

推力室状态对其声学振型及其 阻尼特性的影响

覃建秀¹, 张会强²

- (1. 中国航天科技集团有限公司 中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074;
2. 清华大学 航天航空学院, 北京 100084)

摘 要: 为确定工程中冷态条件下获得的推力室声学特性能否表征真实条件下的声学特性,研究了冷态无流动、热态气相流动和湍流两相燃烧三种状态下推力室声学振型及其阻尼特性。在推力室稳态流场中的有限区域施加数值定容弹,激发其具有多模态声学振型的大幅值压力振荡,采用衰减时间和半带宽来定量评价所激发的不同声学振型压力振荡衰减快慢,进而获得其阻尼特性。在相同过载比的数值定容弹激励下,在冷态条件下能激发包含更多声学振型压力振荡,且该振荡衰减时间更长,相同振型压力振荡衰减比热态条件下慢。在冷态条件下,一阶切向振型振幅最大,为最容易被激发声学振型;一阶纵向振型半带宽最小,为最难衰减的振型。在热态条件下,一阶纵向振型为最容易激发声学振型,也为最难衰减声学振型。从所激发的主要振型及其相对衰减的快慢来看,冷态条件下获得的声学特性能够表征真实条件下的推力室的声学特征。

关 键 词: 推力室; 数值定容弹; 压力振荡; 声学振型; 阻尼特性

中图分类号: V434

文献标志码: A

Effects of thrust chamber conditions on its acoustic modes and their damping characteristics

QIN Jianxiu¹, ZHANG Huiqiang²

- (1. China Academy of Aerospace Aerodynamics,
China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100074, China;
2. School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: In order to determine whether acoustic characteristics obtained in cold case in engineering can represent those in actual cases, acoustic modes and their damping characteristics of thrust chamber were investigated under three conditions: cold case without flow, hot case with flow and turbulent two-phase reactive case. High-amplitude pressure oscillations featured with multi-mode acoustic characteristics were excited by imposing numerical constant-volume bomb into a limited region at the steady flow in a thrust chamber. The damping rate of pressure oscillation of each acoustic mode was evaluated by decay time and half-power bandwidth, thereby damping capacity of each acoustic mode was obtained. Results showed more acoustic modes were excited in cold case than those in two hot cases. The decay times in cold case were longer than those in two hot cases. Moreover, pressure oscillation of each mode in cold case decayed slower than that of the corresponding mode in two hot

收稿日期: 2019-12-29

作者简介: 覃建秀(1988—),女,工程师,博士,主要从事燃烧不稳定性方面研究。

通信作者: 张会强(1966—),男,教授、博士生导师,博士,主要从事燃烧不稳定性方面研究。E-mail: zhanghq@tsinghua.edu.cn

引用格式: 覃建秀,张会强. 推力室状态对其声学振型及其阻尼特性的影响[J]. 航空动力学报, 2020, 35(11): 2449-2455. QIN Jianxiu, ZHANG Huiqiang. Effects of thrust chamber conditions on its acoustic modes and their damping characteristics[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(11): 2449-2455.

cases. For the cold case, the amplitude of the first tangential mode was the greatest for the most inspirable acoustic mode. The half-power bandwidth of the first longitudinal mode was the smallest for the most difficult mode to be attenuated. For the two hot cases, the first longitudinal mode was the most inspirable acoustic mode with greatest amplitude and the most difficult mode to be attenuated with smallest half-power bandwidth. Judging from main acoustic modes excited by numerical constant-volume bomb as well as relative damping characteristics, investigation on acoustic performance of thrust chamber in the cold case was reasonable to reveal the acoustic performance under the real condition.

Key words: thrust chamber; numerical constant-volume bomb; pressure oscillation; acoustic mode; damping characteristic

高频燃烧不稳定性一直困扰和制约着液体火箭发动机的研制。高频燃烧不稳定性会导致推力室喷注面板烧毁或者烧蚀,降低推力室可靠性,甚至致使发动机失效。当燃烧放热提供给热声耦合振荡的能量大于由于气体黏性和壁面等因素所损耗的能量时,高频燃烧不稳定性就会发生^[1-3]。因此,对推力室的声学振型及其阻尼特性的研究很重要。

