

中心线偏置隔离段内激波串振荡特性

熊 冰, 范晓樯, 王振国

(国防科学技术大学 航天科学与工程学院

高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

摘 要: 采用非定常数值方法研究了一种中心线偏置隔离段内的激波串振荡特性, 分析了隔离段出口反压及管道扩张比对激波串振荡特性的影响规律. 结果表明: 出口总压最大值对应激波串前缘最小位移, 出口总压最小值对应激波串前缘最大位移. 在一定大小反压条件下隔离段内出现激波串的自激振荡, 在较高反压条件下激波串稳定在管道内部. 在来流马赫数为 2.0 条件下, 中心线偏置隔离段较等直隔离段更易出现激波串自激振荡. 在出现激波串自激振荡时, 在同一反压条件下, 大扩张比(如 37%)隔离段流场的振荡主频、幅度和出口平均总压均小于小扩张比隔离段.

关 键 词: 隔离段; 中心线偏置; 非定常数值方法; 激波串; 振荡

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

Oscillation characteristics of shock train in deflected center-line isolator

XIONG Bing, FAN Xiao-qiang, WANG Zhen-guo

(Science and Technology on Scramjet Laboratory,

College of Aerospace Science and Engineering,

National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: An investigation was conducted on the oscillation characteristics of shock train in deflected center-line isolator by using unsteady numerical simulation methods. The effects of back-pressure of isolator exit and expanded ratio of isolator on the oscillation characteristics of shock train were analyzed. The results show that the peak exit total pressure corresponds to the smallest displacement of the shock train leading edge and the valley exit total pressure corresponds to the largest displacement. The further research indicates that the self-excited oscillation of shock train in isolator only occurs under several back-pressure conditions and the shock train keeps steady under high back-pressure finally. Compared with the straight isolator, the shock train self-excited oscillation is prone to occur in deflected center-line isolator under the same incoming flow Mach number of 2.0. In addition, under the same back-pressure condition, the larger expanded ratio (eg. 37%) means the lower oscillation frequency, amplitude and time-mean exit total pressure the flow field can be got when the self-excited oscillation phenomena occurs.

Key words: isolator; deflected center-line; unsteady numerical simulation; shock train; oscillation

隔离段作为高超声速飞行器动力装置的重要组成部分, 是承接进气道和燃烧室的重要部件, 承

受燃烧室高反压, 隔离燃烧室对进气道的干扰, 使超燃冲压发动机在较宽马赫数和当量比范围内均

收稿日期: 2014-11-11

基金项目: 国家自然科学基金(11372347); 国防科学技术大学优秀研究生创新资助(S150101)

作者简介: 熊冰(1991—), 男, 湖北十堰人, 硕士生, 主要从事高超声速推进技术研究. E-mail: marching@yeah.net

能可靠工作,其设计好坏直接影响到超燃冲压发动机及飞行器整体性能^[1-2]。

目前工程上使用的隔离段通常是横截面积相等或近似微扩、中心线为直线的管道^[3],关于中心线为直线的隔离段研究已较为充分^[4-9]。但随着超燃冲压发动机技术的逐步成熟和实用化,在高超声速飞行器实际应用中,需要设计管道中心线偏置或弯曲的隔离段。弯曲管道的进出口气流发生转向。谭慧俊等^[10-11]利用数值和实验相结合的方式对弯曲管道内的激波串特性进行了初步研究,预估了弯曲管道内的激波串长度和压力分布特性。偏置管道进出口气流方向仍保持平行,进出口中心线水平高度发生偏置。从公开的文献来看,有关中心线偏置隔离段的研究相对较少。因此,本文针对这种隔离段开展了相关研究。

超燃冲压发动机正常工作时,隔离段反压较高,在高反压条件下隔离段内会出现激波串自激振荡等复杂的非定常现象^[12-14],即在来流条件和反压保持不变条件下,激波串仍在某一平衡位置附近前后振荡。

激波振荡产生的脉动压力会对超燃冲压发动机的稳定工作产生不利影响。针对等直隔离段内的激波振荡现象,国内外已开展了许多数值和实验研究^[15-18]。Ikui等^[15]首先在实验中研究了等直隔离段内的激波串自激振荡现象,并认为是来流的湍流波动造成了激波串的振荡。Sugiyama等^[17]重复了Ikui等的实验,认为振荡的原因在于激波根部的非定常分离流运动。直至目前,激波振荡的物理形成机理仍不明确,关于中心线偏置隔离段内的激波振荡现象尚未有充分认识,基于以上考虑,本文开展了相关研究。

