导激波的波阵面发生了不同程度的变形。在静止空气中传播的前导激波大致为球形,波后声阻抗较为均匀,氩气射流中前导激波靠近中心轴线处没有发生弯曲,呈现出平面波的形态,波后声阻抗区域在靠近中心轴线处较大,氢气和空气混合物射流和氦气射流中前导激波均向前凸起且氦气射流中前导激波呈现出极大的前突,波阵面整体发生极大变形。

氢气和空气混合物射流中前导激波波后高声阻抗区域向两侧略微移动,而氢气射流中高声阻抗区

域集中在两侧且在前导激波后方存在一道与前导激波相交的斜激波。

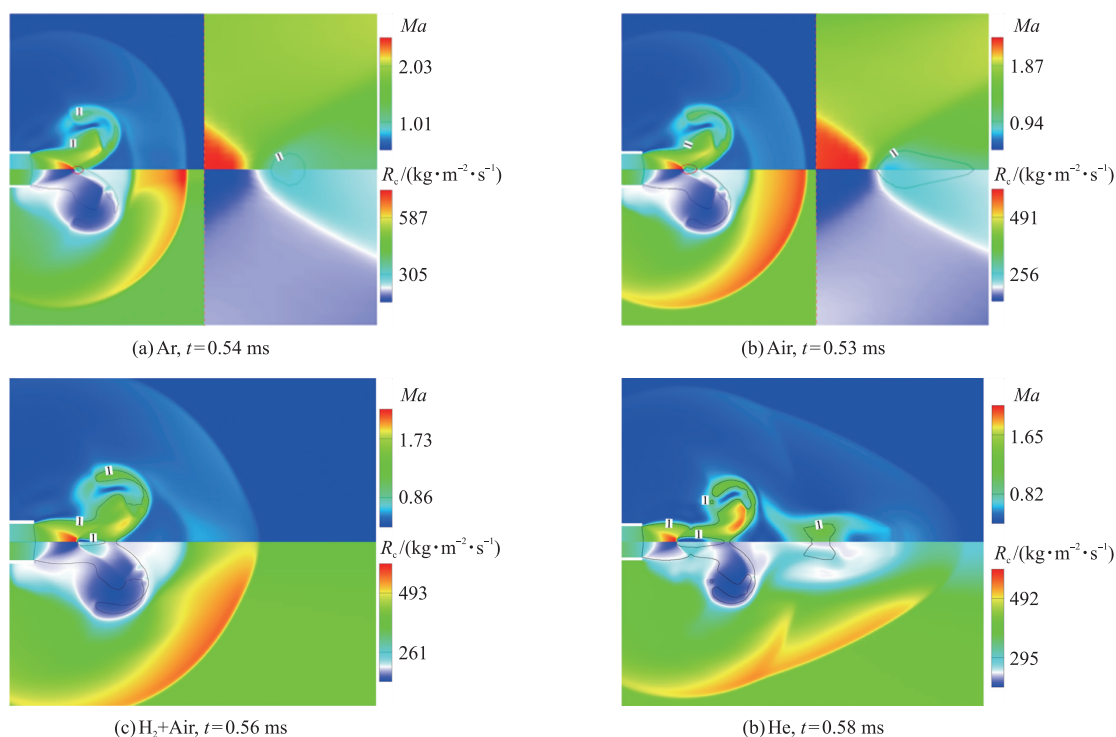


图10 不同射流环境下的马赫数和声阻抗分布

Fig. 10 Mach number and acoustic impedance distribution in different jet environments

2.3 前导激波演化分析

图11为不同射流环境中距离管口不同距离不同角度处各监测点前导激波峰值压力图,其中 p_0 表示常压101 325 Pa, p 表示前导激波的峰值压力。可以发现,4种工况下当角度不变时,各个角度的前导激波峰值压力均随着距离的增加均逐渐减小;当距离管口的距离一定时,前导激波的峰值压力在靠近管口的区域指向性明显,随着距离的增加,指向性逐渐减弱,峰值压力的最小值均出现在 90° 方向上。管外为氩气射流和空气时,峰值压力均出现在 0° 方向上,在靠近管口的区域,氩气射流中 0° 方向峰值压力呈现出比空气中更强的指向性,原因是因为氩气射流工况下 0° 方向上峰值压力比空气中略大,但是 15° 和 30° 方向的峰值压力与空气中峰值压力相比却大大降低。管外为氢气与空气混合物射流时,峰值压力最大值先出现在 30° 方向,而后出现在 15° 方向上,之后 30° 和 15° 方向上峰值压力相差不大,均超过其他角度。管外为氦气射流时,峰值压力在距离管口0.05 m时 30° 方向指向性极强,之后 30° 方向上峰值压力会急速衰减,峰值压力最大值出现在 15° 方向上,随着距离的进一步增大,峰值压力会表