对推力室的声学振型及其阻尼特性的研究主要分为理论、实验和数值计算研究。通过小扰动假设将描述燃烧室物理过程的方程简化为线性声学方程,求解声学方程可以获得燃烧室的声学振型和压力振荡的衰减率,但所得的声学振型一般为低阶振型^[4-6]。以扬声器或者脉冲枪作为声学激励源进行冷态声学实验,记录燃烧室的声学压力信号,通过快速傅里叶分析(FFT)获得燃烧室的声学振型,采用阻尼因子、声吸收系数等参数评价带声腔、隔板等阻尼装置燃烧室的声学振型及其阻尼特性^[2,7-10]。通过有限元方法(FEM)求解复杂结构的声学方程,可以获得带声腔、隔板等阻尼装置燃烧室的声学振型^[11-13]。

这些研究中推力室处于冷态无流动状态,采用小扰动激励,没有考虑燃烧室的湍流燃烧等过程,燃烧室的流动和燃烧放热只能以源项形式加入到求解的方程中,而这些源项的表达式必须经过大量实验获得。对于燃烧室湍流燃烧的模拟主要集中于燃烧室中不稳定放热的模拟,发现当高频燃烧不稳定性发生时,不稳定燃烧放热与压力振荡耦合^[14-15]。对非线性范围的真实状态(湍流两相燃烧状态)下无阻尼装置推力室的声学振型及其阻尼特性的研究很少,而不同的推力室状态,如湍流两相燃烧、热态气相流动和冷态无流动等状态下的推力室的声学振型及其阻尼特性是否相同,最容易激发的声学振型和最难衰减的声学振

型是否随推力室状态变化而改变等问题至今没有研究清楚。另外,工程中通常是在大气环境条件下通过扬声器或定容弹激励,进而基于观察到的压力振型及其衰减来确定推力室的声学特性。其确定的推力室声学特性与真实条件下是否一致,是有待研究的问题。

为此,本文采用数值定容弹激励的方法,分别激发了冷态无流动、热态气相流动和湍流两相燃烧三种推力室状态下推力室中的压力振荡,进一步对压力振荡的声学振型及其衰减特性进行分析,得到了这三种推力室状态下的推力室的声学振型及其阻尼特性异同点。

1 数学物理模型

1.1 基本方程

本文模拟的推力室是小推力姿轨控发动机推力室,其构型如图1所示,直径 $D=35.25\text{ mm}$,喉部直径 $D^*=10.2\text{ mm}$,出口直径 $D_e=48.2\text{ mm}$,圆柱段长度 $L_{ch}=57.1\text{ mm}$,收敛段长度 $L_{cv}=25.63\text{ mm}$,总长度 $L_t=139.3\text{ mm}$ 。

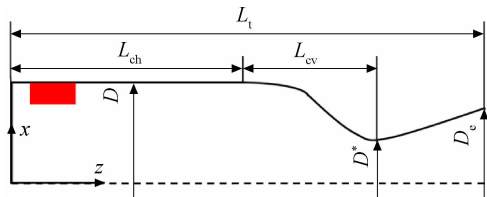


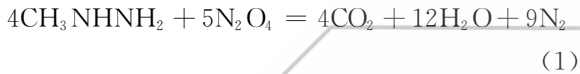
图1 推力室结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of thrust chamber

分析和对比三种推力室状态:冷态无流动(这是工程中最常见的评价和研究推力室声学振型及其阻尼特性时所采用的状态)、热态气相流动(无液雾相和燃烧反应,但燃烧室环境更接近真实燃烧室状态)和湍流两相燃烧(推力室真实状态)。

冷态无流动状态记为 case 1, 推力室中充满静止的空气, 稳态室压为 0.1 MPa, 室温为 298 K, 声速约为 340 m/s。热态气相流动状态记为 case 2, 推力室头部设为速度入口边界条件, 与湍流两相燃烧工况相同的燃烧产物以一定速度和组分浓度从推力室头部流入推力室, 使燃烧室达到室压为 1.15 MPa、温度为 3100 K 的稳定状态。而湍流两相燃烧状态记为 case 3, 推进剂为一甲基肼 (MMH) 和四氧化二氮 (NTO), 从喷注面板半径位置 $r=8\text{ mm}$ 处均布的八对互击式喷嘴喷入, 液滴初始温度都为 300 K, 推进剂总流量为 60 g/s, 氧化剂和燃料的质量比为 1.65, 其燃烧室压力为 1.15 MPa, 温度为 3100 K。