1 物理模型和计算方法

中心线偏置隔离段的设计主要是为了实现压缩气流的折转和导向,在设计和验证初期,中心线偏置隔离段的设计应尽可能参数化,图1所示的中心线为折线的隔离段(turning isolator)是一种典型构型,其主要设计参数为隔离段总长 L ,进出口高度 h_i, h_o ,折转点距离 a 和偏心量 b ,设计参数较少,便于分析设计参数对流场特性的影响规律。本文以二维折线隔离段为代表对中心线偏置隔离段内的激波串振荡现象进行了研究。

图1(a)和图1(b)分别为等截面及带扩张角的折线隔离段,其总长 L 、进口高度 h_i 及出口高度 h_o 由总体需求确定,偏心量 b 由进气道出口与

燃烧室入口中心线的水平高度差决定。本文对隔离段的扩张选用线性扩张方式,即沿流动方向,任意横截面(与中心线垂直)面积 $S(x)$ 对 x 的偏导数恒为常数,并定义管道扩张比 $\phi=(h_o-h_i)/h_i$ 表征隔离段扩张程度。表1给出了本文算例及折线隔离段的相关设计参数。

本文对扩张比 $\phi=0, 10\%, 37\%$ 共3种折线隔离段流场进行了数值计算,计算对全流场采用Navier-Stokes(N-S)方程数值求解,隔离段入口设置为压力入口条件,给定来流马赫数 $Ma_\infty=2.0$,入口静压 $p_i=50\text{ kPa}$,入口总温 $T_{0i}=300\text{ K}$ 。出口设置为压力出口边界条件,出口截面当地超声速时压力外推,当地亚声速时给定反压设定为 p_b 。壁面采用绝热、无滑移条件。湍流模型选择标准 $k-\epsilon$ 模型。计算采用二维结构化网格,最小网格单元大小为 $5.42\times 10^{-6}\text{ m}^2$,网格总量为92800。计算时在出口设置压力监测截面,进行非定常数值计算,迭代时间步长为 10^{-7} s ,小于流向最小网格长度除以来流速度的 $1/3$ 。应用双时间步进(dual-time stepping)隐式的时间离散方法求解非定常流场,流场采用入口流动条件初始化。另外,文中还采用相同的计算方法对总长为800 mm,入口高为56 mm的等直隔离段进行计算,用以和偏置隔离段的结果对比。

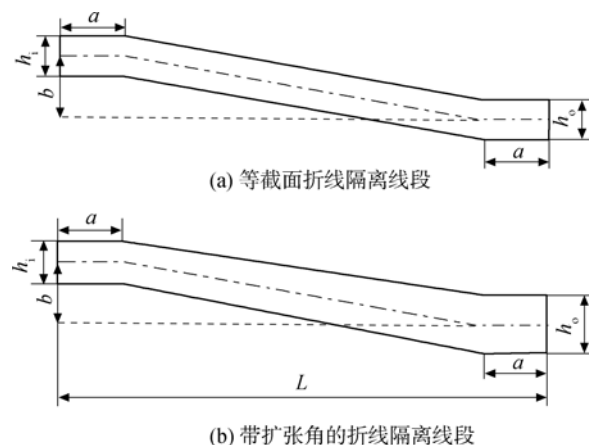


图1 二维折线隔离段构型

Fig. 1 Shape of two-dimension turning isolator

表1 折线隔离段设计参数

Table 1 Designed parameters of turning-isolator

算例	$\phi/\%$	L/mm	h_i/mm	a/mm	b/mm
A	0				
B	10	800	56	100	80
C	37				

2 计算结果及分析

2.1 出口总压与激波串前缘位置关系

Ikui 等^[15]在实验中发现,等直隔离段内激波串的振荡不仅造成激波串区的压力波动,下游流场压力也会受到影响.本节旨在探究折线隔离段内激波串振荡与下游流场压力间的联系,主要分析隔离段出口总压 p_{0e} 的时变特性与激波串前缘位置(leading edge)的关系.图 2(a)给出了 $p_b/p_i=3.0$ 条件下算例 A ($\psi=0$) 出口总压 p_{0e} 的时变曲线,纵坐标用入口总压 p_{0i} 无量纲化,得到隔离段总压恢复系数 σ .由图 2(a)可知,点 1(P_1)到点 5(P_5)为算例 A 流场的一个振荡周期,包含两种振荡形式.图 2(b)给出了算例 A 在图 2(a)点 1~点 5 时刻对应流场的马赫数等值线.对比图 2(a)和图 2(b)发现,在点 1 时刻(12.2 ms),激波串前缘点 1 最靠近隔离段出口,位于 $x=0.701$ m 最小位移处,此时 σ 达到最大 0.794;在点 2 时刻(14.0 ms),激波串前缘 p_2 最远离隔离段出口,位于 $x=0.619$ m 最大位移处,此时 σ 达到最小,为 0.660.经过点 3(15.5 ms)、点 4(16.1 ms),流场到达点 5(16.8 ms)状态,激波串完成一个完整振荡周期,激波串前缘在 0.619~0.701 m 之间振荡,总压恢复系数 σ 在 0.660~0.794 间振荡.

