



再生式液体发射药迫击炮点火特性研究

於永硕¹, 刘 宁^{1*}, 喻 栋², 李玮琪¹

(1.南京理工大学 机械工程学院,江苏 南京 210094;2.湖南兵器东升机械制造有限公司,湖南 湘潭 411199)

摘要:针对液体发射药迫击炮点火时期压力振荡现象及产生发展机理,研制再生式液体发射药半密闭爆发器试验系统,基于大涡模拟(LES)建立点火阶段燃烧室燃气流动模型,数值求解燃烧室声腔模态与瞬态流场,计算燃烧室点火阶段声腔各阶模态频率及压力振荡信号。结果表明,点火阶段燃烧室声腔模态振型主要由切向与轴向组成,点火时期压力振荡呈现多频率特性,振荡频率集中在 5~50 kHz 之间。基于 LES 计算的燃烧室压力振荡频率与试验结果一致,低频压力振荡与部分低阶声腔模态频率相同,主要表现为一阶切向 1T、一阶切向一阶轴向 1T1L 和二阶切向一阶轴向 2T1L;高频压力振荡则与速度扰动频率相似。分析了涡量场与速度扰动频谱,发现高频振荡主要由涡相互作用引起的微小扰动导致。研究结果揭示了液体发射药迫击炮点火时期压力振荡产生机理与发展过程,为压力振荡抑制提供了指导。

关键词:液体发射药迫击炮;压力振荡;大涡模拟;声腔模态

中图分类号:TJ385 **文献标志码:**A **文章编号:**1004-499X(2026)03-0100-11

Study on Regenerative Liquid-propellant Mortar Characteristics During Ignition Process

YU Yongshuo¹, LIU Ning^{1*}, YU Dong², LI Weiqi¹

(1.School of Mechanical Engineering,Nanjing University of Science and Technology,Nanjing 210094,China;

2.Hunan Ordnance Dongsheng Machinery Manufacturing Co.,Xiangtan 411199,China)

Abstract:To further investigate the mechanism of pressure oscillation in liquid propellant mortars, a regenerative liquid propellant semi-closed explosive test system was developed. Based on large eddy simulation(LES), a combustion-chamber gas flow model was established during the ignition stage, and the combustion chamber acoustic cavity mode and transient flow field were numerically solved. The modal frequencies and pressure oscillation signals of each order of the combustion chamber acoustic cavity during the ignition stage were calculated. Results show that the modal of the combustion chamber acoustic cavity during the ignition stage are mainly composed of tangential and axial directions, and the pressure oscillation exhibits multi-frequency characteristics, with oscillation frequencies concentrated between 5~50 kHz. The calculated combustion-chamber pressure oscillation frequency based on LES is consistent with the experimental results. The low-frequency pressure oscillation is the same as the modal frequency of some low-order acoustic chambers, mainly manifesting as the first-tangential mode (1T), first-tangential first-axial model (1T1L), and second-tangential first-axial mode (2T1L). High-frequency pressure oscillations exhibit frequencies similar to those of velocity disturbances. The vorticity field and velocity disturbance spectrum were analyzed. The high-frequency oscillations are mainly caused by small

disturbances caused by vortex interactions. The research results reveal the mechanism and development process of pressure oscillation during the ignition period of liquid propellant mortars, providing guidance for pressure oscillation suppression.

Key words: RLPG; pressure oscillation; LES; acoustic modal

迫击炮作为典型曲射武器在城市作战中具有较大优势,但传统迫击炮存在自动变装药困难、固体发射药膛压对装药量敏感等问题^[1]。再生式液体发射药火炮(regenerative liquid propellant gun, RLPG)结合液体发射药流动性与再生喷射原理,可实现初速与射程的无级调节,同时压力平台特性有助于降低最大膛压、提高初速,并满足制导弹药低过载发射需求,大幅提高迫击炮的自动化水平与精确打击能力。

在针对再生式液体发射药迫击炮技术(regenerative liquid propellant mortar, RLPM)的试验中发现,燃烧室会出现压力振荡现象^[2],研究表明压力振荡与燃烧室声腔特性密切相关。VOSEN等^[3]通过添加弹性内衬抑制压力振荡,并推导了不同声学材料的抑制效果;余永刚等^[4]通过试验研究得出,RLPG中压力波动和机械振动与声腔振荡的耦合是振荡的主要激励;刘宁等^[5]通过数值仿真再现了燃烧室内轴向与径向振型;王亮宽等^[6]强调燃烧室内燃气的某阶特征频率受到激励是压力振荡的一大诱因;陆林^[7]通过建立包含燃烧过程的内弹道多维两相流模型,发现RLPM声学振荡模式以轴向二阶为主;董关^[8]建立了针对内弹道任意时期声学模态的求解方法,并研究结构对声学特性的影响。

目前,针对声腔模态与燃烧不稳定性的研究方法已较为成熟,包括声学有限元计算与大涡模拟等^[9-10]。张泽昊等^[11]采用声学有限元法,研究了增加隔板结构对液体发动机声腔模态的影响;汪广旭等^[12]确定了液体火箭发动机燃烧室压力凸频源于一阶纵向不稳定燃烧;李昊等^[13]对比了不同流场简化模型对声模态计算的影响,结果显示温度场的分布是影响声学特征频率的重要因素,反应释热率仅会影响声压幅值。任永杰等^[14]研究指出,应力混合涡模拟SEBS能够较好地捕捉包括涡脱落、湍流以及压力波的传播等特性。

RLPG再生循环中,点火性能对后续燃烧稳定性存在较大影响^[15]。张相炎等^[16]研究了RLPG点火参数对再生循环的影响,并建立了考虑固体药燃

烧过程的集总参数模型,但忽略了压力建立过程。张玉荣等^[17]则建立了考虑点火燃气喷射的零维RLPG计算模型,指出早期液体可压缩性是压力振荡的主要原因之一。杨博伦^[18]以尾管与燃烧室压力平衡作为内弹道起始点,建立了考虑固体点火药燃烧的零维RLPM模型。孙明亮等^[19]建立了RLPM二维两相流燃烧模型,综合考虑了固体药的燃烧与液体雾化过程,但均以点火药燃气构建的燃烧室平均流场后作为计算起点。

前期研究中已构建RLPM点火模型,综合考虑点火药燃气喷射与膛内压力建立过程,并采用 $k-\varepsilon$ 湍流模型,初步进行了仿真分析^[20],但计算所得流场对称性强,压力振荡幅值偏低。为进一步研究不稳定燃烧现象,本文根据前期研究成果建立燃烧室全尺寸三维计算模型,对比不同湍流模型对点火过程压力振荡的捕捉能力,同时结合声学有限元方法与大涡模拟结果,分析燃烧室点火过程声振特性,揭示压力振荡构成与机理,为进一步提升RLPM内弹道燃烧稳定性提供参考。

1 试验方法与数值计算模型

1.1 试验装置与压力振荡测试

考虑到试验效率与安全性,设计再生喷雾燃烧半密闭爆发器(regenerative liquid propellant semi-bomb, RLPB)如图1所示,用以研究RLPM典型内弹道过程。



