

文章编号: 1000 8055(2008)09 1595-08

冲压发动机超声速进气道流动自激振荡研究

刘占生, 张云峰, 田 新

(哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 当冲压发动机超声速进气道工作在一定条件下时, 会出现自激振荡现象. 采用数值模拟方法研究了某超声速进气道结构的自激振荡现象, 分析了振荡时进气道内流场的变化过程. 研究表明发生自激振荡时进气道中流动产生大幅脉动, 造成进气道壁板结构承受周期变化的气动载荷, 载荷振荡频谱中包含多个特征频率, 其与声模态频率相重合, 表明自激振荡现象与声模态的相关性.

关 键 词: 冲压发动机; 进气道; 自激振荡; 声模态; 流动分离; 计算流体力学 (CFD)

中图分类号: V235.21

文献标识码: A

Research on self-excited oscillation flows in inlet of ramjet

LIU Zhan-sheng, ZHANG Yun-feng, TIAN Xin

(School of Power Machinery and Engineering,
Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: Self-excited oscillation may arise when the inlet of ramjet is under a certain condition. This phenomenon for a supersonic inlet was numerically studied, and changes in fluid flow fields were analyzed. The results demonstrate that, in the occurrence of oscillation, the fluid flow in inlet generates large amplitude, resulting in violent periodic aerodynamic loads on ramjet wall structures. The frequency spectrum of oscillation comprises some characteristic frequencies similar with acoustic modal frequencies, implying a close relationship between acoustic modes and self-excited oscillation.

Key words: ramjet; inlet; self-excited oscillation; acoustic mode; flow separation; computational fluid dynamics (CFD)

超声速进气道流动复杂, 一方面激波与附面层相互影响, 产生分离和附着, 出现激波串结构, 这些流动可能处于不稳定状态. 另一方面, 进气道中激波的位置可能前后运动, 产生较大压力脉动, 对发动机稳定工作不利. 如果激波运动到唇口之外, 就会造成流量下降, 进气道不启动, 进而引发喘振现象. 激波振荡所产生的压力脉动也会给壁面施加一定频率的振动载荷并会产生噪声, 如果激波振荡具备足够的强度, 就会造成结构的疲劳断裂.

根据进气道中结尾正激波位置的不同, 进气

道中的流动可以分为超临界、临界、亚临界等情况. Sajben 等^[1]对二维进气道模型中的流动进行了试验研究, 在自由流马赫数为 1.84 的情况下, 分别研究了出口喉道面积不同时, 在超临界状态到非临界状态之间变化的时均定常流动和非定常流动. 当结尾激波在 1.5~2.2 之间时, 发现了三种不同的亚声速大分离流动形式, 认为其取决于喉道设置以及历史流动条件, 而且发现相同的压比可对应两种流动形式. 激波在进气道内不稳定, 根据激波的位置, 可分为超临界振荡、双模态(超临界/亚临界)振荡、三模态(超临界/亚临界/非临

收稿日期: 2007-08-13; 修订日期: 2008-01-02

作者简介: 刘占生(1962-), 男, 黑龙江牡丹江人, 教授, 博士生导师, 博士, 主要从事流固耦合振动、转子动力学、故障诊断.

界) 振荡现象, 造成压力的大幅变化, 其影响为三模态> 双模态> 超临界. 超临界振荡时压力脉动功率谱表现为宽频谱, 而双模态和三模态振荡时压力脉动功率谱中具有确定的峰值. Bogar 等^[2] 试验研究了超临界跨声速扩压器振荡流动的特征频率. 分别分析了时均和非定长的超临界流动, 发现根据激波强度不同, 可能出现附体或分离流动, 非定长激波运动的功率谱密度分布显示了最多 3 个不同的峰值频率. 对附体流动, 特征频率尺度为激波到扩压器出口的长度. 观察到最高三阶声学频率. 对于激波引起的分离, 观察到不同于声学频率的单独特征频率.

通过数值模拟方法研究进气道中的振荡现象也是可行的. Liou 等^[3] 对 Sajben 的试验进气道模型进行了二维流动分析, 在超临界流动状态得到的结果与试验结果相吻合. Saunders 等^[4] 模拟了混压式超声速 VDC (可变直径中心体) 进气道流动, 同样观察到激波在喉道中的运动. Fujiwara 等^[5] 分析二维外压缩超声速进气道的激波振荡频率, 与实验结果吻合, 振荡频率同样随着质量流量的降低而增加. Nishizawa 等^[6] 数值研究了自由流马赫数 1.64 时, 外压式进气道在亚临界状态下的激波振荡现象. 研究发现在亚临界时振荡流动存在多个峰值频率, 其中低频成分来自于亚声速扩压器的声学共振, 高频成分 (约 4 000 Hz) 来自于楔面上的周期分离流动被吸除造成的. 高频率成分在扩压器长度增大时消失. 无吸除时分离区域明显增大, 此时周期振荡可能由于亚声速扩压器中的声学共振造成的, 其振荡频率与声学共振最低共振频率相当. Lu 等^[7] 数值分析了 3 048 m (10 英尺) 冲压发动机进气道喘振现象. 其结果表明喘振来自于进口处的局部流动不稳定以及气室中的声学振荡. 并给出了一种修正的上游反馈机理. 亚临界情况下, 这种反馈循环主要在进气道周围形成, 激波引起的分离涡在中心体表面和/或唇口的激波被反射形成声波. 超临界情况下, 反馈主要来自气室中的基本声学共振模式.