图 3(a)给出了反压 $p_b/p_i=2.6$ 条件下算例 B ($\psi=10\%$) 的出口总压 p_{0e} 的时变曲线,图 3(b)为相应时刻流场的马赫数等值线.由图 3(a)可知,点 1 到点 3 为算例 B 流场的一个振荡周期,仅含有一种振荡形式,与算例 A 相比存在差异.图 3(b)给出了算例 B 在图 3(a)点 1~点 3 时刻对应流场的马赫数等值线.对比图 3(a)和图 3(b)可以发现与算例 A 类似的规律:出口总压 p_{0e} 最大值与激波串前缘最小位移对应,出口总压 p_{0e} 最小值

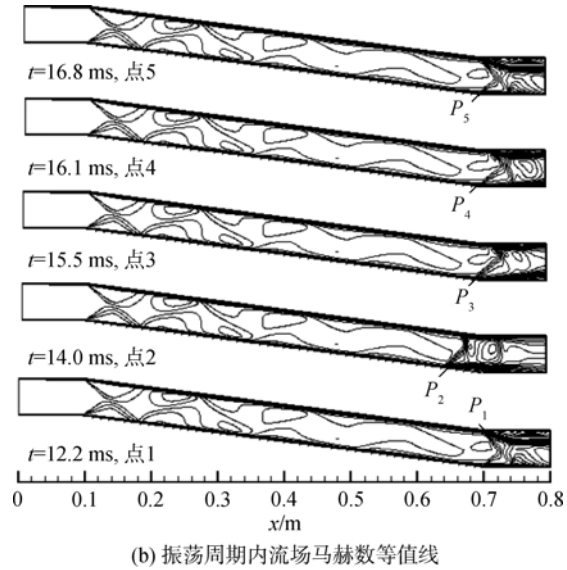
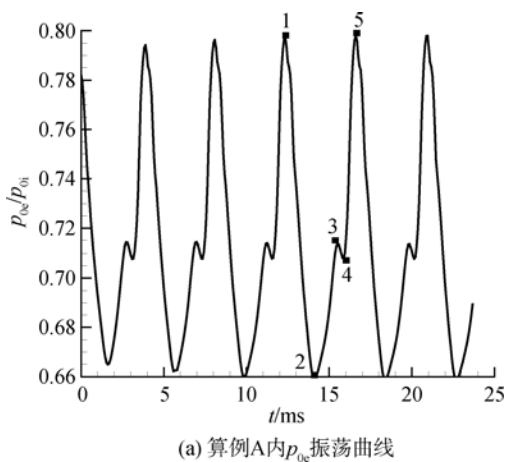


图 2 算例 A 内 p_{0e} 与激波串前缘位置关系
($p_b/p_i=3.0$)

Fig. 2 Relationship between p_{0e} and shock train leading edge position in case A ($p_b/p_i=3.0$)

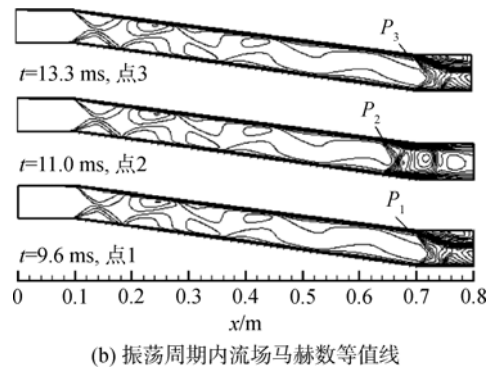
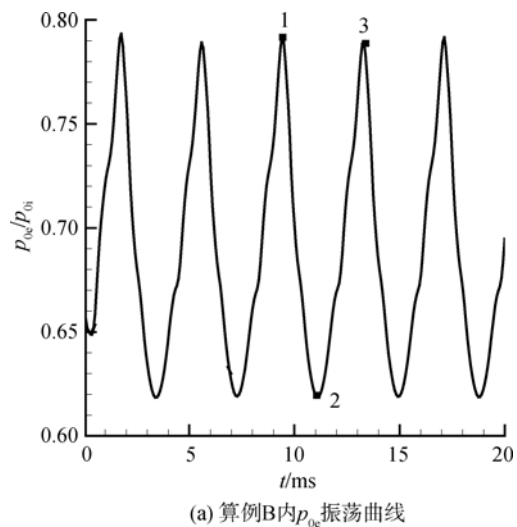


