

固体火箭发动机转角涡脱落分类

张翔宇^{1,2}, 何国强¹, 刘佩进¹

- (1. 西北工业大学 燃烧、热结构与内流场国家级重点实验室, 西安 710072;
2. 中国航天科技集团公司 航天动力技术研究院 西安航天动力技术研究所, 西安 710025)

摘 要: 应用三维大涡模拟(LES)方法对 C1x 模拟试验器进行了数值模拟,以研究转角涡脱落引起的声涡耦合现象. 结果表明:与二维和轴对称 LES 相比,三维 LES 方法可以准确捕获转角涡脱落运动的三维特性及锁频现象. 根据转角涡脱落是否在腔内形成声反馈循环过程可将其分为两类问题,第 1 类形成声反馈循环涡;第 2 类形成自耗散涡. 燃烧室的台阶扩张比、台阶前后长径比是影响两类转角涡脱落现象的重要结构参数.

关 键 词: 转角涡脱落; 压强振荡; 声涡耦合; 固体火箭发动机; 大涡模拟

中图分类号: V430

文献标志码: A

Classification of corner vortex shedding in solid rocket motor

ZHANG Xiang-yu^{1,2}, HE Guo-qiang¹, LIU Pei-jin¹

- (1. National Key Laboratory of Combustion, Thermal Structure and Flow Field,
Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;
2. Xi'an Aerospace Propulsion Institute,
Academy of Aerospace Solid Propulsion Technology,
China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710025, China)

Abstract: A test motor named C1x was numerically simulated by the three-dimensional large eddy simulation (LES) method to study the acoustic-vortex coupling caused by corner vortex shedding. The results show that three-dimensional LES method obtains more accurate result on corner vortex shedding motion and lock-on characteristic than the two-dimensional LES and the axisymmetric LES. Two types of the corner vortex shedding are determined according to whether an acoustic feedback cycle is formed in the chamber. One type of the corner vortex shedding causes the acoustic-vortex formation feedback cycle (named 1st vortex shedding), and the other is dissipated during convecting downstream (named 2nd vortex shedding). Step expansion ratio and aspect ratio upstream and downstream the step of combustion are the important parameters for summarizing the corner vertex shedding type.

Key words: corner vertex shedding; pressure oscillation; acoustic-vortex coupling; solid rocket motor; large eddy simulation

固体火箭发动机燃烧室中的旋涡脱落和声涡耦合现象是引起压强振荡的重要原因之一. 1973 年, Flandro 和 Jacobs^[1] 一起通过声能平衡理论将流动方程分解为涡和声两部分进行研究, 指出流动经过障碍物时形成的旋涡脱落会将部分平均流能量转化为声能从而产生声能增益, 这是较早提

出的旋涡运动可能引起燃烧室压强振荡的理论解释. Mason 和 Folkman 等人^[2] 通过试验研究发现, 旋涡脱落会引起航天飞机大型固体助推器的压强振荡现象, 并且振荡频率与发动机声腔轴向基频吻合. Brown 等人^[3] 进行缩比发动机热试验时发现, 当旋涡脱落频率接近燃烧室声场某 1 阶

固有频率时,周期性的流动分离将产生显著的压强振荡及声模态转换. Culick 和 Magiawala^[4], Dunlap 等人^[5]的试验结果同样得到了类似的结论,即障碍物后的旋涡脱落频率与燃烧室声场固有频率接近时会引起压强振荡现象.

根据固体火箭发动机采用的装药结构特点不同可以将燃烧室中的旋涡脱落现象分为三类^[6-7],分别为障碍涡脱落、表面涡脱落及转角涡脱落. Dotson 等人^[8-9]在对 Titan IV 固体火箭发动机上面级发动机进行研究时发现,该大型分段装药发动机在试验中出现了明显的压强振荡现象,且振荡频率随发动机的工作过程出现跃迁,经过分析认为分段装药之间的凹腔导致了旋涡脱落和旋涡撞击与声腔频率耦合并维持了自激振荡现象,并运用 Rossiter 方程^[10]解释了压强振荡和频率跃迁现象的发生,结果表明分段处的旋涡脱落引起的局部振荡与燃烧室声腔固有频率发生了耦合,随着燃面退移,分段间凹腔长度增加,旋涡运动频率变化从而引起了频率跃迁现象.上面级发动机的分段装药间没有采用绝热环,不形成突出的障碍物,因此凹腔处形成的声涡耦合现象更接近于转角涡脱落引起的压强振荡问题.法国研究者在开发针对 Ariane 5 P230 发动机的两相流数值模拟程序时设计了一种试验发动机 C1x^[11],并进行了多次点火试验.该发动机在燃烧室前半部分采用贴壁浇筑内孔装药,装药构型的设计思路源于名为“MAVOT”的由转角涡脱落引起压强振荡的计算构型^[12].装药构型使得装药末端具有轴对称结构的后向台阶,热试试验时燃烧室内出现了明显的压强振荡现象,随着燃面退移,压强振荡频率由高阶向低阶跃迁.国内陈晓龙等人^[13-14]通过搭建冷流试验装置对转角涡脱落现象进行了研究,结果表明单纯的转角涡脱落可以引起与燃烧室声腔固有频率耦合的压强振荡现象,并对转角涡脱落过程进行了可视化研究.