图1 RLPB试验装置

Fig. 1 Diagram of RLPB

RLPB贮液室、再生喷射活塞、燃烧室等与RLPM相同,燃烧室出口为泄压堵头,模拟弹由泄压堵头固定,模拟弹带有与传统迫弹相同的尾管和基

本装药管,尾管内固体药被底火点燃后压力迅速上升,达到破膜压力后破孔,燃气喷入燃烧室。当燃烧室压力达到活塞启动压力后,液体药开始喷射,此时燃烧室内已经达到点火条件,液体药经雾化破碎后燃烧,形成再生喷射循环,当燃烧室到达一定压力后泄压堵头的膜片破裂,燃气外泄,燃烧室压力开始下降,从而模拟完整的膛内过程。

相比美国 Sandia 国家试验室设施^[3],RLPB 保留了实际点火过程,并通过点火启动再生喷射循环,能够围绕燃烧室复杂点火过程开展针对性研究。整体试验系统如图 2 所示,压力测量采用高频响石英压力传感器,采样频率 200 kHz,布置在燃烧室侧壁面。

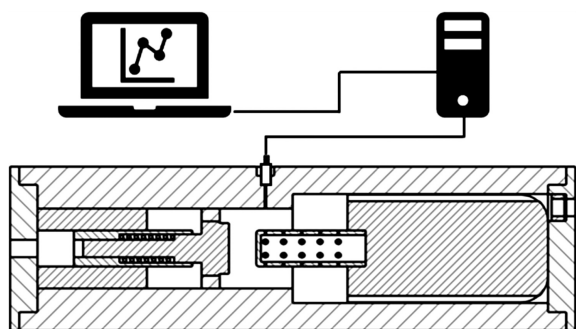


图 2 试验系统

Fig. 2 Test system

点火药置于弹体尾管内,装药结构与制式 60 mm 迫弹相同,液体发射药采用 OTTO-II。试验测得燃烧室压力曲线,如图 3 所示。

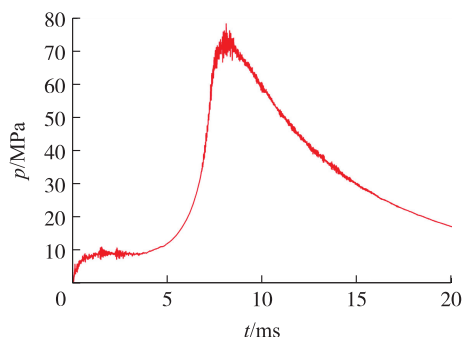


图 3 燃烧室实测压力振荡

Fig. 3 Pressure oscillation of combustion chamber in test

由图 3 可见,燃烧室压力在点火阶段与最大压力点出现了明显压力振荡,证明 RLPB 可以完整实现 RLPM 再生喷雾燃烧过程,并再现压力振荡现象,为了聚焦研究点火阶段压力振荡的特性和诱因,后续研究针对前 1.5 ms 进行重点分析。

1.2 声学模型

理想气体中,声依靠流体质点的微小扰动传播,令压力 $p = p_0 + p'$,密度 $\rho = \rho_0 + \rho'$,速度 $v = v_0 + v'$,熵 $s = s_0 + s'$,下标“0”代表稳态项,上标“'”代表扰动项。

由质量守恒、牛顿第二定律以及声波物态方程,通过线性化处理可得流体中的声波方程:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \mathfrak{S}(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

式中: $\mathfrak{S}(\mathbf{r}, t)$ 为源函数, $\mathbf{r}$ 为坐标向量, c 为声速。考虑等熵过程,其表达式简化为

$$\mathfrak{S}(\mathbf{r}, t) = -\rho_0 \frac{\delta q'}{\delta t} \quad (2)$$

假设波动是由复数个简谐波叠加,引入复声压 $p' = p \cdot e^{j\omega t}$ 与 $q' = q \cdot e^{j\omega t}$,并代入声波方程, ω 为角频率,令波数 $k = \frac{\omega}{c}$,可得到声学 Helmholtz 方程^[21]:

$$\nabla^2 p - k^2 p = -j\rho_0 \omega q \quad (3)$$

通过有限元方法将声场离散,声压通过形函数表达。式(3)在声场 V 中的权重积分函数可写为

$$\int_V \tilde{p} (\nabla^2 p - k^2 p + j\rho_0 \omega q) dV = 0 \quad (4)$$

令 $\tilde{p}$ 为权重函数,将上式做变换,并应用高斯定理可改写为

$$\begin{aligned} \int_V (\nabla \tilde{p} \cdot \nabla p) dV - \omega^2 \int_V \left(\frac{1}{c^2} \tilde{p} p \right) dV = \\ \int_V j\rho_0 \omega \tilde{p} q dV - \int_{\Omega} (j\rho_0 \omega p \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) d\Omega \end{aligned} \quad (5)$$

进一步对上式离散,并改写积分边界 Ω 分别为速度、声阻抗和声压边界:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{p}}_i^T \cdot \mathbf{K} \cdot \mathbf{p}_i - \omega^2 \tilde{\mathbf{p}}_i^T \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{p}_i = \tilde{\mathbf{p}}_i^T \cdot \mathbf{Q}_i - \\ \tilde{\mathbf{p}}_i^T \cdot \mathbf{V}_i - j\omega \tilde{\mathbf{p}}_i^T \cdot \mathbf{C} \cdot \mathbf{p}_i - \tilde{\mathbf{p}}_i^T \cdot \mathbf{P}_i \end{aligned} \quad (6)$$

整理可得系统方程为

$$(\mathbf{K} + j\omega \mathbf{C} - \omega^2 \mathbf{M}) \cdot \mathbf{p}_i = \mathbf{F}_i \quad (7)$$

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{Q}_i + \mathbf{V}_i + \mathbf{P}_i \quad (8)$$

式中: $\mathbf{Q}_i$ 为节点体积源向量, $\mathbf{V}_i$ 为节点速度边界向量, $\mathbf{P}_i$ 为节点声压边界向量。则系统声学模态即为特征值向量,通过声学质量矩阵 $\mathbf{M}$ 、刚度矩阵 $\mathbf{K}$ 和阻尼矩阵 $\mathbf{C}$ 求解,获得模态矩阵和参与因子,即可解出节点处声压,并通过型函数获得任一位置声压。

1.3 湍流模型

文献[7, 19~20]中,湍流模型一般采用时间平均的 RANS 模型,导致在捕捉流场细节时精度不足,这也使得难以较好地模拟压力振荡现象,进而影响

其产生机理分析。

大涡模拟是介于雷诺平均与直接求解之间,对较大尺度的涡团直接求解,而尺度较小的团则通过显式亚格子模型计算。Smagorinsky 最早提出了简单的亚格子尺度模型,但在靠近壁面区域会产生非零的涡黏性,因此在处理复杂结构时需要阻尼函数求解近壁面流;NICOU 等^[22]则在后期提出了 WALE 模型,避免了改进动态 Smagorinsky 模型所导致的高计算成本。

LES 模型中,亚格子应力可写为

$$T_{ij} = \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij} + 2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (9)$$