图 3 算例 B 内 p_{0e} 与激波串前缘位置关系
($p_b/p_i=2.6$)

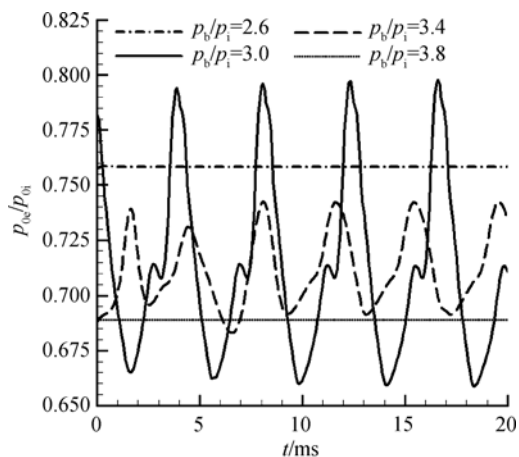
Fig. 3 Relationship between p_{0e} and shock train leading edge position in case B ($p_b/p_i=2.6$)

与激波串前缘最大位移对应. 流场从点 1 到点 3 时刻完成一个完整的振荡周期, 激波串前缘在 $0.635 \sim 0.696$ m 之间振荡, 总压恢复系数 σ 在 $0.616 \sim 0.792$ 间振荡.

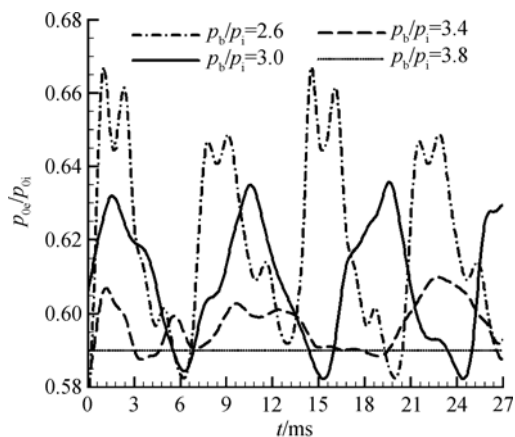
2.2 反压对激波串振荡特性影响

计算中发现, 随反压改变, 隔离段内定常流场和非定常流场会相互转化, 激波串振荡特性也将发生改变. 为了研究反压对流场激波串振荡特性的影响, 本节在不同反压条件下对折线隔离段流场进行了计算. 图 4(a) 和图 4(b) 给出了算例 A 和算例 C 在反压 $p_b/p_i = 2.6, 3.0, 3.4, 3.8$ 条件下出口总压 p_{0e} 的时变曲线. 由图 4(a) 可知, 反压 $p_b/p_i = 2.6$ 条件下, 出口总压不随时间变化, 算例 A 流场是定常的, 激波串稳定在管道内部; 反压 $p_b/p_i = 3.0, 3.4$ 条件下, 出口总压随时间变化, 算例 A 流场呈现明显的周期性振荡, 管道内激波串随之振荡, 但振荡频率、幅度及平衡位置有所差异; 当反压增加至 $p_b/p_i = 3.8$ 时, 隔离段流场的非定常特性消失, 激波串重新稳定在管道内部. 由图 4(b) 可知, 算例 C 流场在反压 $p_b/p_i = 2.6, 3.0$ 条件下, 发生较明显的周期振荡; 反压 $p_b/p_i = 3.4$ 条件下, 流场依旧振荡, 但周期性不明显; 反压 $p_b/p_i = 3.8$ 条件下, 流场非定常特性消失, 转变为定常流场, 激波串重新稳定在管道内部, 如图 4(c) 所示.