现处 0° 的指向性。

图12为不同工况下中心轴线上距离管口0.05 m和0.15 m的监测点压力随时间变化的曲线图。从图12(a)中可以看出前导激波到达第一个监测点时的大小和时间略有差异。静止空气中前导激波到达该监测点的时间为0.346 ms,峰值压力为0.5 MPa,氦气射流和氢气加空气混合物射流中前导激波到达时间分别提前0.025 ms、0.006 ms,峰值压力分别减小0.128 MPa、0.013 MPa,氩气射流中前导激波到达时间落后空气中到达时间0.003 ms,压力峰值升高0.007 MPa。随着时间的推进,前导激波到达时间的差异被进一步拉大。前导激波到达时间的差异意味着波阵面的变形,在靠近中心轴线的地方前导激波到达时间越早意味着中心轴线处波阵面前突越明显。氦气射流中前导激波衰减要比其它气体中缓慢,0.05 m处监测点监测到氦气射流中峰值压力远小于其它气体中的峰值压力,但是在0.15 m监测点处氦气射流中的峰值压力已经明显大于其它气体中的峰值压力。此外,氦气射流中除前导激波外还存在两道明显的激波先后经过0.05 m处监测点,导致氦气射流的压力时间曲线出现显著凹陷,这

是由于悬吊激波的运动导致的。悬吊激波开始时向流场下游移动经过 0.05 m 处监测点导致压力大幅下降,之后悬吊激波向上游移动再次经过该监测点导致了压力上升。0.15 m 处监测点 4 种工况下均有

除前导激波外第二道激波经过,该激波是在马赫盘缩小过程中,以滑移线为界的超声速区逐渐向中心扩展,在中心轴线处汇合后,在滑移线附近形成的新激波。

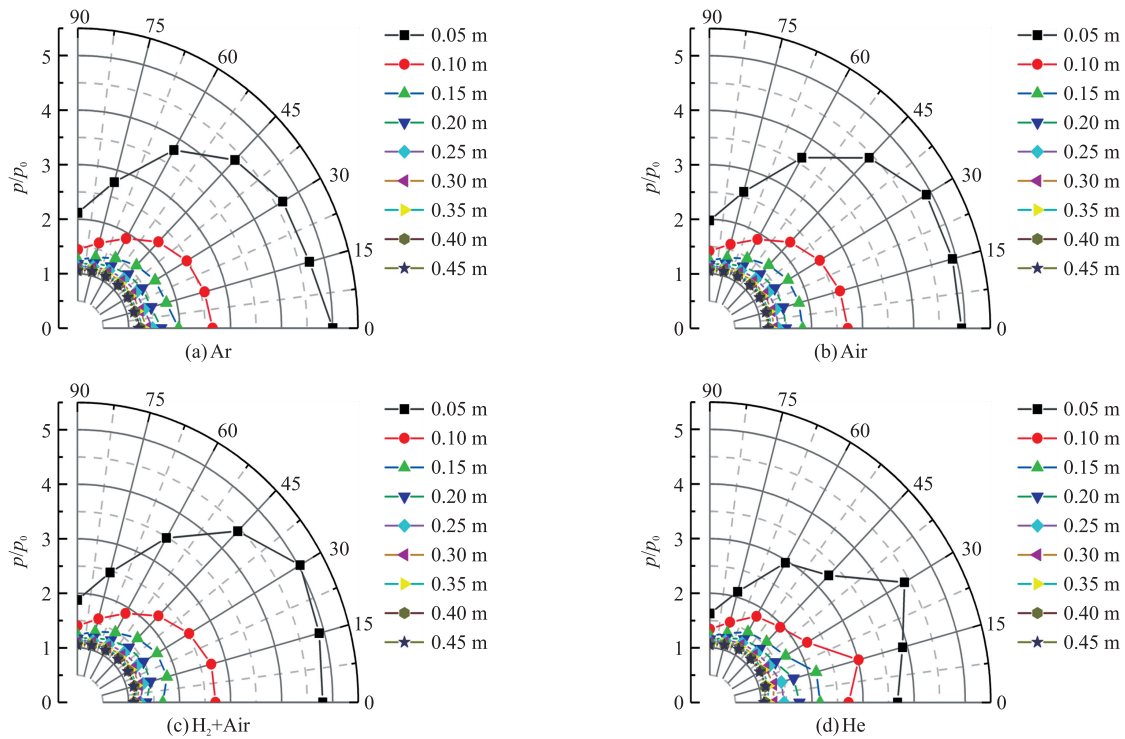


图 11 不同的射流环境中,距管口不同距离和角度监测点处前导激波的峰值压力

Fig. 11 Peak pressure of the leading shock wave at different monitoring points at different distances and angles from the tube port in different jet environments