式中: T 为剪应力, δ 为 Kronecker 函数, ν 为涡黏度, S 为可解区形变张量。

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (10)$$

对于 WALE 模型,涡黏度 ν 表示为

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (11)$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} (\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{g}_{kk}^2 \quad (12)$$

式中: C_w 为系数, Δ 为滤波尺度, g 为速度梯度。

1.4 点火喷射模型

点火阶段尾管内基本装药首先燃烧,当尾管内压力达到破膜压力后膜片破裂,火药燃气喷射进入燃烧室,使用零维模型进行描述基本装药燃烧以及燃气喷射过程。

基本装药燃烧服从几何燃烧定律:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{u_1}{e_1} p_1^n \quad (13)$$

$$\psi = \begin{cases} \chi z (1 + \lambda z + \mu z^2) & z < 1 \\ 1 & z \geq 1 \end{cases} \quad (14)$$

式中: p_1 为尾管内压力; z 为药粒的相对已燃厚度; e_1 为药粒弧厚的一半; u_1 为燃速系数; n 为燃速指数; ψ 为相对已燃百分比; χ, λ, μ 均为形状特征量。尾管内状态方程采用诺贝尔-阿贝尔方程描述:

$$\rho_1 = \frac{\omega \psi}{V_1 - [\omega (1 - \psi) / \rho_z]} \quad (15)$$

$$p_1 \left(\frac{1}{\rho_1} - \alpha \right) = RT_1 \quad (16)$$

式中: ω 为基本装药质量, V_1 为尾管容积, ρ_z 为基本装药密度, ρ_1 为燃气密度, α 为火药气体余容, R 为燃气体常数, T_1 为燃气温度。尾管内高压燃气通

过传火孔喷入燃烧室,启动再生喷射循环,燃气通过传火孔流速为

$$u = \begin{cases} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \sqrt{kRT_1} & \frac{p_2}{p_1} < 0.555 \\ \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} & \frac{p_2}{p_1} \geq 0.555 \end{cases} \quad (17)$$

$$\frac{dm}{dt} = A_0 \rho_1 u \quad (18)$$

式中: k 为比热比, m 为流出尾管燃气质量, p_2 为燃烧室压力, A_0 为火药气体余容。同时,能量守恒方程为

$$\frac{\omega \psi f}{k-1} = \frac{\omega \psi - m}{k-1} RT_1 + Q \quad (19)$$

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{kRT_1}{k-1} A_0 \rho_1 u \quad (20)$$

式中: f 为火药力。燃烧室内流场物理量则通过 CFD 求解器进行计算。

1.5 边界条件与计算域

绘制 RLPB 燃烧室点火阶段计算域,如图 4 所示。通过零维燃烧室状态方程求得声腔域内燃气密度与声速。

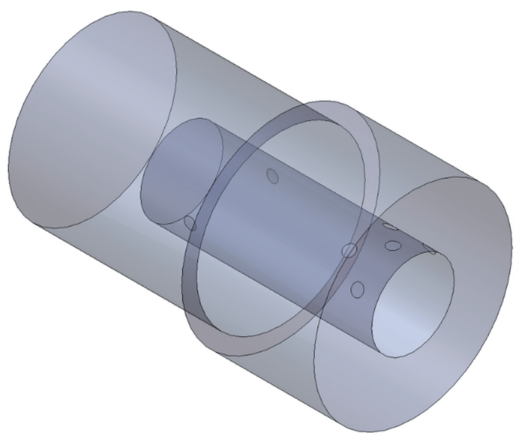


图4 燃烧室计算域

Fig. 4 Computational domain of combustion chamber

三维流场计算域与声腔计算域相同,点火药燃气通过尾管上的破孔喷射进入燃烧室,建立点火环境。为监测燃烧室点火压力,在燃烧室流场壁面环向设置测压点,如图 5 所示,其轴向位置与传感器安装位置一致。

为提高计算收敛性,全域采用结构化网格划分,网格划分后燃烧室如图 6 所示。

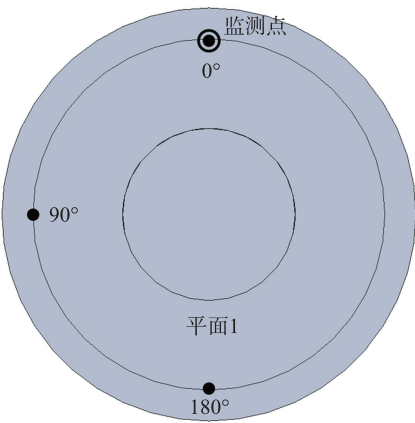


图 5 实际测点与数据监测点分布

Fig. 5 Distribution of measuring points

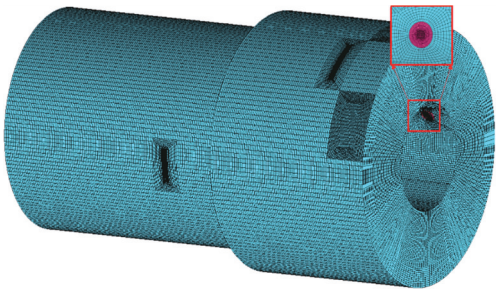


图 6 燃烧室网格

Fig. 6 Mesh of combustion chamber

燃烧室流场采用瞬态计算,对流项采用一阶显式格式,扩散项采用中心差分格式,时间步则用二阶隐式推进。以传火管内达到破孔压力时刻为计算起点,计算时间 1.5 ms,步长取 1×10^{-7} s,以保证计算精度。

2 数值模拟结果

2.1 声模态计算结果

利用声学有限元计算声腔前十六阶模态声压,结果如图 7 所示。图中,T 为切向振型,L 为轴向振型,1L 表示一阶轴向振型。燃烧室声腔各阶频率与振型如表 1 所示。

表 1 燃烧室声腔各阶频率与振型

Table 1 Frequency and mode of combustion chamber

阶数	频率/kHz	振型	阶数	频率/kHz	振型
1	5.11	1L	9	16.72	3L
2	8.90	1T	10	16.93	2T
3	8.99	1T	11	16.93	2T
4	11.60	2L	12	19.35	3L1T
5	12.39	1L1T	13	19.35	3L1T
6	12.39	1L1T	14	20.28	1L2T
7	15.48	2L1T	15	20.28	1L2T
8	15.48	2L1T	16	22.08	2L2T