国内对进气道中激波振荡现象也有一些研究. 尹军飞等^[8] 通过试验研究了跨声扩压器流场在等压出口和声速出口时的差别, 发现了激波振荡现象, 其振荡频率约为 150 Hz 左右. 等压出口时激波振荡幅度比声速出口时高约 30%, 激波运动速度快, 且呈正弦运动. 王世芬等^[9] 试验分析激波振荡频率为集中于 1 000 ~ 3 000 Hz 的宽频带. 彭成一等^[10] 通过试验方法研究了二元跨声扩

压器中激波振荡的动态特征, 表明扩张角从 3° 增加到 8° 时, 振荡频率显著增大. 而余少志等^[11] 对该试验扩压器的出口流场分析表明流场动态畸变与扩压器中附面层发展密切相关, 附面层的汇合对等直段内湍流发展起着决定性的作用. 余少志等^[12] 还对一个扩压角为 6° 的跨声扩压器激波附面层干扰进行了研究, 发现激波振荡会带动分离包前后移动, 加剧了气流的脉动. 出口条件对激波振荡频率影响很大, 等压出口条件下约为 170 Hz, 而声速出口条件下约为 237 Hz. 激波前后移动最大距离达到 8 mm.

本文对某冲压发动机超声速进气道进行定常与非定常流动分析, 研究其自激振荡现象, 分析振荡时进气道内流场的变化过程, 从特征频率角度分析其与声模态频率的关系.

1 进气道模型及流动参数

如图 1 所示, 设计马赫数为 3.0 的二元混压式进气道结构包括两级压缩楔面、喉道段、扩压段、等直段. 其中压缩楔面的压缩角分别为 11° 和 18° , 唇口角为 5° , 总收缩比 $CR = 4.53$, 内收缩比 $CR_{in} = 1.08$. 设定进气道工作高度 10 km, 马赫数 2.7. 根据标准大气表, $p_0 = 26\ 629\text{ Pa}$, 静温 $T_0 = 223.26\text{ K}$. 设流动为理想气体, 得到总压 $p_t = 0.62\text{ MPa}$, 总温 $T_t = 548.78\text{ K}$. 进气道出口压力 p_b 采用多个背压条件, 分别设定压比 $p_r = p_b/p_0$ 为 1, 5, 7, 9, 10, 11, 12.

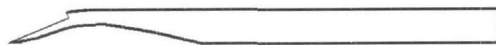


图1 进气道示意图

Fig. 1 Geometry of inlet

设进气道压缩楔面开始位置为坐标原点. 喉道高度 $H = 0.075\text{ m}$, 进气道上游延长 $6.6H$, 上下分别延长 $35H$, 设置为远场边界条件; 进气道外部的流动出口采用压力出口; 进气道出口也设置为压力出口. 进气道压缩楔面、喉道段以及部分扩压段的二维网格如图 2 所示, 采用多块分区加密, 流场网格数共 37 964. 流场划分为多块结构化网格, 近壁面处加密, 使用计算流体力学软件 Fluent 分析流场, 采用 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型, 调整壁面第一层网格高度, 保证 $30 < y^+ < 100$. 使用隐式算法, 对流项采用 Roe 通量差分分裂格式处理, 二阶迎风格式, 湍流项采用二阶迎风格式离散.

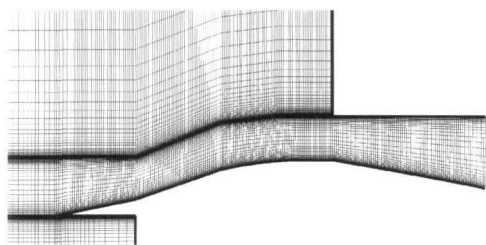


图 2 进气道局部网格

Fig. 2 Inlet mesh local

2 流动验证

进气道工作在逆压梯度下会发生分离流动. 分离流动的计算流体力学模拟对湍流模型、计算网格等要求很高, 为保证结果准确, 需要验证流场计算方法, 这里以 Carroll 和 Dutton^[13] 实验研究的隔离段模型为对象, 进行了定常流动分析.