通过傅里叶变换可将一时变信号分解为多个具有一定振幅、频率和相位的正弦(余弦)信号, 找出振荡的主频及最大振幅. 图 5(a) 和图 5(b) 给出了反压 $p_b/p_i = 3.0$ 条件下算例 A 和算例 C 出口总压 p_{0e} 时变曲线的快速傅里叶变换(FFT)结果, 横轴为组成实际振荡信号的正弦(余弦)信号频率, 纵轴为正弦(余弦)信号的振幅 A , 由式(1)无



(a) 不同反压条件下算例A内 p_{0e} 振荡曲线



(b) 不同反压条件下算例C内 p_{0e} 振荡曲线



(c) $p_b/p_i = 3.8$ 条件下算例C内稳定激波串

图4 不同反压条件下算例A、C的 p_{0e} 振荡曲线

Fig. 4 p_{0e} oscillation curves of case A, C under different back-pressure conditions

量纲处理得到. 式中 p_f 为振荡频率为 f 的信号对应的压力幅值.

$$A = (p_{f, \max} - p_{f, \min}) / p_{0i} \quad (1)$$

由图 5(a) 和图 5(b) 可以看出, 实际振荡由多种频率的周期信号叠加而成, 其中振幅最大的信号(图 5 中点 1 对应)起主要作用, 对应频率称为振荡主频, 记为 f_1 , 对应的压力振幅记为 A_1 .

Ikui 等^[15]在等直隔离段的实验(来流马赫数 $Ma_\infty = 2.79$)中发现“管道内激波串振荡的剧烈程度随来流马赫数升高而增强”, 同时还指出“激波串振荡的频谱分布有两个峰值: 一个低于 100 Hz, 一个达到几百赫兹”. 由图 5 可知, 折线隔离段内激波串振荡的频谱分布也有两个峰值(图 5 中点 1, 点 2 对应), 但都大于 Ikui 等^[15]实验得到的等直管道中激波串振荡的频率峰值, 而且还是在来流马赫数更低($Ma_\infty = 2.0$)的情况下. 由此可以得出结论, 相同来流马赫数条件下, 折线隔离段比等直隔离段更易出现激波串振荡现象.

采用相同处理方式对图 4(a) 和图 4(b) 所有振荡曲线进行 FFT, 表 2 给出了 FFT 得到的主频和振幅, 主频和振幅为零表示流场无明显振荡. 由表 2 可知, 对算例 A 流场, 在 $p_b/p_i = 3.0$ 条件下增加反压, 激波串振荡主频逐渐升高, 对应振幅逐渐减小, 流场以高频低幅的方式趋于稳定, 激波串最终稳定在管道内部; 对算例 C 流场, 在

$p_b/p_i=2.6$ 条件下增加反压, 激波串振荡主频和振幅均逐渐减小, 流场以低频低幅的方式趋于稳定, 在反压 $p_b/p_i=3.8$ 时振荡消失。

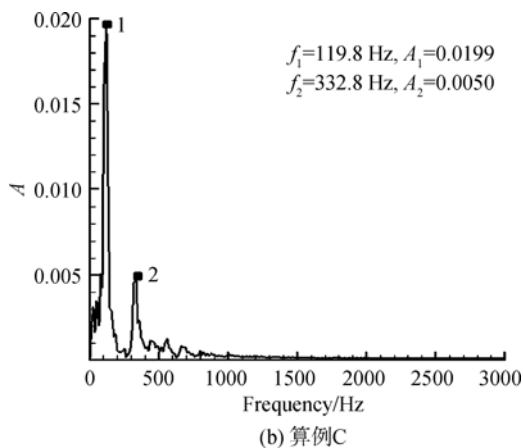
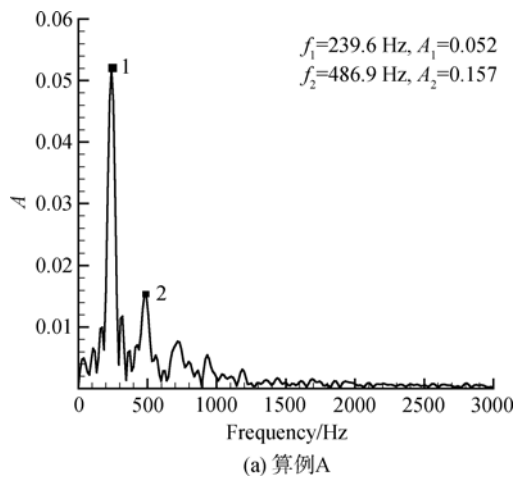


图 5 p_{0e} 振荡的 FFT 结果 ($p_b/p_i=3.0$)

Fig. 5 FFT results of p_{0e} oscillation ($p_b/p_i=3.0$)