转角涡脱落形成于燃烧室中的转角结构,一般出现在前柱后翼型装药翼槽燃尽的情况下,为本文的研究重点.虽然目前转角涡脱落会引起压强振荡的结论得到了研究者的普遍认可,但由于问题的复杂性,目前对转角涡脱落规律和声涡耦合作用细节仍不清楚,需要进一步深入研究.

1 计算模型及数值校验

1.1 控制方程及离散格式

在固体火箭发动机的内场声学及流动的数值

模拟中,选择合适的黏性模型十分重要,本文选用大涡模拟方法对转角涡脱落及声涡耦合问题进行研究.

LES 控制方程^[15]可以通过对原始控制方程进行空间滤波得到,认为流动参数 f 由两部分线性叠加组成,可表示为 $f = \tilde{f} + f''$,其中 $\tilde{f}$ 代表大涡可求解尺度, f'' 代表空间不可解尺度,并将流动参数进行 Favre 平均(质量加权平均),可表示为

$$\tilde{f} = \overline{\rho f} / \bar{\rho} \quad (1)$$

此处 $\tilde{f}$ 代表的是空间滤波,定义为 $\tilde{f}(x_i, t) = \int_D \rho f(z_i, t) g(x_i - z_i, \Delta) dz_i$. g 是滤波函数, D 是积分区域, Δ 是滤波尺度,且 $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$, $\Delta x, \Delta y$ 和 Δz 分别是三维空间网格尺度.

采用的简单滤波函数为

$$g = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} - \frac{\Delta}{2} \leq (x - z) \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0 \quad \text{其他} \end{cases} \quad (2)$$

在不考虑化学反应的情况下对 N-S 方程滤波得到连续方程、动量方程与能量方程

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = \\ - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\sigma}_{ij} - \tau_{ij}^{sgs}) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \tilde{e}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{e}) = \\ \frac{\partial}{\partial x_i}(-\bar{p} \tilde{u}_i - \bar{q}_i + \tilde{u}_i \bar{\sigma}_{ij} - H_i^{sgs} - \Theta_i^{sgs}) \end{aligned} \quad (5)$$

式中“ $-$ ”表示 Reynolds 平均,“ $\sim$ ”表示 Favre 平均. 亚格子应力 $\tau_{ij}^{sgs} = \rho \overline{u_i u_j} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j$.

滤波后分子黏性应力 $\bar{\sigma}_{ij}$ 和热通量 $\bar{q}_i$ 分别为

$$\bar{\sigma}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (6)$$

$$\bar{q}_i = -\kappa \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \quad (7)$$

其中 μ 为动力黏度,导热系数 $\kappa = \frac{c_p \mu}{Pr}$.

采用 wall-adapting local eddy-viscosity(WALE) 亚格子模型^[16]

$$\nu_t = \rho (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (8)$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} (\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{g}_{kk}^2 \quad (9)$$

$$\tilde{g}_{ij} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (10)$$

其中常数 C_w 取 0.325 可以在很宽的流动条件下得到满意的结果。

WALE 模型以速度梯度张量的平方根为基础,与经典的 Smagorinsky 模型^[17]相比,其空间运算包括了当地应力与旋转应力,考虑了所有与湍动能扩散相关的湍流结构,并还原了涡黏模型在近壁处与垂直壁面距离的 3 次方(y^3)成正比的特性,因此准确性更高且耗散更小。

计算中不考虑化学反应以及凝相粒子的影响,空间参数离散采用具有 2 阶精度的 bounded central differencing (BCD) 格式,时间上采用 2 阶隐式格式,时间步长为 10^{-5} s。

1.2 计算区域及网格划分

选用法国宇航研究中心(ONERA)设计并试验的一种自激振荡模型固体火箭发动机(简称 C1x)作为数值校验模型。C1x 采用贴壁浇注的内孔装药构型,推进剂填装在 C1x 前半部分,装药末端切削出 45° 的转角结构,试验装置结构示意图见图 1。热试过程中采用高频压强传感器监测燃烧室头部、中段以及喷管收敛段的压强。

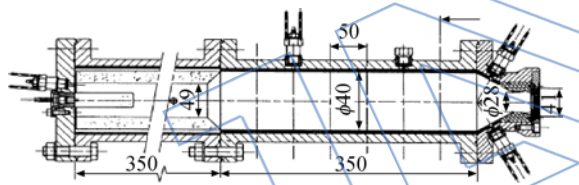


图 1 C1x 结构示意图(单位:mm)

Fig. 1 Schematic of C1x setup (unit:mm)

对以 C1x 为基础的各种改进工况进行数值模拟,流场结构如图 2 所示,燃烧室中部布置轴对称的后向台阶结构,即转角结构,台阶前侧壁面和转角壁面采用加质边界条件,计算中不考虑推进剂的燃烧,并可根据需要改变台阶前后长度、直径、来流速度等流动和结构参数。在台阶前后、转角及壁面附近进行网格加密,燃烧室头部、转角及喷管处的网格划分如图 3 所示。