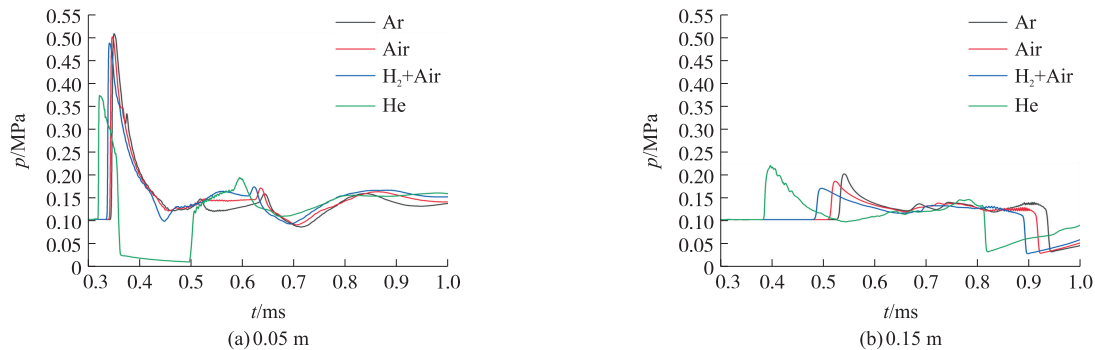


图 12 中心轴线上监测点压力随时间变化图

Fig. 12 Pressure variation of the monitoring point of the central axis with time

3 结论

本文对氢气和空气爆轰产生的爆轰波在管外不同射流声阻抗环境下的传播过程进行了数值模拟研究,得到如下结论:

①爆轰管内外介质声阻抗差异是影响反射波性质和透射激波强度的主要原因,当爆轰波从管内低声阻抗区域进入管外高声阻抗区域时,爆轰波透射

为激波同时形成反射激波。当爆轰波从高声阻抗区域进入低声阻抗区域时,爆轰波仍然透射为激波,反射波变为稀疏波。管内外的声阻抗比越小,透射激波的强度越大。

②爆轰管在不同射流声阻抗环境中的排气过程均会在管口处形成马赫盘。在声阻抗较大的射流区域中,马赫盘会减小到基本消失,滑移线在靠近马赫盘的地方相遇,随着射流阻抗减小,马赫盘减小程度

变轻, 滑移线在距离马赫盘较远的地方相遇。此外由于氦气射流声阻抗极小, 马赫盘和斜激波在形成初期便由于折转角过大而短暂的在交点处形成新的激波。

③由于射流区域和周围介质的声阻抗不同, 导致前导激波在传播过程中发生不同程度的变形, 声阻抗越小的区域波速越快。前导激波在不同射流区域中传播到距离管口相同距离时的峰值压力最大值均在 30° 以内。