表 2 算例 A, C 振荡主频及振幅

Table 2 f_1, A_1 in case A, C

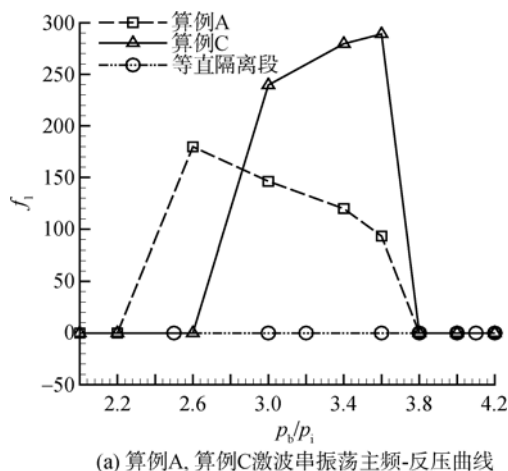
p_b/p_i	f_1/Hz		A_1	
	算例 A	算例 C	算例 A	算例 C
2.6	0	146.4	0	0.0300
3.0	239.6	119.8	0.0520	0.0218
3.4	279.6	93.2	0.0184	0.0073
3.8	0	0	0	0

从表 2 中可以发现, 随反压增加, 算例 A 和算例 C 中自激振荡所造成出口总压的振幅总是逐渐减小的, 即流场以低幅的方式趋于稳定。结合流场形态, 可做如下解释: 在反压较低条件下, 管道内激波串并未完全发展, 此时出现自激振荡, 激

波串在前移过程中激波节数增加 (如图 2(b) P_1 位置向 P_2 位置移动), 造成出口总压大幅下降, 同样激波串后移过程中激波节数减少 (如图 2(b) P_2 位置向 P_3 位置移动), 造成出口总压升高。由于激波串中的后续激波较弱, 所以随反压越高, 出口总压振幅减小。

超燃冲压发动机起动工作后, 随当量比、燃油喷注方案的变化, 隔离段反压不断改变。本节数值计算了反压逐渐升高的过程, 用以模拟燃烧室反压增高时隔离段内激波串振荡特性的变化规律。图 6(a) 给出了算例 A, C 内激波串振荡主频随反压由 $p_b/p_i=2.0$ 升高到 $p_b/p_i=4.2$ 的过程中的变化曲线。由图 6(a) 可知, 折线隔离段内的激波串振荡仅发生在中间某些反压条件下, 最终激波串会稳定在管道内部。这意味着, 在超燃冲压发动机正常起动时, 隔离段内激波串稳定, 能够稳定地对压缩气流减速增压; 随燃烧室反应加剧, 如当量比不断增加时, 隔离段反压不断升高, 管道内激波串出现振荡, 气流供应出现不稳定; 但随着反压继续升高, 达到较高工作反压后, 流场振荡消失, 隔离段内激波串重新稳定, 继续为燃烧室提供平稳气流, 保证超燃冲压发动机持续稳定工作。

图 6(a) 中等截面折线隔离线曲线为采用上文所述计算方法在来流马赫数 $Ma_\infty=2.0$ 条件下对等直隔离段数值计算得到的数据, 结果发现在 $Ma_\infty=2.0$ 条件下, 等直隔离段内不出现激波串振荡现象。图 6(b) 给出了反压 $p_b/p_i=3.8$ 条



(a) 算例 A, 算例 C 激波串振荡主频-反压曲线



(b) 反压 $p_b/p_i=3.8$ 条件下等直隔离段流场马赫数等值线

图 6 算例 A, C 激波串振荡主频变化

Fig. 6 Variation of oscillation frequency of shock train in case A, C

件下等直管隔离段内流场的马赫数等值图,随着反压变化,激波串形态并无大幅改变,仅出现前后位置的移动,均能稳定在管道内部.由此数值计算也证实了上述观点“相同来流马赫数条件下,折线隔离相比等直隔离段更易出现激波串振荡现象”.

2.3 扩张比对激波串振荡特性影响

为了分析隔离段扩张比 ψ 对激波串振荡特性的影响,将算例 A, B, C 激波串振荡特性进行了比较.图 7 给出了反压 $p_b/p_i=3.0$ 条件下算例 A, B, C 三种不同扩张比隔离段出口总压 p_{0e} 的时变曲线.由图 7 可知,不同扩张比折线隔离段流场振荡形态不尽相同,算例 A ($\psi=0$) 出口总压 p_{0e} 振幅较大,算例 B ($\psi=10\%$) 出口总压 p_{0e} 振幅包含频率较多,算例 C ($\psi=37\%$) 出口总压 p_{0e} 振荡平衡值较小.同样采用 FFT 对图 7 时变曲线进行处理,结果如表 3 所示.