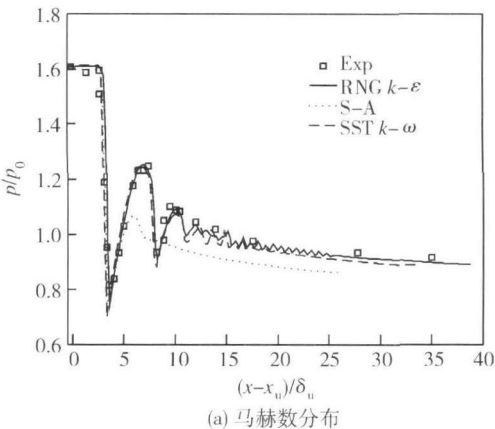
Carroll 和 Dutton^[13] 实验研究了来流马赫数为 1.63 和 2.45 时, 附面层和反压对矩形截面管道内激波串的影响, 他们测量了壁面压力、中心线马赫数以及壁面摩擦系数, 还对流场速度进行了激光多普勒测量, 并对流场结构做了表面油流显示, 他们发现当波前马赫数保持不变时, 随着附面层厚度的增加, 激波数目和激波与激波之间的间距会增加, 另外激波长度也会增加. 本节采用其试验模型 (G-D 模型) 作为流场计算方法的标定样本.

G-D 模型为矩形截面的二维隔离段, 截面宽度 76.2 mm, 进口高度为 32.06 mm, 为消除沿流向附面层增厚造成流道收缩的影响, 其上下壁面各有 0.13° 的扩张角, 隔离段长度为 754 mm. 其试验包括多个边界条件, 这里使用进口马赫数 1.63, 进口总压 206 000 Pa, 总温 295 K, 壁面温度 194 K, 进口附面层厚度 $\delta_a = 5.4$ mm, 出口/进口静压比 2.41. 选择隔离段后半部长度为 350 mm 的一段隔离段作为计算域. 进口的总压、总温、静压分布采用湍流边界层的 1/7 幂律近似, 同时包括壁面恢复温度近似.

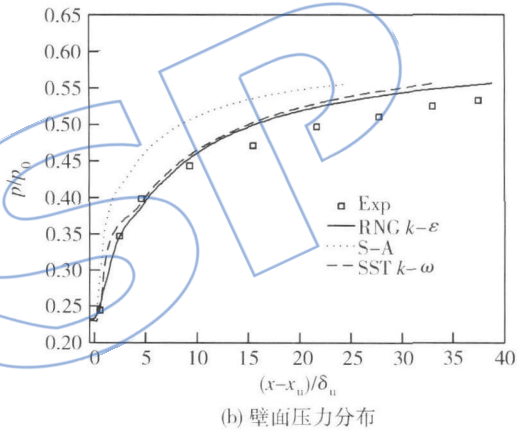
使用 Fluent 进行分析, 其中湍流模型选择了低雷诺数 Spalart-Allmaras (S-A) 模型、低雷诺数 SST $k-\omega$ 模型; 高雷诺数 RNG $k-\epsilon$ 模型和非平衡壁面函数.

图 3(a) 和(b) 分别给出了隔离段中心线上的马赫数分布和壁面上的压力分布. 图 4 给出了采用 RNG $k-\epsilon$ 模型计算出的马赫数分布. 由图中可以看出, 采用 RNG $k-\epsilon$ 和 SST $k-\omega$ 模型时, 马赫

数分布与试验吻合较好, 而壁面压力分布则存在一些偏差, 其中 RNG $k-\epsilon$ 的计算结果相对准确, 表明 RNG $k-\epsilon$ 模型的相对优越性. 后续的计算将采用该湍流模型进行进气道内流动的计算.



(a) 马赫数分布



(b) 壁面压力分布

图 3 计算结果对比

Fig. 3 Results comparison

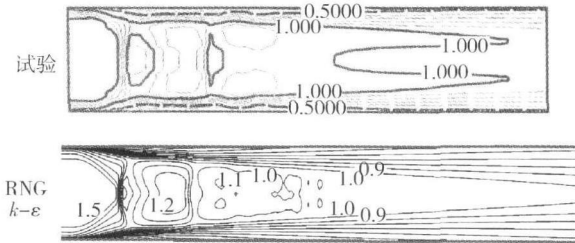
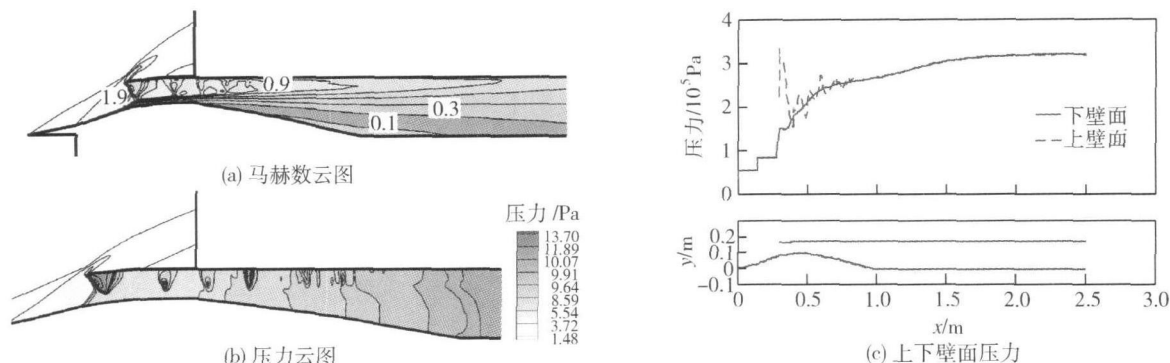