气相流动采用 Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) 方法进行模拟, 湍流模型采用经可压缩修正的 $k-\epsilon$ 模型。湍流两相燃烧状态中, 推进剂 MMH 和 NTO 从推力室头部以液雾形式进入推力室, 给定雾化角、喷射速度和雾化平均直径等参数, 采用 Langrange 轨道模型来跟踪液滴颗粒, 通过质量、动量和能量源项来实现两相相互作用^[16]。湍流燃烧模型采用 Arrhenius-EBU (eddy breakup) 模型。MMH 和 NTO 的一步总包化学反应表达式如下:



推力室喷注面板和侧壁面采用绝热和壁面函数^[17]的壁面边界条件, 推力室出口采用连续出口边界条件, 给定背压, 速度给定为内点的速度。采用 arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE)^[18]方法求解方程, 先求解蒸发、燃烧和两相相互作用等源项, 然后采用类似于 semi-implicit method for pressure linked equations (SIMPLE)^[19]算法对压力速度耦合场进行求解, 最后通过欧拉方法求解对流项。

1.2 数值定容弹模型

类比于实验中的定容弹, 待推力室流动达到稳定状态, 在某一起始时间 t_0 , 在推力室施加区域 Ω 加载同组分的压力为 γp_0 , 密度为 $\beta \rho_0$, 温度为 αT_0 的气体, 其与推力室气体在施加区域瞬时混合, 并维持一段时间, 从而形成压力脉冲。基于加载前后加载区域气体均满足状态方程以及定容条件下加载过程质量和能量守恒, 可以获得施加区域 Ω 混合后的气体的状态参数具体表达式如下^[20-21]:

$$p(x, y, z, t) = p_0(x, y, z, t) + \gamma p_0(x, y, z, t)$$

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_0(x, y, z, t) + \beta \rho_0(x, y, z, t)$$

$$T(x, y, z, t) = \frac{1 + \alpha \beta}{1 + \beta} T_0(x, y, z, t)$$

$$\gamma = \alpha \beta$$

$$x, y, z \in \Omega; t_0 \leq t \leq t_0 + \Delta t \quad (2)$$

式中 $p_0(x, y, z, t)$, $T_0(x, y, z, t)$, $\rho_0(x, y, z, t)$ 为推力室施加区域 Ω 施加数值定容弹之前的压力、温度和密度。 γ, β, α 为模型系数, Δt 为压力脉冲施加时长。一般为使加载前后温度保持一致, 使 $\beta = \gamma$, 从而 $\alpha = 1$, γ 为模型的过压系数。在文献 [20-21] 中已验证本文的数值方法可以准确预报推力室的声学振型及其阻尼特性, 在此不再给出。

2 结果与讨论

对于热态气相流动工况和湍流两相燃烧工况, 先模拟推力室内的流动或两相燃烧过程, 获得推力室稳定状态后, 在靠近推力室侧壁面并距离燃烧室喷注面板 3 mm 处加载 $\gamma=15$ 的数值定容弹, 施加区域如图 1 红色区域所示, 是半径为 3.6 mm, 长度为 3 mm 的圆柱形区域, 施加时间为 1 μs 。而对于冷态无流动工况, 直接在推力室相同区域施加相同的数值定容弹。停止加载数值定容弹后, 在施加区域的对面位置距离喷注面板 4 mm 位置的观测点记录推力室的压力振荡。

2.1 推力室声学特性分析

三个工况下, 观察点的压力振荡及其频谱分析如图 2~图 4 所示, 图中 p' 代表观测点的脉动压力, 为瞬时压力与平均压力的差值; p 为平均室压; A 为频谱分析所得的振幅; T_d 为衰减时间。可以看到, 所有工况的燃烧室中都出现了大幅值多特征频率的压力振荡, 且在一定时间内衰减到幅值小于 10% 稳态室压。热态气相流动工况和湍流两相燃烧工况中的压力振荡波形相对于冷态无流动工况较为密集, 且衰减得更快。在冷态无流动工况中, 压力振荡幅值衰减到小于 10% 稳态室压之后, 燃烧室中仍然存在低幅值有规律的压力振荡; 而热态气相流动工况中, 在衰减了 0.59 ms 后, 幅值小于 10% 稳态室压, 4 ms 之后燃烧室的压力几乎为定值, 不存在振荡; 而湍流两相燃烧工况中, 在 1.02 ms 后, 幅值小于 10% 稳态室压, 之后出现了一个稳定的幅值小于 2% 室压的压力振荡, 这表明在湍流两相燃烧工况中, 压力振荡与两相湍流燃烧过程存在一定程度的耦合。