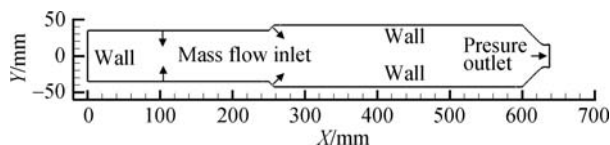


图 2 流场结构示意图

Fig. 2 Schematic of flow region

1.3 数值校验与试验结果对比

由于采用增面燃烧的内孔装药,试验装置在

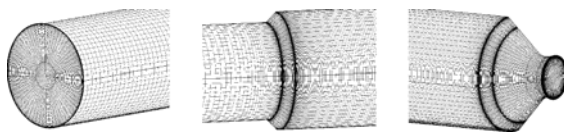


图 3 网格划分示意图

Fig. 3 Schematic of mesh

工作过程中燃烧室压强 p_{ch} 逐渐升高 ($1.1 \text{ MPa} < p_{ch} < 2.2 \text{ MPa}$), 平均压强约为 1.7 MPa , 试验中观测到较为明显的压强振荡现象, 燃烧室压强-时间曲线及压强振荡分量如图 4 所示(图内数字表示燃面退移厚度, 单位为 mm), 出现了 3 个明显的压强振荡包, C1x 头部及喷管入口的压强振荡现象及振幅相近。图 4(b) 中上部曲线对应左纵坐标轴, 下部曲线对应右纵坐标轴。

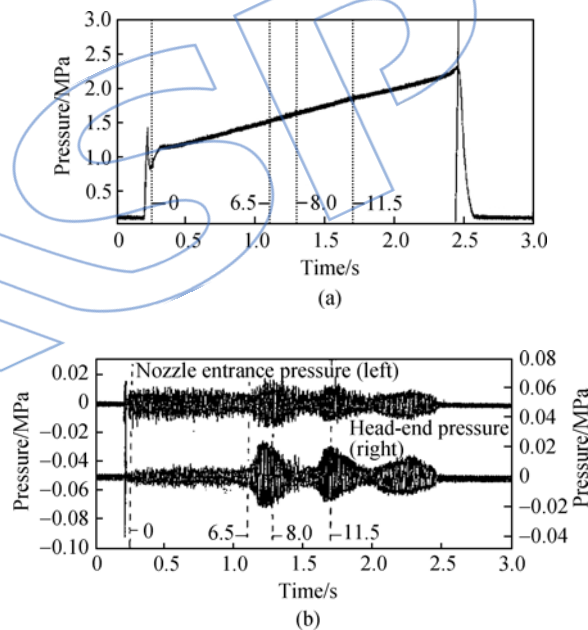


图 4 压强-时间曲线及压强振荡分量

Fig. 4 Pressure-time curve and components of pressure oscillation

选取燃面退移 6.5 mm 和 11.5 mm 两个工况的三维 LES 结果进行研究, 试验结果及文献中采用的二维数值模拟结果^[18]如图 5 所示, 图 6 表示采用三维 LES 方法获得的喷管入口压强振荡快速傅里叶变换(FFT)分析结果(p' 为压强, p_s 为平均压强)。

在 C1x 点火及工作初始阶段, 燃烧室出现了较为紊乱的压强振荡; 当燃面退移至 6.5 mm 时, 振荡频率以声场轴向固有 2, 3 阶频率为主; 当燃面退移至 11.5 mm 时, 声场轴向基频成为最主要压强振荡峰。这是声涡耦合引起 C1x 声不稳定的