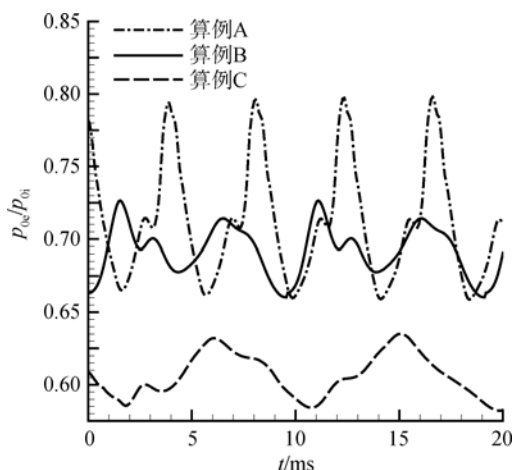


图 7 算例 A, B, C 中 p_{0e} 振荡曲线 ($p_b/p_i=3.0$)

Fig. 7 p_{0e} oscillation curves of case A, B, C ($p_b/p_i=3.0$)

表 3 $p_b/p_i=3.0$ 条件下,算例 A, B, C 激波串振荡主频及振幅

Table 3 f_1, A_1 in case A, B, C at $p_b/p_i=3.0$

算例	f_1/Hz	A_1
A	239.6	0.0150
B	213.0	0.0077
C	119.8	0.0052

由表 3 可知,反压 $p_b/p_i=3.0$ 条件下,扩张比 $\psi=0, 10\%, 37\%$ 隔离段激波串振荡主频分别为 239.6, 213.0, 119.8 Hz, 对应无量纲振幅分别为 0.0150, 0.0077, 0.0052, 均呈递减趋势,即扩

张比大的隔离段,其激波串振荡主频及相应振幅均较小,说明在该反压条件下,扩张比大的隔离段不易出现激波串振荡现象.

同时,由表 2 可知,反压 $p_b/p_i=3.4$ 条件下,算例 C 振荡主频和振幅分别为 93.2 Hz, 0.0073, 均小于算例 A 的振荡主频 279.6 Hz 和振幅 0.0184,这与表 3 结论是相一致的.

对 p_{0e} 的时变曲线进行积分平均,如式(2),得到的时均值 $\bar{p}_{0e}$ 反映隔离段出口总压 p_{0e} 的平均大小,即图 7 中振荡曲线的“直流分量”.图 8 给出了算例 A, B, C 出口总压振荡直流分量 $\bar{p}_{0e}$ 随反压的变化曲线.由图 8 可知,对同一折线隔离段而言,出口时均总压 $\bar{p}_{0e}$ 均随反压升高呈下降趋势;在同一反压条件下,扩张比大的折线隔离段出口时均总压 $\bar{p}_{0e}$ 越小.分析可知:在反压 $p_b/p_i=2.6$ 条件下,隔离段内激波串未发展完全,反压升高,隔离段内激波串波节数量增加,流动通过激波串造成的总压损失增加.因此在反压 $p_b/p_i=2.6$ 条件下升高反压,出口时均总压 $\bar{p}_{0e}$ 均随反压升高呈下降趋势;另外,超声速气流在扩张折线隔离段内加速,与扩张比小的隔离段相比,气流会以更大马赫数通过激波串和斜激波系,造成总压损失越大.因此扩张比大的折线隔离段出口时均总压 $\bar{p}_{0e}$ 越小,总压恢复能力较差.

$$\bar{p}_{0e} = \frac{\int p_{0e}(t) dt}{\int dt} \quad (2)$$

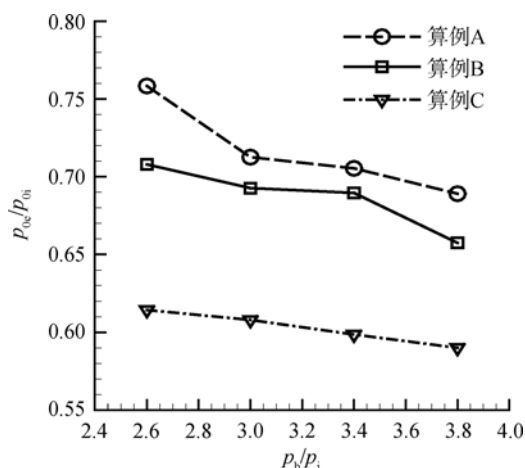


图 8 算例 A, B, C 出口时均总压 $\bar{p}_{0e}$ 对比

Fig. 8 $\bar{p}_{0e}$ contrast in case A, B, C

3 结 论

利用非定常计算研究了来流马赫数 $Ma_\infty =$

2.0的条件下一种偏置隔离段内激波串振荡特性,得出结论如下:

1) 激波串振荡过程中,出口总压最大值对应激波串前缘最小位移,最小值对应激波串前缘最大位移.