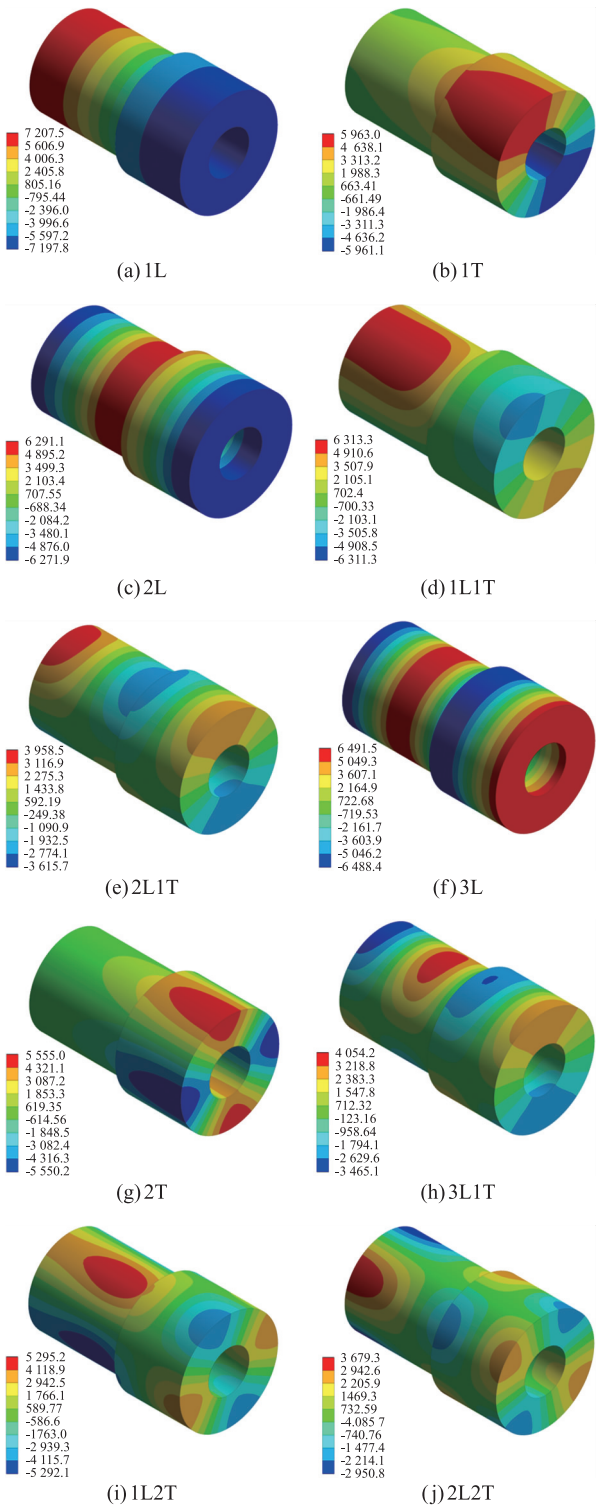


图 7 燃烧室各阶声压云图(单位:Pa)

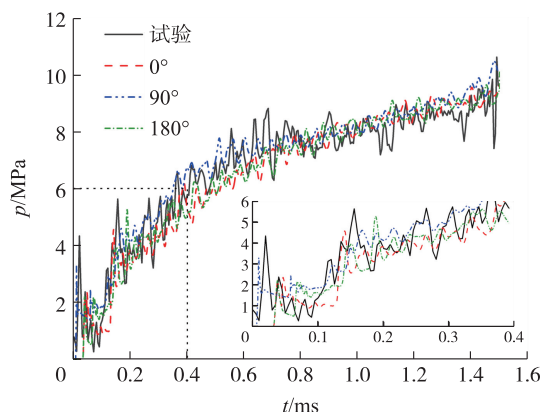
Fig. 7 Acoustic pressure field of the combustion chamber(unit: Pa)

燃烧室近似环形,声模态以轴向振型与切向振型为主。由云图可以看出,以轴向为主导的模式中,波腹多分布于燃烧室前后端面,切向振型中的波腹则仅出现在弹底端面。而当轴向振型与切向振型叠

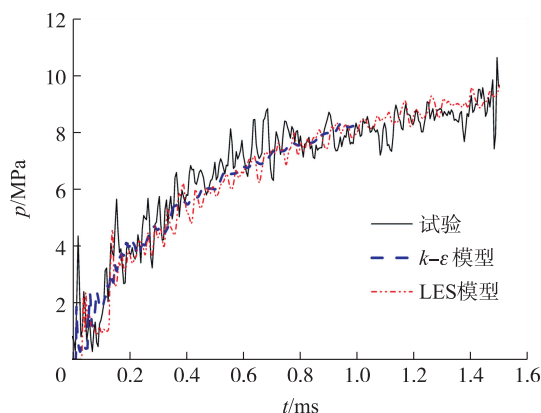
加时,则会影响切向振型的轴向分布,导致切向振型波腹后移,弹底振幅减弱,同时振幅最大处集中于活塞端面以及液体发射药喷口。这使得活塞在点火阶段极易产生耦合振荡并作用于贮液室,进一步影响开阀以及液体药启喷过程。

2.2 燃烧室压力计算结果

图8(a)为LES计算中不同测点压力信号与试验对比。可以看出计算压力出现了明显的振荡现象,同时已经逼近实测压力幅值,且由于三维破孔模型的引入导致同一轴向位置不同角度的测点结果出现了较大差异。由于 90° 位置正对喷孔,导致首个波峰更早到达且峰值更高, 0° 与 180° 的首个峰值则几乎相同,而之后则由于喷孔位置分布导致了不同的振荡特性,表现出了燃烧室点火时期压力建立过程的非线性特性。



(a) 测试曲线与各测点计算结果对比



(b) 测试曲线与不同湍流模型计算结果对比

图8 燃烧室压力曲线

Fig. 8 p - t curve of combustion chamber

图8(b)更加直观对比了 k - ε 与LES计算效果,在0.4 ms前的初始冲击阶段,LES与 k - ε 在燃气首次碰壁后均产生了两处初始峰值,其中 k - ε 结果中两次峰值大小相似且间隔较近,与试验存在较

大差别;LES的峰值分别为2.35 MPa和4.56 MPa,相比试验中4.33 MPa与5.63 MPa,虽有一定差异,但发展趋势较为相似,且峰值间隔更加贴近试验数据,考虑到模型所做出的一定假设,峰值差异有可能为忽略测压流道导致。0.4 ms后,LES结果与 k - ε 存在显著区别,0.7~0.9 ms中,由于 k - ε 模型的时均特性,压力曲线近似线性增加,幅值与频率和试验结果存在较大差异,压力振荡细节没有被较好地捕捉;而LES结果则表现出了明显的振荡,同时频率基本与试验相同,虽然与实际测量幅度存在一定差异,但考虑到实际测试中所产生的多种扰动,以及计算模型的简化特性,计算结果中的误差可以被接受,后续将进一步依据此结果进行声振特性分析。

3 结果分析与讨论

3.1 压力振荡特性分析

为进一步分析燃烧室声振特性,采用离散小波分析提取测试与计算压力信号中的噪声部分,选取dB小波作为基小波,将压力信号作7层分解,并将其重构为压力振荡信号,所提取的各压力振荡信号如图9所示。