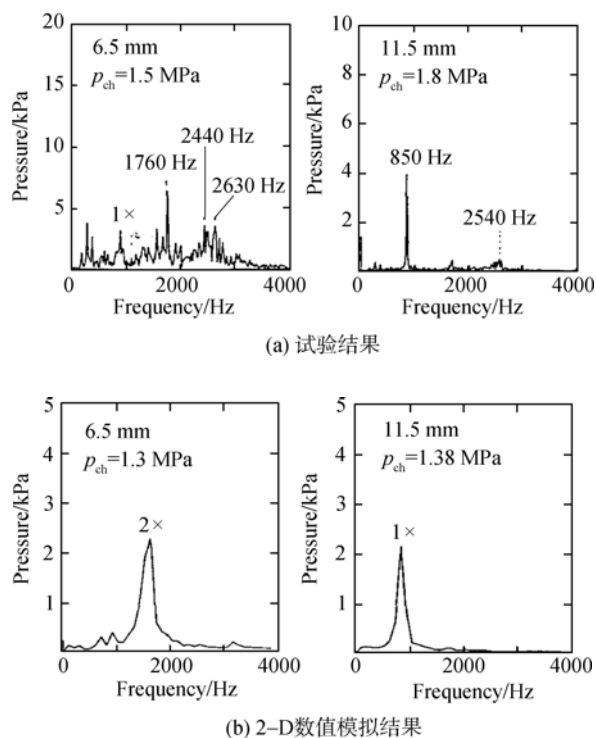


图 5 喷管入口压强振荡

Fig. 5 Pressure oscillation at nozzle entrance

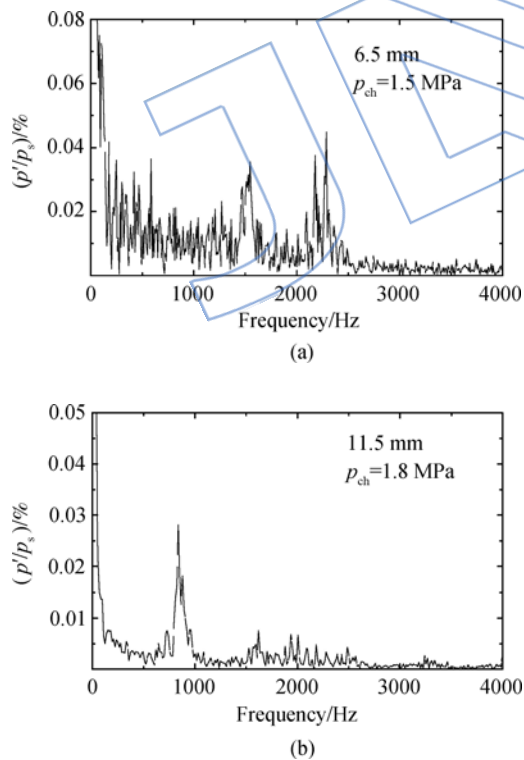


图 6 三维 LES 的喷管入口压强振荡

Fig. 6 Pressure oscillation at nozzle entrance by three-dimensional LES

一个重要特征,即在较高来流 Ma 时声场高阶频率被激发,随着来流 Ma 降低,声场基频振荡逐渐

增强直至形成支配地位,这种频率跃迁的现象被称为锁频现象,在其他研究者进行的冷流试验中也出现了类似现象^[19].

二维 LES 方法和轴对称 LES 方法计算声场基频为主的声涡耦合现象可以得到与试验相近的结果,但这两种方法在控制方程中舍去了一些关键项,因此对具有强三维特征的转角涡运动的模拟具有天生的缺陷.以锁频现象为例,二维方法在转角涡耗散上与真实情况存在较大差异,因此对 C1x 工作初始阶段出现的高阶声频率振荡的模拟效果并不理想.可以看出,本文采用的三维 LES 方法得到的压强振荡频率特征与试验结果更为接近.

2 转角涡脱落现象的分类方法

由于涡层的绝对不稳定特性,即使来流速度很低,只要转角结构存在,就会在其下游形成剪切层失稳、卷起,进而形成转角涡脱落现象.但通过大量的三维 LES 研究发现,虽然转角涡脱落普遍存在,但流场中的压强振荡现象和转角涡运动规律却会出现明显的区别.

对 300L300_70D85 和 300L300_47D85 两个工况进行研究,300L300 表示台阶前后长度均为 300 mm,70D85 表示台阶前后直径分别为 70 mm 和 85 mm.两者台阶前流道直径不同、长径比不同,并且台阶高度也不同.通过喷管喉径调节内通道速度,两者台阶前来流 Ma 均为 0.15,燃烧室压强为 4 MPa,温度为 2530.8 K.

比较两者的流场涡量云图(图 7),工况 300L300_70D85 在转角处形成的转角涡脱落经过合并最终可以到达喷管并发生撞击破碎现象,通过连续时间间隔的监视结果可以获得转角涡撞击喷管的频率;而工况 300L300_47D85 由于台阶前长径比很大,在转角之前边界层已经出现了较

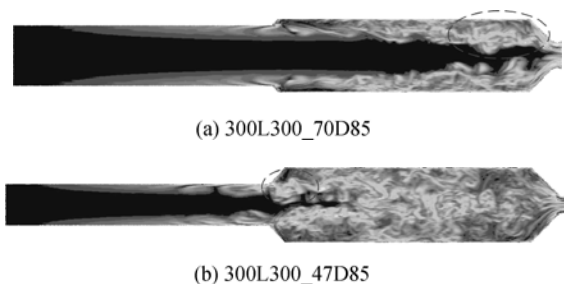


图 7 流场涡量云图(不同台阶前长径比)
Fig. 7 Vorticity maps of flow fields
(different aspect ratios upstream step)

为明显的分离现象,台阶后形成的转角涡脱落尺寸较大且更加混乱,在台阶后流场中部转角涡迅速耗散,此时呈混乱的三维涡结构,难以观察到规律的大尺寸转角涡撞击喷管。

绘制流体质点运动轨迹图(图 8),取相同的质点运动积分步长和步数,两者乘积表示流迹线曲线长度,流迹线颜色深浅由速度大小表征。可以发现,工况 300L300_70D85 在台阶后缘形成了一定的转角涡结构,但总的流体质点运动具有较高的连续性,涡层结构可延续至喷管收敛段,因此会产生转角涡撞击喷管的现象。而工况 300L300_47D85 在台阶后形成了明显的转角涡脱落现象,大部分流迹线在台阶后流场中部中断,表明涡层发生了强烈耗散,规律的大尺度转角涡撞击喷管的过程难以形成。

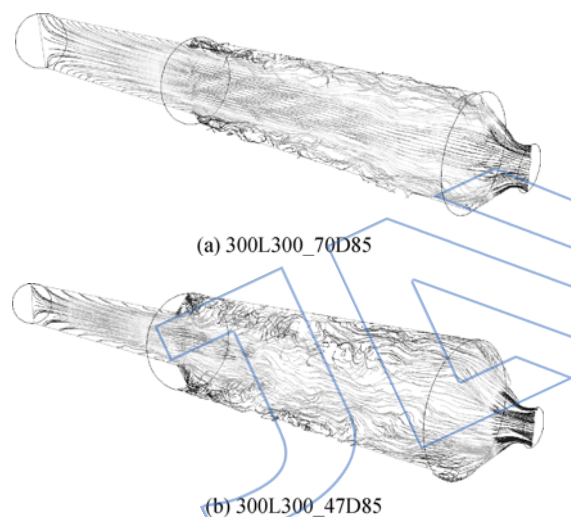


图 8 流体质点运动轨迹图

Fig. 8 Pathline maps of particles in flow

通过对流场中央涡量分布和流迹线走势的分析可以发现,由于两个工况流场结构的不同引起了转角涡脱落运动规律的显著区别,这就造成了两者声涡耦合规律的差异。对两个工况燃烧室头部压强进行 FFT 分析(图 9),横、纵坐标分别表示压强振荡的频率和振幅。工况 300L300_70D85 以单一的尖峰振荡为主,频率与燃烧室 1 阶轴向声频率耦合,而工况 300L300_47D85 的压强振荡峰值频率较为混乱,出现了一个与 2 阶轴向声频率接近的宽峰振荡。