参考文献

- [1] ROSATO D A, THORNTON M, SOSA J, et al. Stabilized detonation for hypersonic propulsion [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2021, 118(20): 1-7.
- [2] LI J M, TEO C J, KHOO B C, et al. Detonation control for propulsion; Pulse detonation and rotating detonation engines [M]. Cham: Springer International Publishing, 2018.
- [3] 翁春生, 王杰, 白桥栋, 等. 脉冲爆轰发动机进气压力对爆轰影响的实验研究 [J]. 弹道学报, 2008, 20(3): 1-4.
WENG Chunsheng, WANG Jie, BAI Qiaodong, et al. Experimental study on effect of inlet pressure on detonation in pulse detonation engine [J]. Journal of Ballistics, 2008, 20(3): 1-4. (in Chinese)
- [4] 王兵, 谢峻峰, 闻浩诚, 等. 爆震发动机研究进展 [J]. 推进技术, 2021, 42(4): 721-737.
WANG Bing, XIE Qiaofeng, WEN Haocheng, et al. Research progress of detonation engines [J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(4): 721-737. (in Chinese)
- [5] BUYAKOFU V, MATSUOKA K, MATSUYAMA K, et al. Development of an S-shaped pulse detonation engine for a sounding rocket [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2022, 59(3): 850-860.
- [6] MATSUOKA K, TAKI H, KAWASAKI A, et al. Semi-valveless pulse detonation cycle at a kilohertz-scale operating frequency [J]. Combustion and Flame, 2019, 205: 434-440.
- [7] FROLOV S M, SMETANYUK V A, GUSEV P A, et al. How to utilize the kinetic energy of pulsed detonation products [J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 147: 728-734.
- [8] ANAND V, GLASER A, GUTMARK E. Acoustic characterization of pulse detonation combustors [J]. AIAA Journal, 2018, 56(7): 2806-2815.
- [9] 黄孝龙, 翁春生, 李宁, 等. 双爆轰管脉冲爆轰发动机近场噪声特性的试验研究 [J]. 推进技术, 2017, 38(5): 1194-1200.
HUANG Xiaolong, WENG Chunsheng, LI Ning, et al. Experimental study on acoustic behavior of dual-tube pulse detonation engine in near field [J]. Journal of Propulsion Technology, 2017, 38(5): 1194-1200. (in Chinese)
- [10] LIEBERMAN D H, SHEPHERD J E. Detonation interaction with an interface [J]. Physics of Fluids, 2007, 19(9): 096101.
- [11] PEACE J T, LU F K. Detonation-to-shock wave transmission at a contact discontinuity [J]. Shock Waves, 2018, 28(5): 981-992.
- [12] TANG-YUK K C, MI X C, LEE J H S, et al. Transmission of a detonation across a density interface [J]. Shock Waves, 2018, 28: 967-979.
- [13] 侯子伟, 翁春生, 贾芳, 等. 水下爆轰燃气泡形态与激波传播过程研究 [J]. 推进技术, 2021, 42(4): 755-764.
HOU Ziwei, WENG Chunsheng, JIA Fang, et al. Gas bubble shape and shock wave propagation process of underwater detonation [J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(4): 755-764. (in Chinese)
- [14] 黄孝龙, 李宁, 康杨, 等. 气-液两相多循环爆轰声场特性 [J]. 兵工学报, 2022, 43(10): 2621-2630.
HUANG Xiaolong, LI Ning, KANG Yang, et al. Acoustic characteristics of gas-liquid multi-cycle pulsed detonation tube [J]. Acta Armamentarii, 2022, 43(10): 2621-2630. (in Chinese)
- [15] 董刚, 于陆军, 范宝春. 爆炸管道出口外流场的数值模拟 [J]. 爆破器材, 2007, 36(6): 1-5.
DONG Gang, YU Lujun, FAN Baochun. Numerical simulation of the external flow field at the outlet of an explosive pipeline [J]. Explosive Materials, 2007, 36(6): 1-5. (in Chinese)
- [16] 于陆军, 范宝春, 归明月, 等. 出口爆轰的外流场研究 [J]. 力学学报, 2009, 41(1): 28-34.
YU Lujun, FAN Baochun, GUI Mingyue, et al. Investigations on external flow field of an exited detonation [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2009, 41(1): 28-34. (in Chinese)
- [17] 喻江, 王春, 姜宗林, 等. 脉冲爆轰发动机外流场研究 [C]//第十六届全国激波与激波管学术会议论文集. 洛阳: 中国力学学会, 2014.
YU Jiang, WANG Chun, JIANG Zonglin, et al. Research on the external flow field of pulse detonation engine [C]//Proceedings of the 16th National Conference on Shock Waves and Shock Tubes. Luoyang: Chinese Society of Mechanics, 2014. (in Chinese)
- [18] KANG Yang, LI Ning, WENG Chunsheng, et al. Acoustic characteristics of pulse detonation engine with ellipsoidal reflector [J]. Chinese Physics B, 2018, 27(10): 104703.
- [19] 康杨, 李宁, 黄孝龙, 等. 曲面反射装置对脉冲爆轰发动机外流场影响的数值模拟 [J]. 兵工学报, 2023, 44(7): 1966-1977.
KANG Yang, LI Ning, HUANG Xiaolong, et al. Numerical simulation of the effect of curved surface reflectors on the external flow field of pulse detonation engine [J]. Acta Armamentarii, 2023, 44(7): 1966-1977. (in Chinese)
- [20] PEACE J T, LU F K. Numerical study of pulse detonation engine nozzle and exhaust flow phenomena: AIAA 2015-4189 [R]. 2015.
- [21] MA F, CHOI J Y, YANG V. Thrust chamber dynamics and propulsive performance of multitube pulse detonation engines [J]. Journal of Propulsion and Power, 2005, 21(4): 681-691.
- [22] HAGDOOST M R, EDGINGTON-MITCHELL D, PASCHEREIT C O, et al. High-speed schlieren and particle image velocimetry of the exhaust flow of a pulse detonation combustor [J]. AIAA Journal, 2020, 58(8): 3527-3543.
- [23] 陈昊, 白桥栋, 翁春生. 旋转爆轰燃烧室内煤油裂解气冷流掺混特性研究 [J]. 弹道学报, 2023, 35(2): 9-19.
CHEN Hao, BAI Qiaodong, WENG Chunsheng. Research on cold flow mixing characteristics of kerosene pyrolysis gas in rotating detonation combustor [J]. Journal of Ballistics, 2023, 35(2): 9-19. (in Chinese)
- [24] WANG Y. Rotating detonation in a combustor of trapezoidal cross section for the hydrogen-air mixture [J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2016, 41(12): 5605-5616.