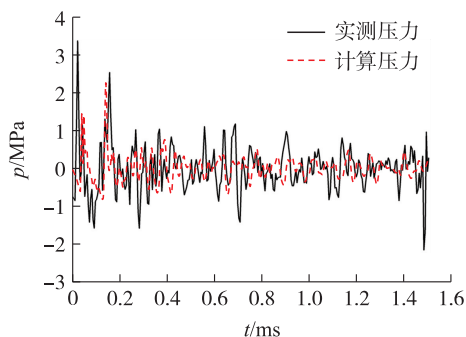


图9 压力振荡信号

Fig. 9 Pressure oscillation

由于燃气对传感器的直接冲击作用,试验压力前0.2 ms出现了3.35 MPa和2.52 MPa两个显著波峰;三维LES则分别为1.43 MPa和2.27 MPa,第一峰值约为实测值的1/2.5,第二峰值则相近,第一、第二峰值时间间隔更符合实测情况。在首次冲击过后,试验压力表现出了幅度高达1~1.5 MPa的明显振荡;三维LES模型中振荡幅值则为0.5~0.75 MPa,约为试验幅值的1/2,同时振荡现象较为显著,存续时间长且包含更多高频波动,与试验压力符合程度较好。LES仿真结果的幅频特性与试验结果基本一致,能够更真实反映点火阶段燃烧室压力振荡产生发展机制。

进一步地,为分析振荡信号的频域特性,截取 0.4~1.4 ms 阶段较为稳定的压力振荡信号,并对其做快速傅里叶变换,得到压力振荡频谱如图 10 所示。燃烧室计算频率与振型对比如表 2 所示。

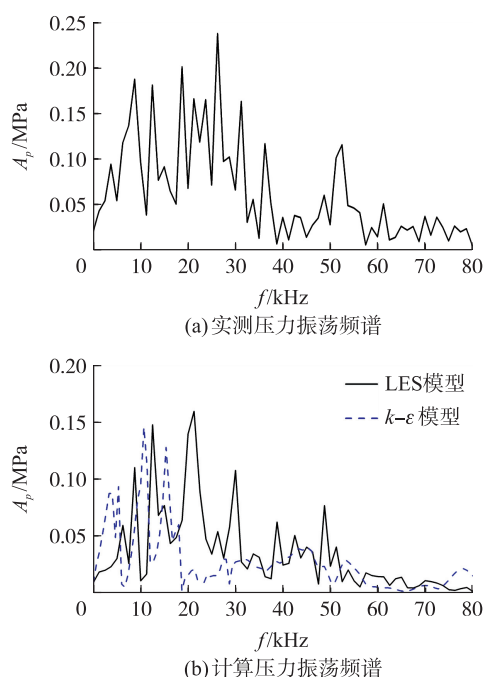


图 10 压力振荡频谱

Fig. 10 Pressure oscillation spectrum

表 2 燃烧室计算频率与振型对比

Table 2 Comparison of combustion chamber calculation frequency and mode

测试频率/kHz	计算频率/kHz	声模态频率/kHz	振型
8.74	8.73	8.9	1T
12.48	12.48	12.39	1L1T
20.22	20.23	20.28	1L2T

图 10(a) 所示的实测压力振荡在这一阶段并没有表现出较为显著的主频,而是存在多组频率分量,主要振荡频率呈峰状分布,在 40 kHz 以内,部分高频分量超过了 50 kHz;三维 LES 则表现出了与实测值相似的多组低频峰状分布,同时也存在 50 kHz 左右的高频分量。

将各计算结果中频率低于 20 kHz 的分量与燃烧室声学模态频率对比可知,实际点火过程中,低频振荡频率与低阶切向以及切向与轴向叠加的振型频率符合程度较高,三维 LES 与实测压力表现出了相同的频率特性,而二维 $k-\varepsilon$ 由于进行了轴对称简化,同时未考虑喷孔非均匀分布,仅与轴向振型符合程度较高,在计算中难以考虑到切向振型的影响。同时,根据声腔模态计算结果,取相应振型中测点处

声压做归一化处理后,与计算 LES 频谱图对比,如图 11 所示,测点声压振幅与压力振荡振幅趋势基本一致,证明在点火时期,低频压力振荡主要由声腔模态主导,且如图 12,振幅分布与声压分布相近,在确定主导振型后,可通过求解声腔模态得到声压分布,快速确定压力振荡各频率振幅最大值位置。

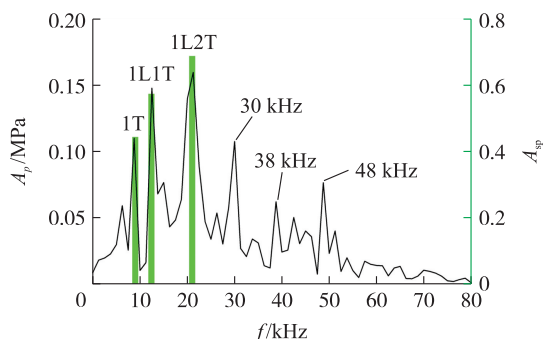


图 11 计算振荡频率与声模态频率对比

Fig. 11 Comparison of calculated oscillation frequency and acoustic modal frequency

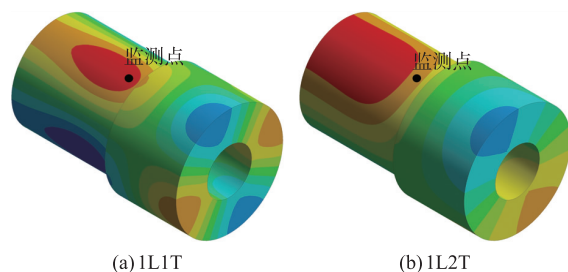


图 12 声压云图与测点位置

Fig. 12 Sound pressure contour and test point location

3.2 燃烧室压力场分析

图 13 为三维 LES 压力云图。可以看出基本装药管破孔后,点火药燃气喷射进入燃烧室,由于环境压力较小,气体迅速膨胀,在喷口处出现一定范围的低压区,同时产生球状冲击波,当波面撞击壁面或与另一波面互相碰撞后产生较高压力区域。在 0.1 ms 燃气初次碰壁时,弹底仅有上半存在高压区。0.07 ms 时,弹底侧 0° 喷孔所喷射的燃气部分直接沿轴向膨胀越过尾管底端;部分沿周向发展后在 180° 位置碰撞产生局部高压,并同时向弹底与活塞两侧膨胀。而此时活塞侧水平喷孔所喷出燃气已经与活塞相作用产生高压区域,并转向弹底方向膨胀,同时,由于周向膨胀带来的迟滞效应,水平方向速度较快的燃气首先与活塞碰撞形成高压区,在燃气速度换向并进一步向弹底膨胀后,外围与来流相互作用,在活塞持续形成高压区域;而竖直方向燃气此时与活塞相碰撞而产生的高压区还未充分膨胀。

0.08 ms 后弹底压力在周向分布已经较为平均,竖直平面内活塞端面高压区与上游来流相碰撞,由于弹底 180°相位高压区来自于两股燃气的碰撞,其在轴向的燃气补充能力大于喷孔,因此所产生的局部高压更为剧烈。由图 13(g) 可以看出,在 180°活塞端面出现了远超当前平均压力的区域。同时,由 0.2 ms 之后可以看出,随压力逐渐升高,局部高压区域的分布表现出自弹底到活塞端面的轴向振荡以及 0°~180°的周向振荡,由此燃烧室初期压力环境的建立与声腔模态产生耦合,在压力振荡中表现为轴向与切向振型。