综合上述分析结果,根据转角涡脱落运动特点及其引起的声涡耦合现象不同,可以将转角涡脱落问题分为两类进行研究:第 1 类是能够形成声反馈循环的转角涡脱落现象(形成声反馈循环

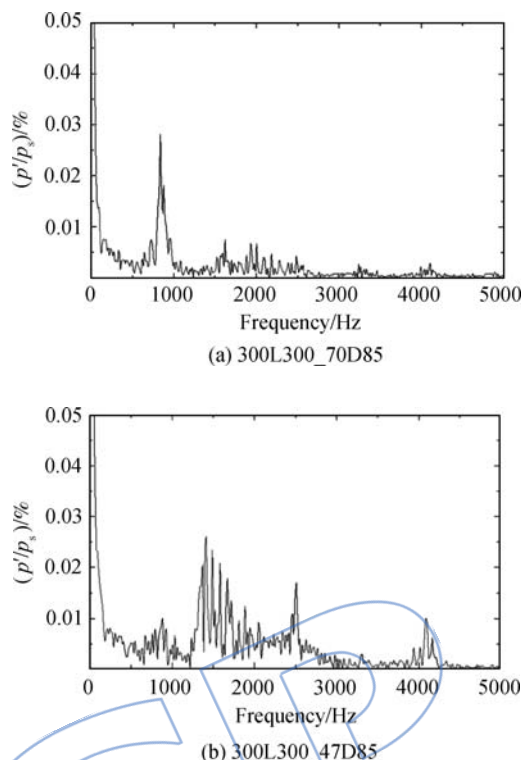


图 9 燃烧室头部压强 FFT 分析

Fig. 9 FFT analysis of head pressure of combustor

涡),第 2 类是不能形成声反馈循环的转角涡脱落现象(形成自耗散涡)。声反馈循环是指转角涡从转角处脱落,经过发展、合并、耗散等过程最终撞击喷管,形成声扰动并向上游传播,扰动到达转角处又会对剪切层失稳产生影响,从而形成一个完整的声扰动产生-反馈的循环过程。可见,工况 300L300_70D85 的转角涡脱落及运动属于第 1 类问题,而 300L300_47D85 的转角涡脱落及运动属于第 2 类问题。通过对影响因素众多的转角涡脱落现象进行分类,可以有效简化声涡耦合问题的复杂性,使研究思路更加清晰,现象和结论也会更加具有针对性。

3 两类转角涡脱落的影响因素分析

由于 C1x 试验装置的燃烧室构型相对简单,可以定义 3 个重要的结构参数以对转角涡脱落规律进行定量表征:①台阶前长径比;②台阶后长径比;③台阶扩张比(台阶下游与上游直径比)。

表 1 对以 C1x 试验装置为基础的一系列工况数值模拟结果进行了汇总,从工况名称命名方式可以获得 C1x 台阶前后直径和长度,表中还列出了台阶前来流 Ma 以及台阶前后长径比,最后根据数值模拟得到的流场涡量云图判断转角涡脱落属于哪一类型。

表 1 不同构型转角涡脱落分类

Table 1 Classification of corner vortor shedding with different configuration

工况	来流 Ma	台阶前 长径比	台阶后 长径比	台阶 扩张比	转角涡脱落类型	
					第 1 类	第 2 类
300L300_47D85	0.15	6.3	3.5	1.8		✓
300L300_47D85_a	0.12	6.3	3.5	1.8		✓
250L350_47D85	0.15	5.3	4.1	1.8		✓
250L350_47D85_a	0.12	5.3	4.1	1.8		✓
200L400_47D85	0.15	4.3	4.7	1.8		✓
350L250_47D85	0.15	7.4	2.9	1.8		✓
350L250_47D85_a	0.12	7.4	2.9	1.8		✓
* 300L300_63D85	0.15	4.8	3.5	1.3	✓	
250L350_63D85	0.15	4.0	4.1	1.3	✓	
350L250_63D85	0.15	5.6	2.9	1.3	✓	
450L450_70D127.5	0.15	6.4	3.5	1.8		✓
450L450_94D127.5	0.15	4.8	3.5	1.4	✓	
150L150_70D85	0.15	2.1	1.8	1.2	✓	
150L300_70D85	0.15	2.1	3.5	1.2	✓	
300L150_70D85	0.15	4.3	1.8	1.2	✓	
200L400_70D85	0.15	2.9	4.7	1.2	✓	
400L200_70D85	0.15	5.7	2.4	1.2	✓	
250L350_70D85	0.15	3.6	4.1	1.2	✓	
250L350_70D85_a	0.2	3.6	4.1	1.2	✓	
250L350_70D85_b	0.25	3.6	4.1	1.2	✓	
350L250_70D85	0.15	5.0	2.9	1.2	✓	
350L250_70D85_a	0.1	5.0	2.9	1.2	✓	
350L250_70D85_b	0.2	5.0	2.9	1.2	✓	
300L300_70D85	0.15	4.3	3.5	1.2	✓	
300L300_70D85_a	0.05	4.3	3.5	1.2	✓	
300L300_70D85_b	0.2	4.3	3.5	1.2	✓	
300L300_70D85_c	0.25	4.3	3.5	1.2	✓	
300L300_70D85_d	0.3	4.3	3.5	1.2	✓	
300L300_70D85_e	0.35	4.3	3.5	1.2	✓	
150L450_63D85	0.15	2.4	5.3	1.3	✓	
450L150_63D85	0.15	7.1	1.8	1.3	✓	
450L150_70D85	0.15	6.4	1.8	1.2	✓	
* 350L350_70D85	0.15	5.0	4.1	1.2		✓
* 300L450_70D85	0.15	4.3	5.3	1.2	✓	
450L300_70D85	0.15	6.4	3.5	1.2		✓