图 4 马赫数等直线图

Fig. 4 Mach number contour

3 定常流动分析

超声速进气道工作在不同压比下, 其内部流动情况是截然不同的. 由计算分析可知, 本文研究的进气道在工作马赫数为 2.7, 压比小于 12 时为超临界流动, 结尾激波位于喉道中; 压比为 12 时为临界流动, 结尾激波位于进气道喉道唇口; 压比大于 12 时为亚临界流动, 结尾激波被推出喉道.

图5 定常结果 $p_r = 12$ Fig. 5 Steady solution with $p_r = 12$

计算马赫数小于设计马赫数,有溢流出现。

如图5所示,给出了压比为12时的马赫数分布云图、无量纲压力云图,以及进气道上下内表面的相应压力分布。第一道激波的位置接近于唇口,第二道激波由于气流在下表面的分离包处被压缩而产生,第三道激波位于喉道中部,在扩压段还有若干道弱激波,形成激波串结构。喉道中下壁面前半部有分离包,约占喉道高度15%。下壁面扩压段与等直段连接部有大面积分离包,分离包延伸至等直段长度一半,其上沿与喉道段下壁面大致齐平。沿流向壁面压力逐渐升高,其中上壁面处由于激波串的存在,其压力存在波动。

4 自激振荡流动

冲压发动机进气道工作在高逆压梯度下,流道内存在激波、膨胀波、激波反射与相交、激波附面层干扰、流动分离等复杂现象。流动本质上并不稳定,存在着自激振荡现象,即流场进出口条件不变情况下出现的非定常流动。激波自激振荡现象可能造成激波被反复推出、吸入进气道,造成流动大幅变化,影响发动机工作。在定常流动分析的基础上,分析该进气道在不同压比条件下的非定常流动,研究激波自激振荡现象。

计算以定常流动解为初值,设置时间步长为 1.0×10^{-6} s,时间项采用二阶隐式求解。每一时间步迭代至残差下降 1.0×10^3 量级。分析了压比 $p_r = 8, 9, 10, 11, 12$ 时的流动。

计算发现,当压比为8, 9, 10, 11时,流场基本保持定常流动状态,各点的压力脉动很小。图6给出了压比为10时,喉道中 $x/H \approx 6.67$ 处上下壁面压力随时间变化曲线,及其功率谱密度分布,此点位于扩压段入口。可以看出各点的变化均为随机变化,压力脉动小于该点平均压力的0.1%,上

壁面该点脉动无明显峰值频率,而下壁面该点脉动频率分布在很宽的频带上。上下壁面上其他各点压力脉动及频率分布与这两个点相似。这些现象表明当压比为8, 9, 10, 11时,流场中不存在自激振荡现象。这种情况下,结构仅仅受到湍流脉动压力的激振。

在压比为12的非定常计算中,进气道中的气流不稳定,压力均有大幅波动,激波前后振动。图7给出了流量系数随时间的变化曲线,可以看出流量系数有大幅的振荡变化,这将对进气道下游的工作造成极大影响。

图8给出了一个振荡周期内不同时刻的压力云图。从图中可以看出激波一直在喉道中振荡,图8(a)~(e)显示了激波从喉道外被吸入的过程,图8(e)~(h)显示了激波被推出喉道外的过程。激波前后运动幅度达到0.1 m。激波被吸入的过程中,下壁面的分离点在喉道内收缩,由于分离包所受逆压梯度减小,分离包开始缩小,分离流在喉道中的高度最小降低为喉道高度的10%;当激波接近其最下游振荡位置时,从扩压段亚声速流动传来的压力波动使得逆压梯度增加,加剧喉道内分离,分离流高度最多占据喉道高度的30%。下壁面分离点向上游移动,最多达到第二个压缩楔面上。在喉道分离包前形成激波。

图9给出了上下壁面各点压力脉动时间历程及响应的功率谱密度分布。从图中可以看出各点压力脉动规律性很强,脉动幅值较大,表明激波随时间反复运动经过这些点,造成压力大幅波动。各点脉动频率有所不同,但频率成分大致相同,包括100, 190, 290, 380, 470, 570, 660, 760, 850, 950, 1 040 Hz等。上壁面 $x/H = 4.0$ 处位于唇口(图9(a)),激波有一次吸入推出过程,其频率分布简单,主要为100 Hz,高次谐波很弱。上壁面 $x/H =$