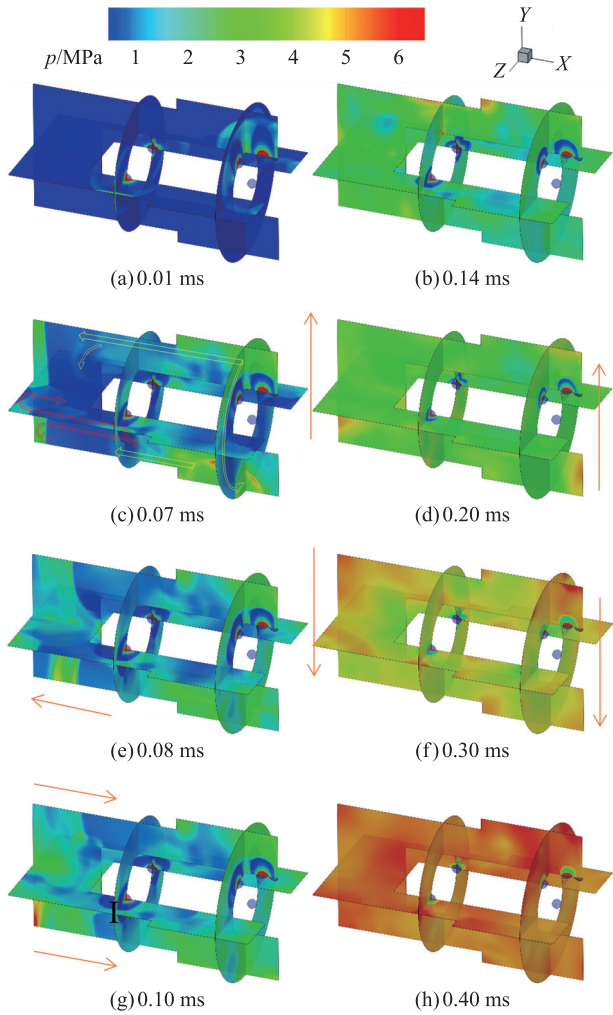


图 13 燃烧室压力发展过程

Fig. 13 Pressure field of combustion chamber

3.3 振荡机理

图 14 为过测压点 X 平面压力云图。与声模态计算结果对比可知,压力存在与切向振型声压相似分布,同时在相应周期内存在模态转变行为。0.8 ms 时,在水平喷孔的直接作用下,压力表现为二阶切向

振型,同时由于喷孔竖直方向分布存在不对称性,180°处压力略小于 0°。此后,弹底侧喷孔流出燃气在 180°汇聚形成高压区,并向活塞处膨胀,同时沿周向扩散,当与测压点缩点平面作用后,产生非对称一阶径向振型。0.82 ms 开始高压区在沿周向传播的过程中激起了一阶振型,直至 0.85 ms 再次转换为二阶振型,如图 15 所示。此后上游高压区的轴向来流再次与其作用,完成 0.85~0.9 ms 中的周期模态转换。

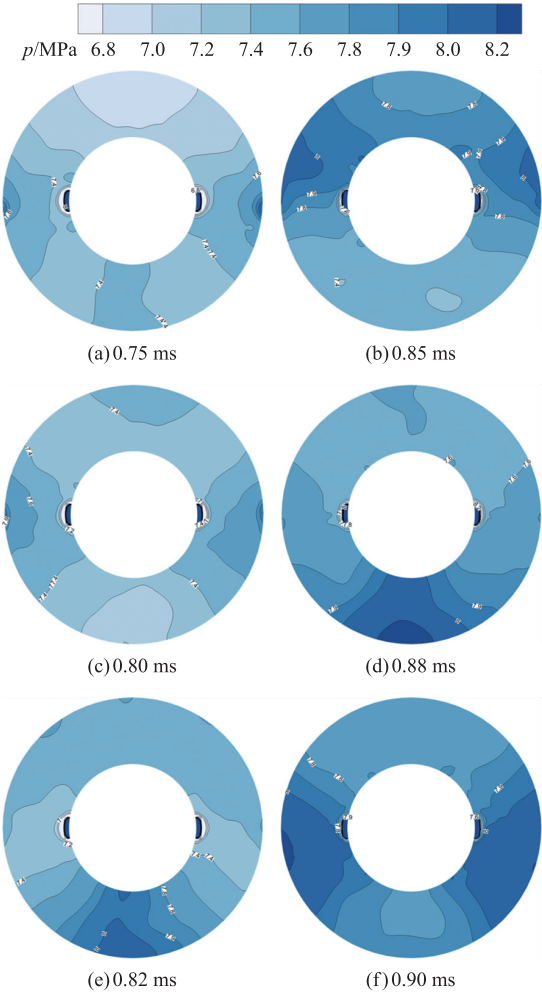


图 14 过测压点 X 平面压力云图

Fig. 14 Pressure field in plane 1

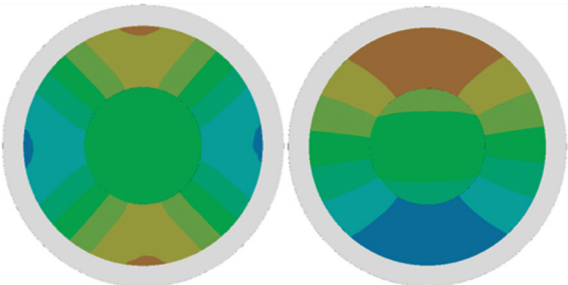


图 15 过测压点 X 平面声压云图

Fig. 15 Sound pressure field in plane 1

与模态类似,在湍流流动中,大尺度涡团由边界条件决定,并主导流场中的低频脉动,而高频扰动则由小尺度涡团造成。图 16 为 0.55~1 ms 流线与 Q 准则下涡强度云图。从喷孔喷射出的气相主流在与外壁面相互作用后径向受阻,转为贴壁周向流动,当与对侧来流在 0° 相碰撞后,沿径向流动并与内壁产生第二次碰壁,并向燃气入口流动,如 0.55~0.75 ms 过程所示形成大尺度涡旋。通过涡间相互作用,大尺度团逐步破碎转化为小尺度涡,根据 Kolmogorov 理论,含能区间的大涡动能来自于外力,其尺度由流场结构界定,涡动能逐渐由大尺度涡转向小尺度结构,在这一能量转换过程中,大涡逐步破碎并产生较小的涡结构,直至涡尺度足够小后经由流体黏性耗散,如 0.85~1.0 ms 所示,在此阶段流场由于涡间相互作用导致的能级串过程将会产生多种高频微小扰动。