续表

工况	来流 Ma	台阶前 长径比	台阶后 长径比	台阶 扩张比	转角涡脱落类型	
					第 1 类	第 2 类
300L600_70D85	0.15	4.3	7.1	1.2		✓
300L600_70D85_a	0.12	4.3	7.1	1.2		✓
600L300_70D85	0.15	8.6	3.5	1.2		✓
450L450_70D85	0.15	6.4	5.3	1.2		✓
750L750_70D85	0.15	10.7	8.8	1.2		✓
450L450_105D127.5	0.15	4.3	3.5	1.2	✓	
450L450_70D127.5	0.15	6.4	3.5	1.8		✓
* 450L450_94D127.5	0.15	4.8	3.5	1.4	✓	
600L600_105D127.5	0.15	5.7	4.7	1.2		✓
* 400L800_105D127.5	0.15	3.8	6.3	1.2	✓	
* 500L700_105D127.5	0.15	4.8	5.5	1.2		✓
* 700L500_105D127.5	0.15	6.7	3.9	1.2		✓

注:标注*的工况表示转角涡脱落处于第1类和第2类过渡状态,统计结果表示其更趋近于某一类转角涡脱落。

3.1 关键结构参数的影响分析

表1中包含了台阶扩张比为1.2,1.3,1.4和1.8的工况,从结果来看台阶扩张比对转角涡脱落类型具有重要影响,当台阶扩张比增大至1.8时,转角涡脱落全部为第2类转角涡脱落。

如果台阶扩张比较大,则转角结构后缘形成的转角涡脱落与管流自由射流剪切层发展更为接近,会出现类似于自由剪切层 Kelvin-Helmholtz 不稳定的现象。另外,在 $C1x$ 总长不变时大台阶扩张比也意味着台阶前长径比的增加。

以工况 250L350_70D85 和 250L350_47D85 为例,流场的涡量分布云图如图10所示。

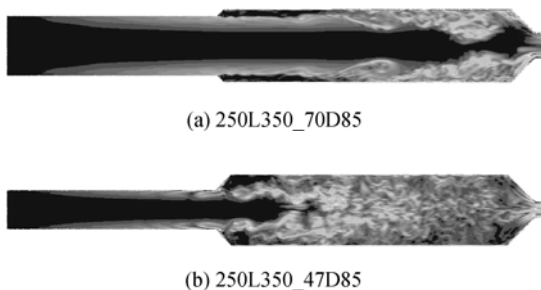


图10 流场涡量云图(不同台阶扩张比)
Fig. 10 Vorticity maps of flow fields
(different step expansion ratios)

湍流相干转角涡结构可以由 Q 函数等值面图11表示,颜色深浅表征涡量大小。可以看出,工

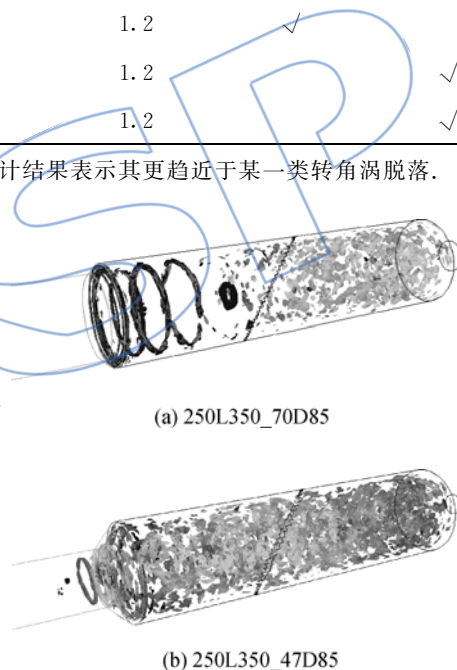


图11 Q 函数等值面($Q=0.2$,不同台阶扩张比)
Fig. 11 Contour of Q criterium
($Q=0.2$, different step expansion ratios)