冷态无流动工况中的压力振荡幅值 (p'/p) 最大, 而热态气相流动工况实现的压力振荡最弱,

衰减最快,这是由于声速增大,压力波传播速度增加引起的。湍流两相燃烧工况中,不断有燃烧放热的热源,所实现的压力振荡幅值相比于热态气相流动工况中的大,衰减也较慢。

基于频谱分析结果,并与推力室理论振型的特征频率值进行对比,辨识 FFT 分析所得突频,并将所辨识的结果标注在频谱图中^[2,20]。在振型辨识中,冷态无流动工况、热态气相流动工况和热态两相燃烧工况的声速分别取为 340、1167 m/s 和 1000 m/s。由于湍流两相燃烧工况中燃烧室温度和组分分布不均匀,平均声速比热态气相流动工况中小。

冷态无流动工况中都激发了一阶纵向(1L)、二阶纵向(2L)、一阶切向(1T)、一切一纵(1T1L)和二阶切向(2T)振型,热态气相流动中激发了 1L、1T、1T1L 和 2T 振型,而湍流两相燃烧工况中激发了 1L、1T 和 1T1L 振型。这三类状态下,推力室中都激发 1L、1T 和 1T1L 振型。在冷态无流动工况中,1T 振型的幅值最大,为最容易激发振型;而在热态气相流动和湍流两相燃烧工况中,1L 振型的幅值最大,为最容易激发振型。

可见,冷态无流动工况激发的声学振型明显多于热态工况(热态气相流动和湍流两相燃烧工况),并且冷态无流动工况中的无量纲压力振荡幅值大于热态工况的压力振荡幅值。热态工况的压力振荡衰减快于冷态无流动工况。热态工况中,1L 振型为最容易激发振型,而冷态无流动工况中,1T 振型为最容易激发振型。

2.2 推力室阻尼特性分析

为了定量评价燃烧室中压力振荡衰减,借鉴室内声学混响时间的概念定义了衰减时间 T_d 。混响时间为室内声音达到稳定状态,声源停止发声后,声能密度衰减 60 dB 所用时间^[22]。与此相似,定义衰减时间 T_d 为停止施加数值定容弹后,

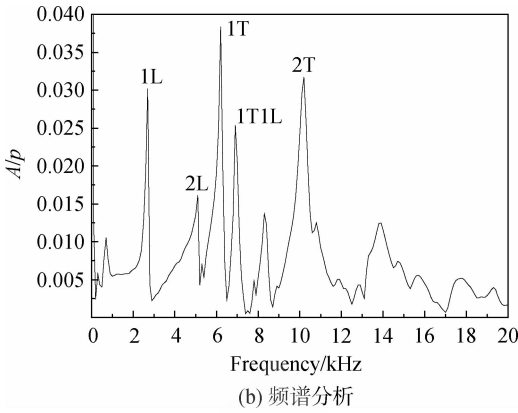
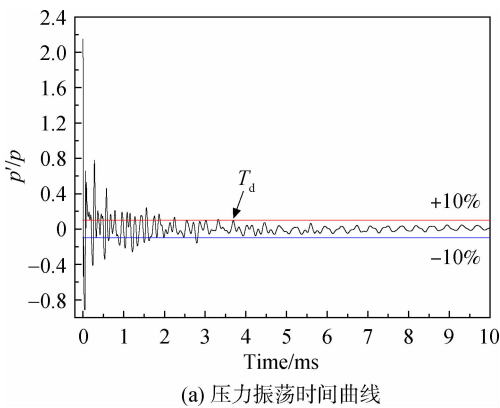


图 2 Case 1 中压力振荡及其频谱分析
Fig. 2 Pressure oscillations and their frequency spectrum analysis in case 1