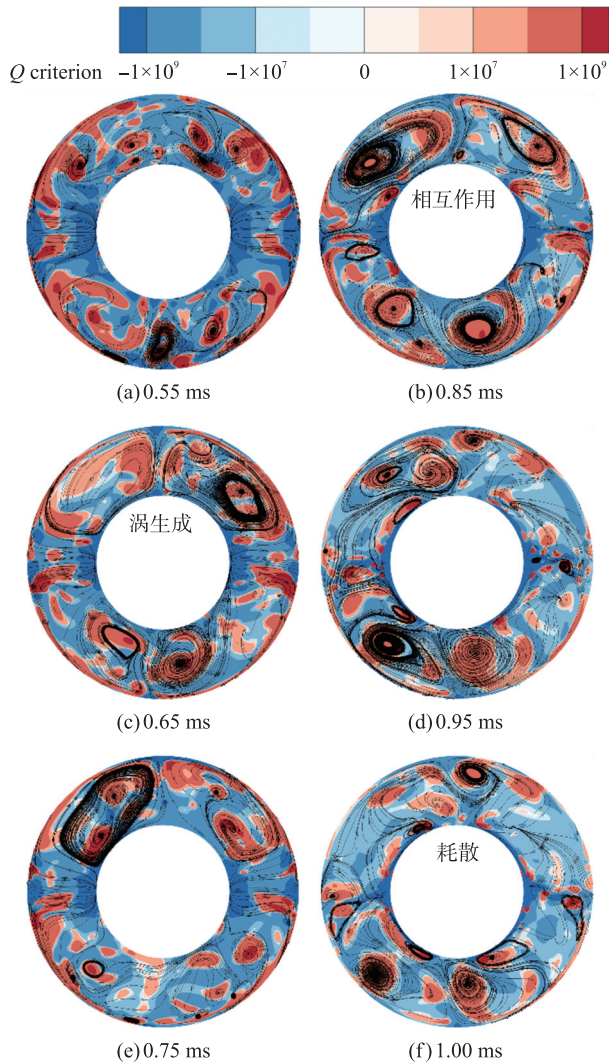


图 16 过测压点 X 平面 Q 准则涡量与流线云图

Fig. 16 Q Criterion vorticity and stream line in plane 1

取测点处轴向、径向与切向速度,并分别利用小波提取其中的扰动,如图 17 所示。

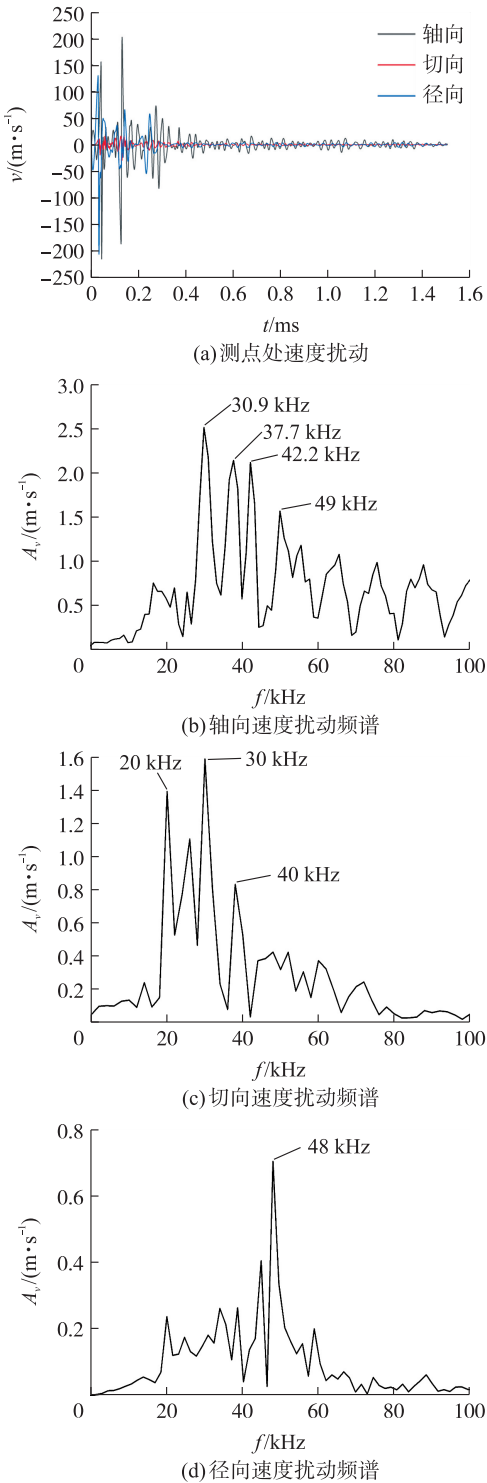


图 17 速度扰动与频谱

Fig. 17 Velocity fluctuations and spectrum

0.4 ms 前,由于燃气喷入初始流场,压力环境尚未充分建立,测点存在较大的速度波动;随着 0.4 ms 后初始冲击效应缓解,速度波动趋于稳定,其中轴向

速度波动幅度明显大于切向与径向。分别对 0.4~1.4 ms 中各方向速度做 FTT, 得到其振荡的幅频分布。可知, 各方向速度振荡主频均大于 20 kHz, 轴向振幅最为剧烈, 主频出现在 30.9 kHz、37.7 kHz 和 42.2 kHz, 同时含有稍弱的 50 kHz 及更高频分量; 切向速度主频主要为 20 kHz 与 30 kHz, 以及部分 40 kHz; 而径向振型表现为单一的 50 kHz 高频。将各主频段与压力振荡高频部分相对比可知, 压力振荡信号中较为显著的高频部分均在各速度振荡中存在分量, 轴向速度的扰动几乎包含了所有压力振荡中的高频部分, 同时振幅最大; 径向速度中的 19.7 kHz 和 30 kHz 与高频振荡中的部分相符合; 而径向扰动则含有单一的 50 kHz 部分, 高频振荡均表现出振幅随频率增加而减弱的特点, 由此可认为, 压力振荡中的高频部分来自于流场中涡相互作用导致的扰动。

4 结束语

本文基于 RLPB 试验结果, 通过大涡模拟方法, 针对再生式液体发射药迫击炮点火阶段燃烧室进行瞬态流场计算, 通过压力振荡频谱分析, 验证了大涡模拟在湍流预测中的准确性, 同时结合声学有限元方法, 进一步分析点火过程燃烧室特性, 得到如下结论:

①点火阶段燃烧室声腔振型以切向与轴向为主导, 低阶模态频率均在 20 kHz 及以下。

②LES 模拟结果表明, 该方法在振荡预测方面表现出色, 能够有效捕捉 5~50 kHz 范围内的振荡现象, 压力振荡主频呈现多频率特性, 由于模型简化原因, 振幅约为实测值的 50%。

③通过声腔模态的对比分析, 揭示了点火阶段部分低频振荡的来源为声腔耦合, 主要以 1T、1T1L 和 2T1L 振型为特征。同时, 燃烧室壁面结构对流场的发展具有决定性影响, 振幅与模态计算的声压振幅相当, 表明可以通过确定振型后进一步分析高压产生区域。高频振荡则主要源于涡旋运动、大涡破碎及能量耗散所引起的扰动。

研究结论为理解点火过程中的流动和声学特性提供了重要的理论依据。

参考文献

[1] 张相炎, 刘宁. 再生式液体发射药火炮发射过程仿真[M]. 北京: 国防工业出版社, 2014.

ZHANG Xiangyan, LIU Ning. Launching process simulation of regenerative liquid propellant gun[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2014. (in Chinese)

[2] 杨博伦, 刘宁, 孙明亮, 等. 液体发射药迫击炮试验研究及数值模拟[J]. 火炮发射与控制学报, 2020, 41(3): 73-77.