况 250L350_70D85 台阶前和台阶处流动均为层流状态,在转角处形成了涡环并向下游发展直至接近流场中部开始耗散,涡层十分稳定,这就促进了大尺度转角涡结构对下游喷管的撞击,因此形成明显的第1类转角涡脱落现象。工况 250L350_47D85 的台阶扩张比较大,伴随台阶前长径比的提高,在接近转角处已经形成了近壁面相干涡结构,由于台阶后涡层两侧的速度差较大,涡环迅速破碎,涡量较大的拟序结构集中在流场中央,过早破碎的涡环导致转角下游流场湍流强度增加,因此形成了第2类转角涡脱落现象。可见,台阶扩张

比的增加对转角涡脱落产生的影响是一种复合结果,既包含台阶前长径比增大导致的边界层内形成拟序结构的影响,又包含台阶后剪切层两侧速度梯度增加造成的脱落转角涡失稳、耗散作用增强。

取台阶扩张比为 1.2,台阶前长径比为 4.3,台阶后长径比分别为 1.8、3.5、5.3 和 7.1 四个工况的结果进行分析,分别作 Q 函数等值面和流场涡量云图如图 12 和图 13 所示。

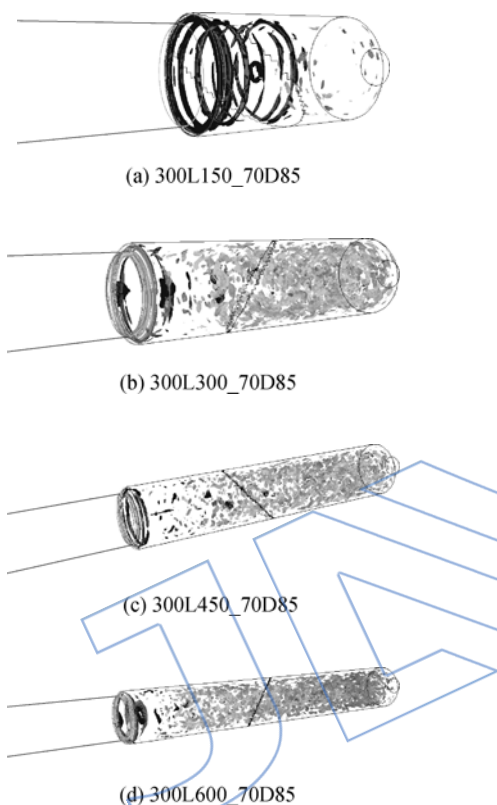


图 12 Q 函数等值面 ($Q=0.2$, 不同台阶后长径比)
Fig. 12 Contour of Q criterium
($Q=0.2$, different aspect ratios downstream step)

这 4 个工况台阶前边界层处于较为稳定的层流状态,在台阶处可以形成稳定的涡环结构.台阶后长径比的增加会对台阶后缘剪切层发展产生一定影响.工况 300L150_70D85 台阶后流场的涡环和涡层结构占主导地位,剪切层可以稳定发展至流场中部,且由于下游长径比很小,剪切层失稳后发展的距离很短,主要的相干涡结构为沿燃烧室轴线方向运动的涡环结构,此时会形成周期性的大尺寸转角涡撞击喷管,这是典型的第 1 类转角涡脱落现象.工况 300L300_70D85 和 300L450_70D85 的剪切层失稳出现在台阶后流场的中前部,脱落转角涡运动的随机性也显著增强,初始脱落的转角涡相互之间还会出现合并现象,伴随着

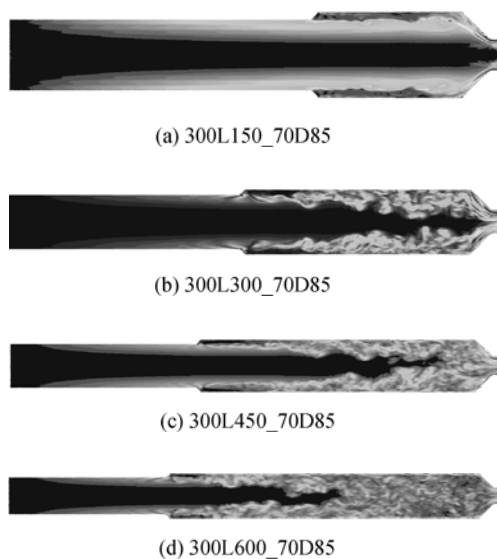


图 13 流场涡量云图(不同台阶后长径比)
Fig. 13 Vorticity maps of flow field
(different aspect ratios downstream step)

近壁面涡量的注入,在接近喷管处会形成大尺寸转角涡并撞击喷管.由于工况 300L450_70D85 台阶后长径比已增大至 5.3,此时转角涡脱落基本处于第 1 类和第 2 类转角涡脱落现象的过渡状态.随着台阶后长径比进一步增加,工况 300L600_70D85 在接近喷管处出现近似的各向同性湍流状态,规律的转角涡撞击喷管现象被明显削弱,此时趋于形成第 2 类转角涡脱落现象。

3.2 两类转角涡脱落的结构参数范围

通过分析大量以 $C1x$ 为基础的变构型工况数值模拟结果,可以总结出燃烧室结构参数对转角涡脱落分类的作用范围.当台阶扩张比小于等于 1.4 时,如果燃烧室台阶前后的长径比不大,则更易形成第 1 类转角涡脱落现象.即当燃烧室特征尺寸同时满足下列条件时,趋于形成第 1 类转角涡脱落现象:

$$\begin{cases} \text{台阶扩张比} < 1.5 \\ \text{台阶前长径比} < 4.5 \\ \text{台阶后长径比} < 5.5 \end{cases}$$