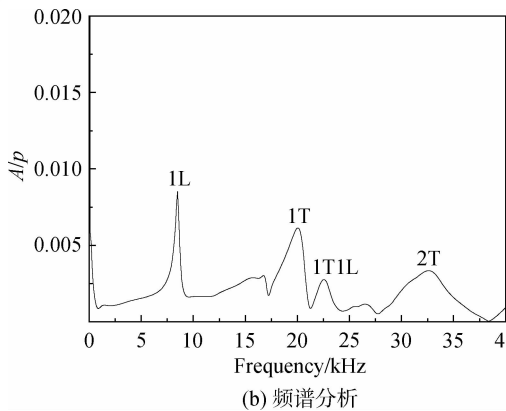
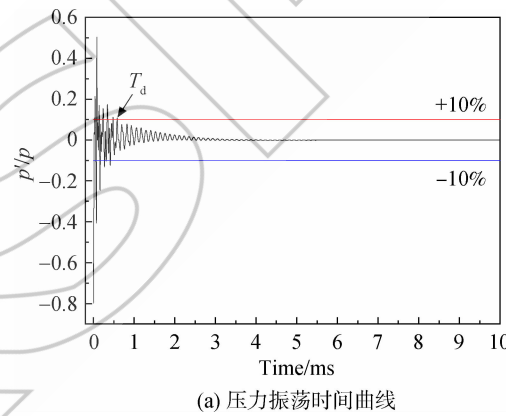
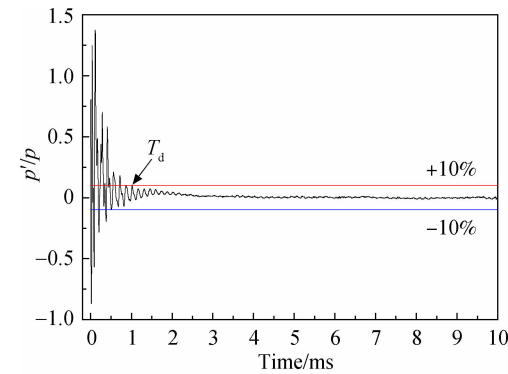
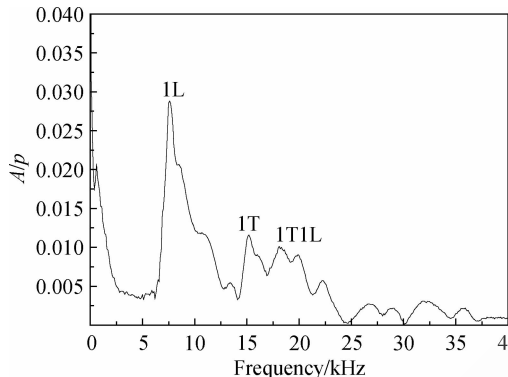


图 3 Case 2 中压力振荡及其频谱分析
Fig. 3 Pressure oscillations and their frequency spectrum analysis in case 2

燃烧室中的压力振荡幅值衰减到小于 10% 稳态平均室压所需要的时间。在图 2(a)~图 4(a)中进行了 T_d 标注,冷态无流动工况的衰减时间为 3.33 ms,而热态气相流动工况和湍流两相燃烧工况的衰减时间分别为 0.59 ms 和 1.02 ms,可见热态工况中的压力振荡衰减明显快于冷态无流动工



(a) 压力振荡时间曲线



(b) 频谱分析

图 4 Case 3 中压力振荡及其频谱分析

Fig. 4 Pressure oscillations and their frequency spectrum analysis in case 3

况,其中热态气相流动工况衰减最快。

推力室中的压力振荡可以采用式(3)表达^[7]

$$p = \sum A_{n, \max} e^{-\epsilon_n t} \sin(2\pi f_n t + \varphi_n) \quad (3)$$

式中 $A_{n, \max}$ 为各个振型的振幅, ϵ_n 为相应的衰减率, f_n 为特性频率值, φ_n 为初始相位, n 分别为振型的阶数。为了评价每个振型的压力振荡衰减快慢,采用了带宽法来获得阻尼因子。阻尼因子的表达式如下^[2,8]:

$$\eta_n = \frac{f_{n,2} - f_{n,1}}{f_{n, \text{peak}}} \quad (4)$$

式中 $f_{n, \text{peak}}$ 为共振频率, $f_{n,2}$ 和 $f_{n,1}$ 分别为振幅为共振频率所对应幅值的 $1/\sqrt{2}$ 时的频率值,其中 $f_{n,2} > f_{n,1}$ 。

衰减率 ϵ_n 与阻尼因子 η_n 存在如下关系^[23]:

$$\begin{aligned} \epsilon_n &= \pi \eta_n f_{n, \text{peak}} = \pi \Delta f_n \\ \Delta f_n &= f_{n,2} - f_{n,1} \end{aligned} \quad (5)$$