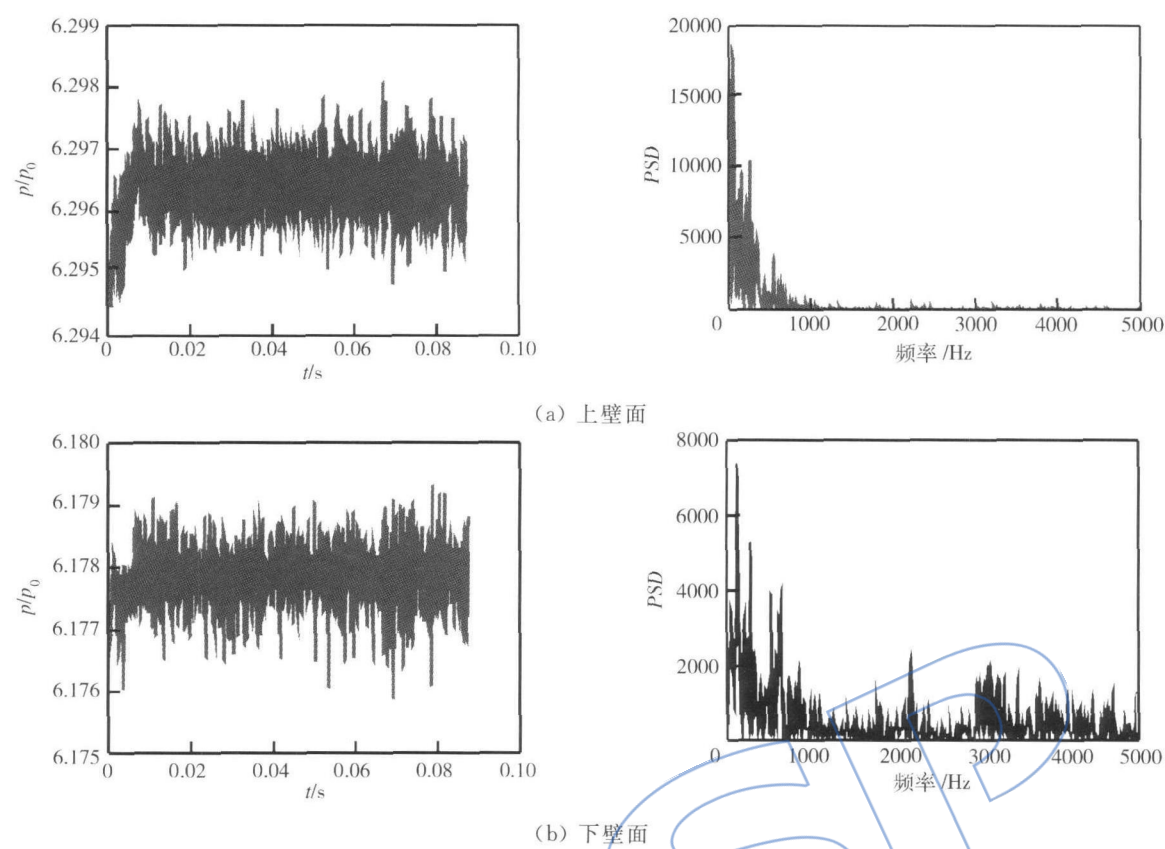


图 6 压力脉动时间历程及功率谱密度分布
Fig. 6 Time history and PSD of pressure oscillation

5. 33 处位于喉道中部(图 9(c)), 一个周期内分别受到第一道激波与第二道激波的作用, 形成时域波形上的两个峰值, 其振荡频率成分较复杂, 包括 100, 190, 290, 380, 470, 570 Hz 等, 高次谐波峰值依次降低. 上壁面 $x/H=6.67$ 处位于喉道尾部与扩压段连接部(图 9(e)), 其时域波形类似图 9(b), 在一个周期内被第二道激波及其之后的若干道弱激波所影响, 形成时域波形上的几个峰值. 其频率成分与前一点有所不同, 没有出现 290 Hz 成分, 除 100, 190 Hz 以外, 470 Hz 峰值较高, 而

其他频率成分比重相对较低. 下壁面 $x/H=4.0$ 处(图 9(b)) 对应于第二压缩楔面与喉道的连接部, 一个周期内包括分离包的一次吸入推出过程, 频率包括 100, 190 Hz. 下壁面 $x/H=5.33$ 处(图 9(d)) 位于喉道中部, 一个周期内同样包括分离的一次吸入推出过程, 频率包括 100, 190, 290 Hz, 高频成分所占比重增大. $x/H=6.67$ 处(图 9(f)) 位于喉道和扩压段连接部分, 其上游为喉道分离包, 下游为扩压段分离包, 在一个周期内, 扩压段分离包受到压力扰动影响向上游运动, 并进一步影响喉道分离流, 该点处压力脉动主要受到扩压段分离包向上游移动的影响, 频率主要包括 100, 190 Hz.

