

文章编号:1000-8055(2011)10-2181-07

方波形单脉冲射流调节对进气道 再起动特性的影响

游 进, 夏智勋, 方传波, 胡建新, 刘 冰
(国防科学技术大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 对方波形单脉冲射流作用下的混压式超声速进气道再起动过程进行了非定常数值仿真研究. 结果表明, 在外压缩楔面注入单个周期的方波形脉冲射流, 在射流阻挡作用下, 进入进气道的流量减小, 脱体激波被吸入唇口, 当射流流量大于某阈值后, 进气道即能实现再起动. 该阈值约为进气道流量的 5%, 再起动所需的射流作用时间小于 15 ms, 所需的射流总质量小于 0.0014 kg. 研究还发现, 当射流流量略小于阈值时, 射流作用下的进气道流场为 135 Hz 的高频振荡流场. 当射流流量大于阈值时, 射流流量越大, 流场响应越快, 再起动所需的脉冲射流作用时间也越短, 射流总质量越小.

关 键 词: 混压式超声速进气道; 再起动特性; 方波型单脉冲射流; 非定常数值仿真; 振荡流场
中图分类号: V431 **文献标志码:** A

Influence of single square pulse injection on restart characteristics for mixed-compression inlet

YOU Jin, XIA Zhi-xun, FANG Chuan-bo, HU Jian-xin, LIU Bing
(College of Aerospace and Materials Engineering,
National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The unsteady numerical study of the mixed-compression inlet restarting flow with the single square pulse injection was performed. The results show that mass flow entering the inlet decreased and external normal shock is swallowed into lip with the joining of the injection on ramp, because of the blockage of the jet to incoming flow. As the mass flow of jet exceeds the threshold value of 5% of inlet mass flow, and the duration time of injection is less than 15 ms, needing at least 0.0014 kg gas for injection, the unstart flow of inlet will restart. And a high-frequency oscillation flow with 135 Hz arises when the mass flow of jet is less lightly than the threshold value. The duration time for restart and total gas mass reduce with the increase of mass flow of jet because of the faster flow response when the mass flow of jet exceeds the threshold value.

Key words: mixed-compression supersonic inlet; restart performance;
single square pulse injection; unsteady numerical simulation;
oscillation flow

混压式超声速进气道具有总压恢复系数高、外阻小等优点, 广泛应用于各种类型的亚燃冲压

发动机, 由此带来的起动问题也成为冲压发动机技术的一个研究热点^[1-3]. 国内外相继提出了变几

收稿日期: 2011-02-18; 修订日期: 2011-04-25

基金项目: 武器装备预研基金项目(9140A28030309KG01)

作者简介: 游进(1981—), 男, 四川西充人, 博士生, 主要从事固体火箭冲压发动机及超声速进气道技术研究.

何喉道调节^[4-6], 附面层抽吸^[7-9]、瞬间低压起动^[10]等各种调节手段, 以期改善其再起动特性, 避免出现不起动流场. 但现有调节手段均存在较大不足, 有必要探索发展新的调节手段.

随着主动流动控制技术的发展, 射流调节开始被引入到进气道技术中. 文献[11]首先开展了主动射流作用下简单进气道模型再起动过程的实验研究, 初步分析了其作用效果. 文献[12]进行了主动射流作用下典型二元混压式超声速进气道再起动过程的定常数值仿真研究, 验证了射流调节技术实现进气道再起动的可行性, 发现射流总冲量是衡量射流作用效果的关键参数. 在特定总冲量射流的作用下, 进气道整个迟滞回路内的不起动流场基本都能实现再起动.

在此基础上, 本文进一步对方波形单脉冲式主动射流调节下的进气道再起动过程进行了非定常数值仿真, 研究了射流流量、作用时间等参数的影响, 发现了进气道再起动前存在的流场振荡现象, 为其工程应用及机理研究提供参考.

1 数值仿真模型

1.1 物理模型

本文研究对象为二元混压式超声速进气道, 按设计马赫数为 2.8, 设计飞行高度为 10 km, 设计空气质量流量为 $3 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的飞行工况进行设计.