可见,半带宽 Δf_n 越大,衰减率 ϵ_n 越大,压力振荡衰减越快。阻尼因子用于评价同频率的压力振荡衰减快慢,而半带宽可用于不同频率之间的压力振荡衰减快慢。本文采用半带宽来评价每个振型的压力振荡的衰减快慢,从而评价了推力室

的每个振型的阻尼特性。

表 1~表 3 分别给出了三个状态下的推力室的声学振型及其阻尼特性。在冷态无流动工况中,1T 振型压力振荡振幅最大,为最容易激发声学振型。1L 振型的半带宽最小,为最难衰减声学振型。在图 2(a)中,6 ms 之后压力周期性振荡,周期约为 0.4 ms,与 1L 振型周期相近,表明 1L 振型压力振荡衰减最慢。2L 振型的半带宽比 1L 振型的半带宽大,2T 振型的半带宽比 1T 振型的半带宽大,高阶振型的压力振荡比低阶振型的压力振荡衰减快。在热态气相流动工况中,1L 振型的幅值最大,半带宽最小,为最容易激发振型和最难衰减振型。在图 3(a)中,1 ms 之后只剩下一个单频的压力振荡,1 ms 之内出现了约八个压力波峰,可以判断为 1L 振型压力振荡,这验证了 1L 振型为最容易激发振型和最难衰减振型。在湍流两相燃烧工况中,1L 振型的幅值最大,半带宽最小,为最容易激发振型和最难衰减振型。在图 4(a)中,1~2 ms 之间,压力振荡为单一频率的,周期约为 0.14 ms,频率对应 FFT 分析中 1L 振型,频率值为 7599 Hz,此时 1T 和 1T1L 振型的压力振荡已经衰减。

对比这三类工况,热态工况中出现的声学振型比冷态无流动工况中少,并且所出现的声学振型的半带宽都比冷态无流动工况中相应的声学振型大,其中 1T 振型的半带宽增加的幅度大于 1L 振型的半带宽增加的幅度。这与文献[24]的结论相一致,表明本文计算结果的合理性。热态工况的衰减时间比冷态无流动工况的小,其中热态气相流动工况的衰减时间最小。热态工况中 1L 为最容易激发振型,振幅最大,并且是最难衰减声学振型,其半带宽最小。在冷态无流动工况中,1T 振型为最容易激发声学振型,其振幅最大,1L 振型为最难衰减声学振型,其半带宽最小。由此推测在热态工况中近圆周定容激励形成球面传播的压力波,与侧壁面发生入射和反射,从而将球面波转变为沿圆周传播的定向波过程中,压力波可能衰减太快,导致形成的切向振型较弱,其振幅较小,并且推力室为细长型结构,易于形成纵向振型^[20],从而热态工况中形成的声学振型表现为:1T 振型幅值小于 1L 振型幅值,1T 振型半带宽大于 1L 振型半带宽。

在推力室中施加数值定容弹,形成压力梯度,产生压力波,压力波在推力室气体中传播,推力室气体在压力波通过时,产生膨胀和压缩的交替变

化,膨胀区温度降低,压缩区温度升高,相邻的膨胀区和压缩区之间形成温度梯度,引起热传导,此过程为不可逆,从而使一部分声能转化为热能而损耗。压力梯度会驱动出速度场,声学振荡能量包括势能和动能两个部分,气体因黏性而产生内摩擦使速度振荡(声学振荡能量中的动能)衰减,从而导致声学振荡能量的损耗。推力室壁面的速度边界层和热边界层也会损耗一部分声能,与黏度和导热系数的平方根成正比。热态工况中燃烧室的室温较高,气体黏度和导热系数更大,相同声学振型频率较大,单位时间内压力波碰撞次数增大,声学振荡能量沿程损失增大,所以相同声学振型的半带宽比冷态无流动中的大,其压力振荡衰

减更快。此外,湍流两相燃烧中的推进剂液滴会导致压力波的散射衰减,液滴的尺寸远小于波长,散射衰减率与声学频率四次方成正比。压力波在传播过程中,会作用于液滴,使其对燃烧室气体做相对运动而产生摩擦损耗。但燃烧放热可能会与声学过程进行耦合,增强压力振荡。因此,本文所预测压力振荡的衰减过程及其评价方法也是合理的。