在下游扩压段和等直段前半部分, 壁面上各点的压力脉动具有同样的特征, 上壁面的压力脉动主要受到激波串结构影响, 由于激波强度低于喉道内激波, 且激波间距较小, 壁面上各点在一个周期内可能受到多个激波运动的影响, 虽然压力脉动幅值较小, 但频率成分更加复杂(图 9(g)). 下壁面的压力脉动主要源于流道上方激波串前后运动及逆压梯度变化对此处分离包的共同作用. 频率成分同样较为复杂(图 9(h)).

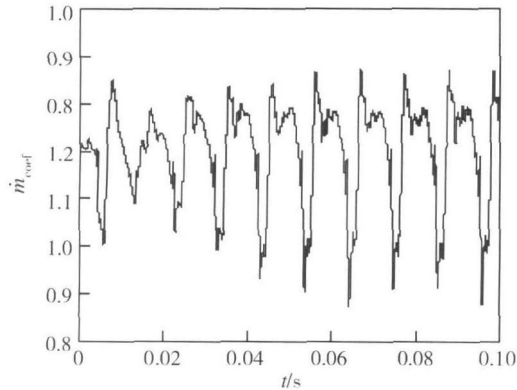


图 7 流量系数变化
Fig. 7 Time history of mass flow coefficient

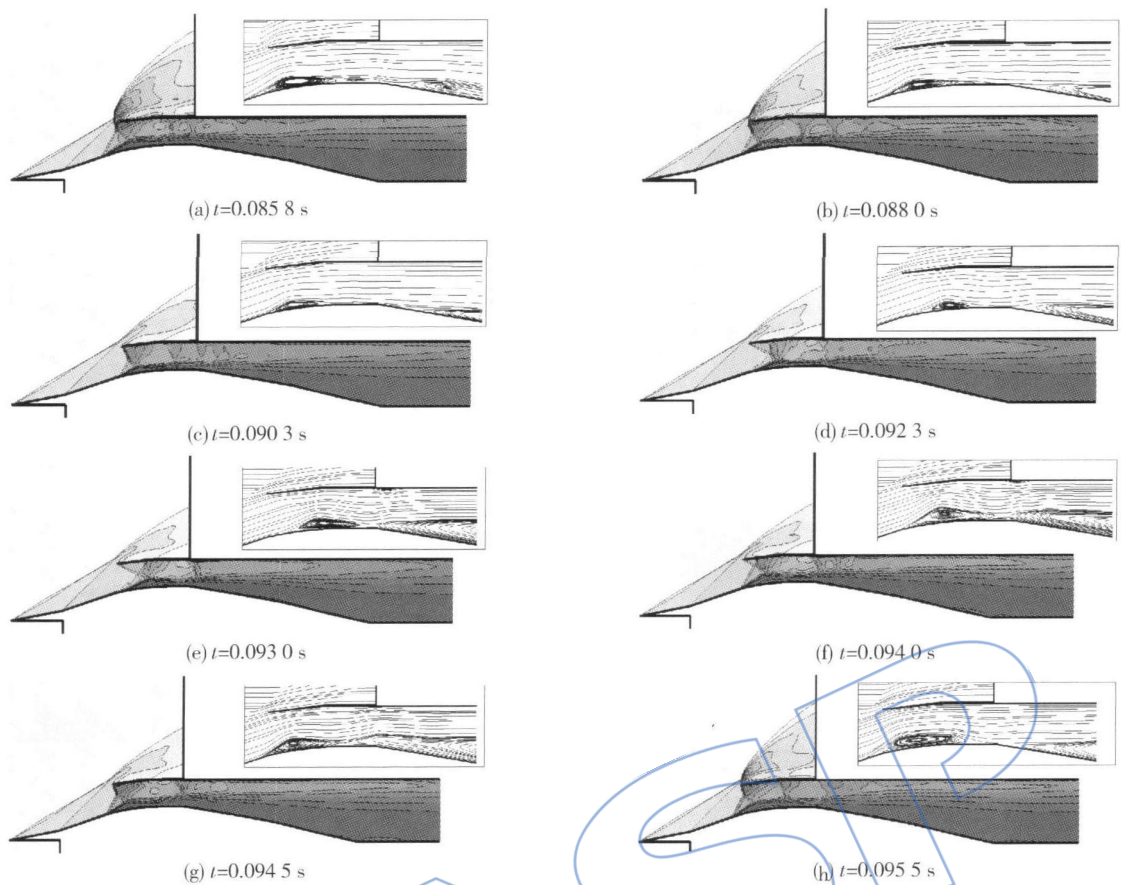


图 8 激波振荡马赫数云图及流线 ($p_r=12$)