YANG Bolun, LIU Ning, SUN Mingliang, et al. Experimental study and numerical simulation of liquid propellant mortar[J]. Journal of Gun Launch & Control, 2020, 41(3): 73-77. (in Chinese)

[3] VOSEN S R, CARLING R W, RYCHNOVSKY R E, et al. The effect of elastomeric liners on high-pressure liquid propellant combustion oscillations[J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1995(20): 311-321.

[4] 余永刚, 周彦煌, 刘东尧, 等. 再生式液体炮压力振荡研究[J]. 弹道学报, 2004, 16(2): 1-6.

YU Yonggang, ZHOU Yanhuang, LIU Dongyao, et al. A study on pressure oscillation of regenerative liquid propellant gun[J]. Journal of Ballistics, 2004, 16(2): 1-6. (in Chinese)

[5] 刘宁, 张相炎. 再生式液体发射药火炮喷雾燃烧理论及数值仿真[J]. 工程力学, 2009, 26(3): 224-228.

LIU Ning, ZHANG Xiangyan. Theory and numerical simulation of spray combustion process in regenerative liquid propellant guns[J]. Engineering Mechanics, 2009, 26(3): 224-228. (in Chinese)

[6] 王亮宽, 张相炎, 刘宁. 再生式液体发射药火炮燃烧室压力高频振荡研究[J]. 南京理工大学学报(自然科学版), 2006, 30(4): 491-494, 498.

WANG Lianguan, ZHANG Xiangyan, LIU Ning. Pressure high-frequency oscillation in combustion chamber of regenerative liquid propellant gun[J]. Journal of Nanjing University of Science and Technology, 2006, 30(4): 491-494, 498. (in Chinese)

[7] 陆林. RLPG 燃烧推进过程理论建模及数值模拟[D]. 南京: 南京理工大学, 2018

LU Lin. Theoretical modeling and numerical simulation of RLPG combustion propulsion process[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2018. (in Chinese)

[8] 董关. RLPG 燃烧室声学特性与压力振荡抑制方法研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2022.

DONG Guan. Study on acoustic characteristics and pressure oscillation suppression of RLPG combustor[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2022. (in Chinese)

[9] 李磊, 孙晓峰. 推进动力系统燃烧不稳定性产生的机理、预测及控制方法[J]. 推进技术, 2010, 31(6): 710-720.

LI Lei, SUN Xiaofeng. Mechanism, prediction and control method of combustion instability in propulsion system[J]. Journal of Propulsion Technology, 2010, 31(6): 710-720. (in Chinese)

[10] 张志浩, 刘潇, 郑洪涛, 等. 燃烧不稳定性试验诊断及数值分析方法研究进展[J]. 燃气轮机技术, 2021, 34(3): 1-13.

ZHANG Zhihao, LIU Xiao, ZHENG Hongtao, et al. Research progress of experimental diagnosis and numerical analysis methods of combustion instability[J]. Gas Turbine Technology, 2021, 34(3): 1-13. (in Chinese)

- [11] 张泽昊,樊志伟,董立宝,等. 隔板对液体火箭发动机燃烧室声学模态特性的影响[J]. 航空动力学报,2024,39(4):239-248. ZHANG Zehao, FAN Zhiwei, DONG Libao, et al. Effects of baffle on the acoustic mode characteristics of liquid rocket engine combustion chambers [J]. Journal of Aerospace Power, 2024, 39(4):239-248. (in Chinese)
- [12] 汪广旭,杨宝娥,谭永华,等. 液体火箭发动机高频纵向燃烧不稳定现象的随机性[J]. 航空学报,2024,45(14):129485. WANG Guangxu, YANG Baobe, TAN Yonghua, et al. Randomness of high frequency longitudinal combustion instability in liquid rocket engines[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2024, 45(14):129485. (in Chinese)
- [13] 李昊,刘勇,张祥,等. LPP 燃烧室燃烧不稳定特征三维模拟[J]. 航空动力学报,2024,39(3):57-66. LI Hao, LIU Yong, ZHANG Xiang, et al. Three-dimensional simulation of combustion instability characteristics in LPP combustor[J]. Journal of Aerospace Power, 2024, 39(3):57-66. (in Chinese)
- [14] 任永杰,丰松江,聂万胜,等. 单喷嘴火箭发动机高频燃烧不稳定的 RANS 和 SBES 数值模拟[J]. 推进技术,2024,45(7):129-139. REN Yongjie, FENG Songjiang, NIE Wansheng, et al. Numerical simulation of RANS and SBES for high-frequency combustion instability of a single-element rocket engine [J]. Journal of Propulsion Technology, 2024, 45(7):129-139. (in Chinese)
- [15] 张相炎,林钧毅,范宇军. 点火参数对 RLPG 再生循环过程的影响[J]. 火炮发射与控制学报,1997,2(3):35-39. ZHANG Xiangyan, LIN Junyi, FAN Yujun. The influence of ignition parameters on the regeneration cycle process of RLPG[J]. Journal of Gun Launch & Control, 1997, 2(3):35-39. (in Chinese)
- [16] 张相炎,林钧毅,张月林. RLPG 点火控制技术研究[J]. 火炮发射与控制学报,1997,2(1):40-43. ZHANG Xiangyan, LIN Junyi, ZHANG Yuelin. Study on RLPG ignition control technology[J]. Journal of Gun Launch & Control, 1997, 2(1):40-43. (in Chinese)
- [17] 张玉荣,余永刚,金志明,等. RLPG 点火过程中贮液室压力振荡分析[J]. 弹道学报,2000,12(2):1-5. ZHANG Yurong, YU Yonggang, JIN Zhiming, et al. Analysis of pressure oscillations in the RLPG ignition process[J]. Journal of Ballistics, 2000, 12(2):1-5. (in Chinese)
- [18] 杨博伦. 再生式液体发射药迫击炮内弹道仿真分析与试验研究[D]. 南京:南京理工大学,2020. YANG Bolun. Modeling and experimental study for interior ballistics of regenerative liquid propellant mortar [D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2020. (in Chinese)
- [19] 孙明亮,陆林,刘宁,等. 液体发射药迫击炮内弹道燃烧稳定性[J]. 兵工学报,2020,41(11):2145-2154. SUN Mingliang, LU Lin, LIU Ning, et al. Combustion stability of interior ballistics of liquid propellant mortar [J]. Acta Armamentarii, 2020, 41(11):2145-2154. (in Chinese)
- [20] 梁雨霞,刘宁,於永硕,等. 再生式液体发射药迫击炮点火过程建模与试验研究[J]. 火炮发射与控制学报,2024,45(4):82-88. LIANG Yuxia, LIU Ning, YU Yongshuo, et al. Modeling and experimental study on the ignition process of regenerative liquid propellant mortar [J]. Journal of Gun Launch & Control, 2024, 45(4):82-88. (in Chinese)
- [21] 程建春. 声学原理[M]. 北京:科学出版社,2019. CHENG Jianchun. Acoustics theory [M]. Beijing: Science Press, 2019. (in Chinese)
- [22] NICOD F, DUCROS F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 1999, 62(3):183-200.