在近圆周壁面的数值定容弹激励下,冷态无流动、热态气相流动和湍流两相燃烧工况中都激发了多频的压力振荡,主要振型有 1L、1T 和 1T1L 振型。冷态无流动工况中无量纲压力振荡幅值最大,热态气相流动工况的最小。冷态无流动工况中压力振荡衰减慢于热态工况,相应的声学振型的半带宽小于热态工况。可见,从所激发的主要振型及其相对衰减快慢来看,冷态条件下获得声学特性能够表征真实条件下推力室的声学特征。

由于本文模拟的推力室是典型的姿轨控发动机推力室,主要有两个特征:①尺寸小,声学特征频率高,特别是在热态条件下;②细长构型,有利于 1L 声学振型激发,同时它的频率最小,不利于衰减。这些因素导致其他振型频率与 1L 振型频率的差值在冷热态的时候有很大差异,在冷态时 1T 和 1L 声学振型频率差为 3 500 Hz,气相热态时为 11 599 Hz,两相燃烧时为 7 600 Hz。相对 1L 振型,这导致其他振型衰减率显著增加,从而使得这些主要振型的相对强弱在冷热态时是存在差异,即最容易激发的振型有差别。

3 结 论

本文讨论了推力室冷态无流动状态、热态气相流动和湍流两相燃烧状态下其声学振型及其阻尼特性。通过在燃烧室稳态流场中施加数值定容弹来激发燃烧室的压力振荡,获得了大幅值非线性压力振荡,其在停止激励之后能够在一定时间内衰减到幅值小于 10% 稳态平均室压。基于所激发的压力振荡获得了推力室的声学振型及其阻尼特性,得到以下结论。

1) 冷态无流动状态中被激发的声学振型比热态工况中的多,其中 1T 振型的压力振荡最剧烈,振幅最大,为最容易激发声学振型;1L 振型的压力振荡衰减最慢,为最难衰减声学振型;高阶振型压力振荡衰减比低阶振型快。

表 1 Case 1 中推力室的声学振型及其阻尼特性
($T_d=3.33\text{ ms}$)
Table 1 Acoustic modes and their damping characteristics of thrust chamber in case 1 ($T_d=3.33\text{ ms}$)

参数	数值及说明				
振型	1L	2L	1T	1T1L	2T
频率/Hz	2 700	5 100	6 200	6 900	10 099
A/Pa	2 927.3	1 562.7	3 721.0	2 461.2	2 870.6
$\Delta f_n/\text{Hz}$	106	295	148	190	455

表 2 Case 2 中推力室的声学振型及其阻尼特性
($T_d=0.59\text{ ms}$)
Table 2 Acoustic modes and their damping characteristics of thrust chamber in case 2 ($T_d=0.59\text{ ms}$)

参数	数值及说明			
振型	1L	1T	1T1L	2T
频率/Hz	8 500	20 099	22 598.9	32 598
A/Pa	10 598.1	7 619.5	3 435.5	4 157.5
$\Delta f_n/\text{Hz}$	450	1 687	1 237	3 598

表 3 Case 3 中推力室的声学振型及其阻尼特性
($T_d=1.02\text{ ms}$)
Table 3 Acoustic modes and their damping characteristics of thrust chamber in case 3 ($T_d=1.02\text{ ms}$)

参数	数值及说明		
振型	1L	1T	1T1L
频率/Hz	7 599	15 199	18 099
A/Pa	32 235.6	12 971.2	11 312.5
$\Delta f_n/\text{Hz}$	788	1 350	2 527

- 2) 热态工况中,1L 振型为最容易激发振型和最难衰减的振型。
- 3) 热态工况中压力振荡衰减快于冷态无流动工况,并且相应声学振型的半带宽大于冷态无流动工况。
- 4) 冷态条件下获得的推力室主要振型及其相对衰减特性均能够合理表征推力室真实工作条件下的声学特性。

参考文献:

[1] HARRJE D T, REARDON F H. Liquid propellant rocket combustion instability[M]. Washington DC: NASA, 1972.

[2] YANG V, ANDERSON W E. Liquid rocket engine combustion instability[M]. Washington DC: AIAA, 1995.

[3] OEFELEIN J C, YANG V. Comprehensive review of liquid-propellant combustion instabilities in F-1 engines[J]. Journal of Propulsion and Power, 1993, 9(5): 657-677.