Fig. 8 Mach contours and streamlines of shock wave oscillation

随着激波串结构在下游的消失,压力脉动逐渐减小,频率成分比较简单(图 9(i)和(j)),由于将出口背压限定为固定值,此时的压力脉动主要由压力在出口处的反射造成,上下壁面的压力脉动基本相同。

激波振荡的频率可能来自于进气道中声模态响应。进气道下游固定出口压力,可以看作一端封闭,而上游喉道存在正激波,对声波进行反射,同样看作封闭的一端。根据一维准静态等截面管道流声学方程

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0 \tag{1}$$

式中 c, p', x, t 分别为声速、压力脉动、轴向坐标、时间。考虑流动速度影响,可以得出声学共振频率为

$$f = 2n \frac{c}{4L} (1 - Ma^2) \tag{2}$$

式中 n, L, Ma 分别表示声模态数、管道长度、流动马赫数。

根据本节所分析的进气道结构,将唇口到压力出口的距离取为管道长度,则 $L = 2.2 \text{ m}$,进气道内流动平均马赫数 $Ma = 0.33$,平均声速 $c =$

460 m/s,可以计算出对应声模态。表 1 列出了声模态频率值与数值模拟所得振荡频率。可以看出振荡频率与声模态频率很接近,表明流动自激振荡是由声模态引起的。这一结论与文献[2]的研究结果相符。

表 1 声模态与振荡频率

Table 1 Acoustic modes and oscillation frequencies

<i>N</i>	声模态频率/Hz	计算值/Hz	误差/%
1	95.86	100	4.32
2	191.72	190	-0.90
3	287.58	290	0.84
4	383.44	380	-0.90
5	479.30	470	-1.94
6	575.16	570	-0.90
7	671.02	660	-1.64
8	766.88	760	-0.90
9	862.74	850	-1.48
10	958.60	950	-0.90
11	1 051.46	1 040	-1.09