2) 升高反压,等截面折线隔离段激波串以高频低幅形式趋于稳定,较大扩张比(如37%)隔离段流场以低频低幅形式趋于稳定.

3) 来流马赫数为2.0条件下,折线隔离段比等直隔离段更易出现激波串振荡现象.

4) 折线隔离段内的激波串振荡仅发生在中间某些反压条件下,超燃冲压发动机较高当量比工作时,激波串稳定在管道内部.

5) 在出现自激振荡时,在同一反压条件下,扩张比大的折线隔离段流场振荡频率和幅度较小;同一反压条件下,扩张隔离段总压恢复能力较低.

参考文献:

- [1] Heiser W H, Pratt D T. Hypersonic air-breathing propulsion[M]. Washington DC: AIAA Education Series, 1994.
- [2] Segal C. The scramjet engine: processes and characteristics [M]. New York: Cambridge University Press, 2009.
- [3] Om D, Childs M E. Multiple transonic shock wave/turbulent boundary-layer interaction in a circular duct[J]. AIAA Journal, 1985, 23(10): 1506-1511.
- [4] Matsuo K, Miyazato Y, Kim H. Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows[J]. Progress in Aerospace Sciences, 1999, 35(1): 33-100.
- [5] Yamane R, Kondo E, Tomita Y, et al. Vibration of pseudo shock in straight duct: I fluctuation of static pressure[J]. Journal of Japanese Society of Mechanical Engineers, 1984, 27(229): 1385-1392.
- [6] SU Weiyi, ZHANG Kunyuan. Back-pressure effects on the hypersonic inlet-isolator pseudo shock motions[J]. Journal of Propulsion and Power, 2013, 29(6): 1391-1399.
- [7] 曹学斌. 矩形隔离段流动特性及控制规律研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2011.
- [8] 王成鹏. 非对称来流条件下超燃冲压发动机隔离段气动特性研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2005.
- [9] 李博, 梁德旺. 高超声速进气道-隔离段反压引起不起动计算[J]. 推进技术, 2006, 27(5): 431-435.
LI Bo, LIANG Dewang. Calculation of unstarted flow in hypersonic inlet-isolator with high back pressure[J]. Journal of Propulsion Technology, 2006, 27(5): 431-435. (in Chinese)
- [10] 谭慧俊, 郭荣伟. 二维弯曲等截面管道中的激波串特性研究[J]. 航空学报, 2006, 27(6): 1039-1045.
TAN Huijun, GUO Rongwei. Characteristics of shock train in two-dimensional bends with constant area[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2006, 27(6): 1039-1045. (in Chinese)
- [11] TAN Huijun, SUN Shun. Preliminary study of shock train in a curved variable-section diffuser[J]. Journal of Propulsion and Power, 2008, 24(2): 245-252.
- [12] Sajben M, Donovan J F, Morris M J. Experimental investigation of terminal shock sensors for mixed-compression inlets[J]. Journal of Propulsion Power, 1992, 8(1): 168-174.
- [13] Sugiyama H, Tsujiguchi Y, Honma T. Structure and oscillation phenomena of pseudo-shock waves in a straight square duct at Mach 2 and 4[R]. AIAA-2008-2646, 2008.
- [14] Bogar T J. Structure of self-excited oscillations in transonic diffuser flows[J]. AIAA Journal, 1986, 24(1): 54-61.
- [15] Ikui T, Mtsuo K, Nagai M, et al. Oscillation phenomena of pseudo shock waves[J]. Journal of Japanese Society of Mechanical Engineers, 1974, 17(112): 1278-1285.
- [16] Matsuo K, Mochizuki H, Miyazato Y, et al. Oscillatory characteristics of a pseudo-shock wave in a rectangular straight duct[J]. Journal of Japanese Society of Mechanical Engineers, 1993, 36(2): 222-229.
- [17] Sugiyama H, Takeda H, Zhang J, et al. Locations and oscillation phenomena of pseudo-shock waves in a straight rectangular duct[J]. Journal of Japanese Society of Mechanical Engineers, 1988, 31(1): 9-15.
- [18] 曹学斌, 张堃元. 超燃冲压发动机隔离段非对称来流下激波串受迫振荡流动研究[J]. 空气动力学学报, 2011, 29(2): 135-141.
CAO Xuebin, ZHANG Kunyuan. Experimental study of forced shock train in isolator under asymmetric incoming flow[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2011, 29(2): 135-141. (in Chinese)

(编辑: 陈越)