上述条件给出了趋于形成第 1 类转角涡脱落的结构参数的最小范围.在台阶扩张比小于 1.5 时,如果台阶前长径比小于 4.5,此时来流壁面边界层稳定性较强,适当增加下游长径比也可以形成第 1 类转角涡脱落;同理,若台阶后长径比很小,即使来流剪切层稳定性较差,转角处脱落的转角涡在下游对流、耗散距离缩短,仍然具有形成第 1 类转角涡脱落的趋势。

4 结 论

1) 根据台阶后是否能形成声反馈循环将转角涡脱落现象分为两类:第1类转角涡脱落的特征是转角涡脱落后能够撞击下游喷管从而形成声反馈循环,命名为声反馈循环涡;第2类转角涡脱落的特征是脱落后的转角涡在未撞击下游障碍物之前就发生耗散而不能产生声反馈作用,命名为自耗散涡。

2) 燃烧室的台阶扩张比、台阶前后长径比是影响两类转角涡脱落现象形成的重要结构参数。台阶前长径比主要是对边界层稳定性产生影响,大长径比结构下边界层容易失稳、卷起,形成近壁面拟序结构;台阶后长径比主要对转角涡的发展扩散产生影响,如果台阶后长径比较大,脱落转角涡经过较长距离的耗散并导致流场湍流强度增加,规律的相干涡结构难以发展至下游喷管;台阶扩张比体现了上述结构参数的综合结果,从总的趋势来看,台阶扩张比增加使自耗散涡更容易形成。此外,还总结出了趋于形成第1类转角涡脱落现象的燃烧室特征尺寸关系式。

参考文献:

- [1] Flandro G A, Jacobs H R. Vortex-generated sound in cavities[R]. Seattle, US: Aeroacoustics Conference, 1973.
- [2] Mason D R, Folkman S L, Behring M A. Thrust oscillations of the space shuttle solid rocket booster motor during static tests[R]. Las Vegas, US: 15th Joint Propulsion Conference, 1979.
- [3] Brown R S, Dunlap R. Vortex shedding as an additional source of acoustic energy in segmented solid propellant rocket motors[R]. Hartford, US: 16th Joint Propulsion Conference, 1980.
- [4] Culick F E, Magiawala K. Excitation of acoustic modes in a chamber by vortex shedding[J]. Journal of Sound and Vibration, 1979, 64(3): 455-475.
- [5] Dunlap R, Brown R S. Exploratory experiments on acoustic oscillations driven by periodic vortex shedding[J]. AIAA Journal, 1981, 19(3): 408-409.
- [6] Fabignon Y, Dupays J. Instability and pressure oscillations in solid rocket motors[J]. Aerospace Science and Technology, 2003, 7(3): 191-200.
- [7] Telara M, Paglia F, Stella F, et al. Pressure oscillation in P230 SRM: numerical simulation[R]. Sacramento, US: 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2006.
- [8] Dotson K W, Koshigoe S, Pace K K. Vortex driven pressure oscillations in the Titan IV solid rocket motor upgrade[R]. San Diego, US: 31st Joint Propulsion Conference and Exhibit, 1995.
- [9] Dotson K W, Koshigoe S, Pace K K. Vortex shedding in a large solid rocket motor without inhibitors at the segment interfaces[J]. Journal of Propulsion and Power, 1997, 13(2): 197-206.
- [10] Rossiter J E. Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds[R]. London: Ministry of Aviation, 1964.
- [11] Vuillot F. Vortex-shedding phenomena in solid rocket motors[J]. Journal of Propulsion and Power, 1995, 11(4): 626-639.
- [12] Lupoglazoff N, Vuillot F. Numerical simulation of vortex shedding phenomenon in 2D test case solid rocket motors[R]. Reno, US: 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 1992.
- [13] CHEN Xiaolong, HE Guoqiang, LIU Peijin. Experimental investigation on pressure oscillation induced by flow instability in SRM[R]. Daejeon, Korea: 60th International Astronautical Congress, 2009.
- [14] 陈晓龙, 何国强, 刘佩进, 等. 二维缩比发动机实验器中旋涡运动的实验研究[J]. 实验流体力学, 2011, 25(1): 37-41.
CHEN Xiaolong, HE Guoqiang, LIU Peijin, et al. Experimental investigation of vertical motions in a 2D scaled experimental motor[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2011, 25(1): 37-41. (in Chinese)
- [15] 张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流大涡数值模拟的理论与应用[M]. 北京: 清华大学出版社, 2008.
- [16] Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations: I the basic experiment[J]. Monthly Weather Review, 1963, 91(3): 99-164.
- [17] Nicoud F, Ducros F. Subgrid-scale stress modeling based on the square of the velocity gradient tensor[J]. Flow, Turbulence, and Combustion, 1999, 62(3): 183-200.
- [18] Lupoglazoff N, Vuillot F. Comparison between firing tests and numerical simulation of vortex shedding in a 2-D test solid motor[R]. Orlando: 23rd Fluid Dynamics, Plasmas, and Lasers Conference, 1993.
- [19] Flatau A B, Moorhem W K. Cold-flow investigation of vortex-shedding induced sound amplitude variations[R]. Reno, US: 33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 1995.