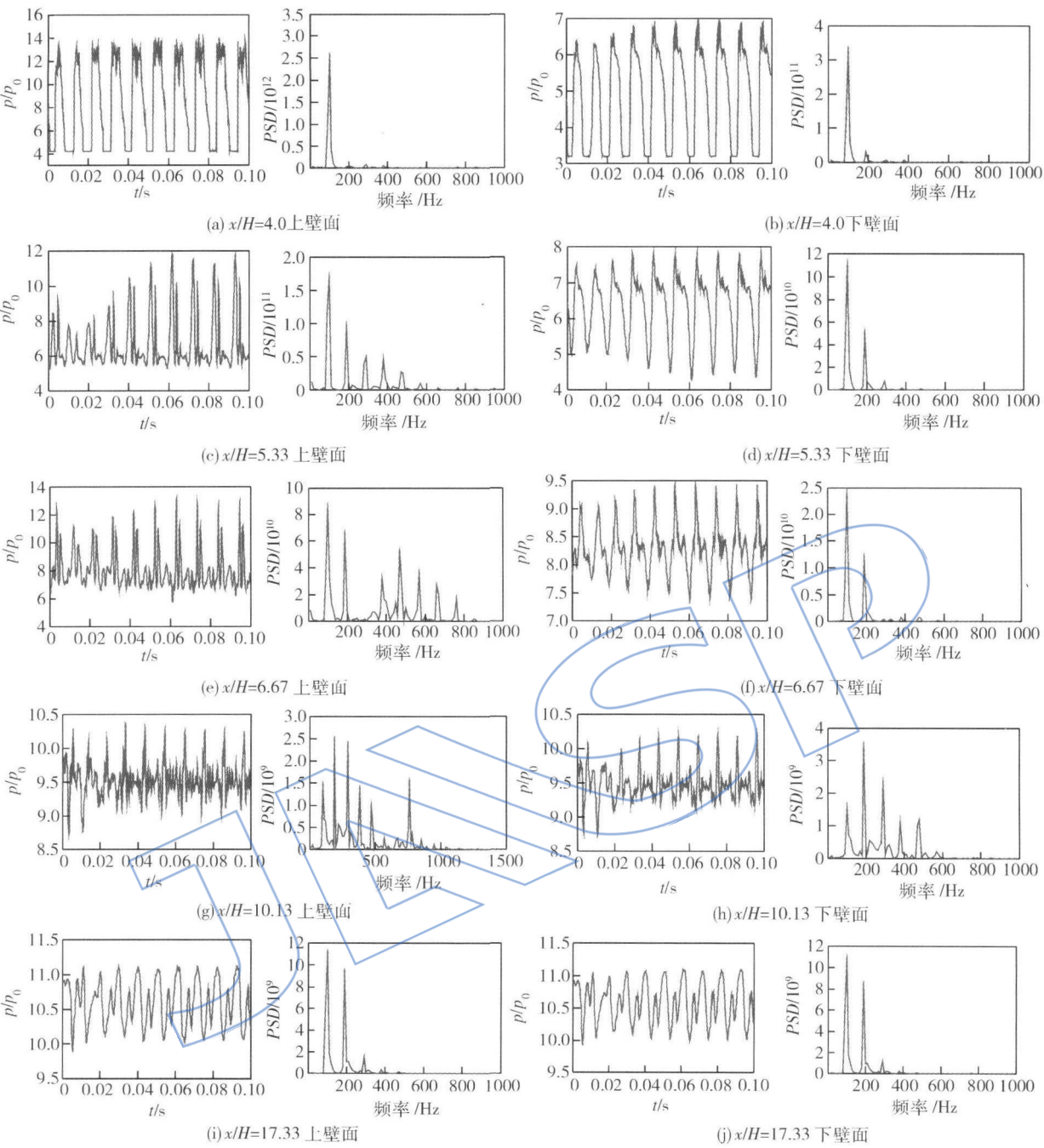


图 9 上下壁面各点压力脉动和功率谱密度分布

Fig. 9 Pressure oscillation and PSD of points on top and bottom walls

5 结 论

研究了冲压发动机超声速进气道自激振荡现象, 结果表明在特定边界条件下, 进气道中的流动会出现明显的自激振荡现象, 导致压力大幅脉动, 该压力脉动沿流向逐渐减弱. 振荡压力频谱中包含多个特征频率, 这些频率与声模态频率对应, 表明自激振荡的激起和维持与声模态密切相关.

参考文献:

[1] Sajben M, Bogar T J, Kroutil J C. Experimental study of flows in a two dimensional inlet model [J]. Journal of Propulsion and Power, 1985, 1(2): 109-117.

[2] Bogar T J, Sajben M, Kroutil J C. Characteristic frequencies of transonic diffuser flow oscillations [J]. AIAA Journal, 1983, 21(9): 1232-1240.

[3] Liou M S, Ann A, Hankey W L, et al. Numerical simulation of a supercritical inlet flow [R]. AIAA-85-1214.

- [4] Saunders J D, Keith T G Jr. Results from computational analysis of a mixed compression supersonic inlet [R]. AIAA-91-2581.
- [5] Fujiwara H, Murakami A, Watanabe Y. Numerical analysis on shock oscillation of two dimensional external compression intakes [R]. St. Louis, Missouri: 32nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 2002, AIAA 2002-2740.
- [6] Nishizawa U, Kameda M. Computational simulation of shock oscillation around a supersonic air intake [R]. San Francisco, California: 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 2006, AIAA 2006-3042.
- [7] Lu P J, Jain L T. Numerical investigation of inlet buzz flow [J]. Journal of Propulsion and Power, 1998, 14(1): 90-100.
- [8] 尹军飞, 彭成一. 出口边界条件对跨音扩压器流场的影响 [J]. 推进技术, 1991, 12(1): 19-23.
YIN Junfei, PENG Chengyi. Influence of exit boundary conditions on transonic diffuser flow fields [J]. Journal of Propulsion Technology, 1991, 12(1): 19-23. (in Chinese)
- [9] 王世芬, 李清泉. 高超音速湍流分离表面热流率的脉动特性 [J]. 力学学报, 1991, 23(4): 426-432.
WANG Shifen, LI Qingquan. Nature of the surface heat transfer fluctuation in a hypersonic separated turbulent flow [J]. ACTA Mechanica Sinica, 1991, 23(4): 426-432. (in Chinese)
- [10] 彭成一, 张堃元, 余少志, 等. 跨音扩压器中的不稳定流 [J]. 南京航空航天大学学报, 1985, 17(2): 38-46.
PENG Chenyi, ZHANG Kunyuan, Yu Shaozhi, et al. Unsteady flow in transonic diffusers [J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 1985, 17(2): 38-46. (in Chinese)
- [11] 余少志, 马家驹, 丁晨, 等. 跨音扩压器出口流场的动态特性 [J]. 南京航空航天大学学报, 1985, 17(2): 47-55.
YU Shaozhi, MA Jiaju, Ding Cheng, et al. Dynamic characteristics of the flow field at the exit of transonic diffusers [J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 1985, 17(2): 47-55. (in Chinese)
- [12] 余少志, 彭成一, 尹军飞. 跨音扩压器中激波附面层相互作用 [J]. 南京航空航天大学学报, 1985, 17(2): 56-69.
YU Zhaozhi, PENG Chengyi, YIN Junfei. Shock wave/boundary layer interaction in a transonic diffuser [J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 1985, 17(2): 56-69. (in Chinese)
- [13] Carroll B F, Dutton J C. Characteristics of multiple shock wave/turbulent boundary-layer interactions in rectangular ducts [J]. Journal of Propulsion and Power, 1990, 6(2): 186-193.