[4] REARDON F H, CROCCO L, HARRJE D T. Velocity effects in transverse mode liquid propellant rocket combustion instability[J]. AIAA Journal, 1964, 2(9): 1631-1641.

[5] CULICK F E C. Some recent results for nonlinear acoustics in combustion chambers[J]. AIAA Journal, 1994, 32(1): 146-169.

[6] ZINN B T. A theoretical study of nonlinear combustion instability in liquid-propellant engines[J]. AIAA Journal, 1968, 6(10): 1966-1972.

[7] KIM H J, LEE K J, SEO S, et al. Stability rating tests of KSR-Ⅲ baffled chamber using pulse gun[R]. AIAA 2004-3364, 2004.

[8] KIM S K, KIM H J, SEOL W S, et al. Acoustic stability analysis of liquid propellant rocket combustion chambers [R]. AIAA 2004-4142, 2004.

[9] PARK J H, SOHN C H. On optimal design of half-wave resonators for acoustic damping in an enclosure[J]. Journal of Sound and Vibration, 2009, 319(3/4/5): 807-821.

[10] KIM H J, CHA J P, SONG J K, et al. Geometric and number effect on damping capacity of Helmholtz resonators in a modal chamber[J]. Journal of Sound and Vibration, 2010, 329(16): 3266-3279.

[11] KIM S K, CHOI H S, KIM H J, et al. Finite element analysis for acoustic characteristics of combustion stabilization devices[J]. Aerospace Science and Technology, 2015, 42: 229-240.

[12] SEARBY G, AURELIE N, HABIBALLAH M, et al. Prediction of the efficiency of acoustic damping cavities[J]. Journal of Propulsion and Power, 2008, 24(3): 516-523.

[13] FARSHICHI M, MEHRJOU H, SALEHI M M. Acoustic characteristics of a rocket combustor chamber; radial baffle effects[J]. Applied Acoustics, 2009, 70(8): 1051-1060.

[14] HARVAZINSKI M E, ANDERSON W E, MERKLE C L. Analysis of self-excited combustion instabilities using two- and three-dimensional simulations[J]. Journal of Propulsion and Power, 2013, 29(2): 396-410.

[15] SHINGO M, JUNJI S, YASUIRO M. LES of high frequency combustion instability in a rocket combustor[R]. AIAA 2013-0564, 2013.

[16] ZHANG Huiqiang, GA Yongjing, WANG Bing, et al. Analysis of combustion instability via constant volume combustion in a LOX/RP-1 bipropellant liquid rocket engine [J]. Sciences China (Technological Science), 2012, 55(4): 1066-1077.

[17] WANG T S, CHEN Y S. Unified Navier-Stokes flowfield and performance analysis of liquid rocket engines[J]. Journal of Power and Propulsion, 1993, 9(5): 678-685.

[18] HIRT C W, AMSDEN A A, COOK J L. An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds[J]. Journal of Computational Physics, 1974, 14(3): 227-253.

[19] PATANKAR S V. Numerical heat transfer and fluid flow [M]. Washington DC: Hemisphere, 1980.

[20] 覃建秀, 张会强, 王兵. 基于数值定容弹方法的燃烧室声学特性研究[J]. 推进技术, 2018, 39(2): 366-373.

QIN Jianxiu, ZHANG Huiqiang, WANG Bing. Investigation on acoustic characteristic of thruster with numerical constant-volume bomb method[J]. Journal of Propulsion Technology, 2018, 39(2): 366-373. (in Chinese)

[21] QIN Jianxiu, ZHANG Huiqiang, WANG Bing. Numerical evaluation of acoustic characteristics and their damping of a thrust chamber[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2018, 31(3): 470-480.

[22] CREMER L, MULLER H. 室内声学设计原理及其应用 [M]. 王季卿, 译. 上海: 同济出版社, 1995.

[23] BUFFUM F G, DEHORITY G L, SLATES R O, et al. Acoustic attenuation experiments on subscale, cold-flow rocket motors[J]. AIAA Journal, 1967, 5(2): 272-280.

[24] WEBERSTER S, HARDI J, OSCHWALD M. Measurement of acoustic dissipation in an experimental combustor under representative conditions[J]. Journal of Sound and Vibration, 2017, 390: 39-54.

(编辑: 叶青、陈越)