压缩激波系由两道外压斜激波、唇口内压斜激波和结尾正激波组成, 各级楔角分别为 7° , 8° 和 7° . 唇口高度根据设计流量由捕获面积宽高比为 1 计算得到, 唇口位置及外压楔面长度由设计马赫数下激波封口的原则确定. 射流从唇口附近的外压楔面上注入, 具体型面结构如图 1 中粗实线所示. 图中 $W_{\text{slot}} = 1 \text{ mm}$ 为射流窄缝宽度, $L_{\text{slot}} = 45 \text{ mm}$ 为窄缝距唇口水平距离.

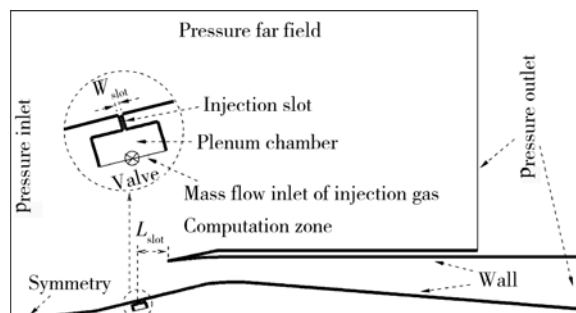


图 1 带射流调节的进气道结构示意图

Fig. 1 Diagram of inlet structure with injection

内收缩比取为 1.24, 比常规值略大, 以扩大迟滞回路范围, 增加不起动流场的再起动难度, 排除各种误差对射流调节效果的影响. 数值模拟结果表明, 以上设计的进气道的最小马赫数为 2.23, 自起动马赫数为 2.54, 迟滞回路明显.

文献[12]表明, 在进气道再起动过程中, 主动射流只需持续作用一定时间即可撤去. 因此, 本文使用高压气瓶作为气源, 通过图 1 中阀门注入集气腔, 整流后由窄缝喷出, 形成进气道再起动所需的射流. 如果气源充足, 所需射流作用时间又很短, 通过阀门的射流流量即可视为常值, 再起动过程中射流流量随时间的变化就类似于图 2 所示的单个周期的方波形脉冲射流. 本文即结合实际应用, 研究此方波形单脉冲射流调节对进气道再起动特性的改善效果及其机理, 主要考察射流流量 $\dot{m}_{\text{jet}}$ 以及射流作用时间 Δt_{jet} 的选取.

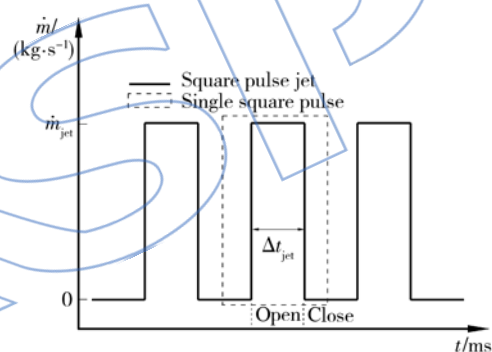


图 2 方波形脉冲射流流量变化曲线

Fig. 2 Mass flux curve of square pulse jet

1.2 数值模拟方法

进气道为矩形设计, 入口宽高比为 1 时, 通道内各截面宽度均大于高度, 侧壁附面层对流场二维性的影响有限. 为减小计算时间, 提高流场精度, 本文控制方程采用二维非定常可压的雷诺时均 N-S (Navier-Stokes) 方程, 并采用有限体积法进行离散.

空间项采用 Roe-FDS (Roe's flux difference splitting) 格式离散, 对流项为二阶迎风格式, 黏性项为中心差分格式. 采用“双时间步”方法求解非定常过程, 时间离散格式为二阶精度的隐式格式. 湍流模型采用 SST (shear stress transport) $k-\omega$ 模型, 该模型在近壁处采用 Wilcox $k-\omega$ 模型, 在边界层边缘和自由剪切层采用标准 $k-\epsilon$ 模型.

网格为结构网格, 采用自适应加密技术对非定常过程中可能出现的激波、分离区及滑移面等

流动参数变化剧烈的地方进行了加密. 全流场网格约为 20 万左右. 同时对壁面第一层网格加密, 使其无量纲壁面距离 $y^+ \leq 3$, 以准确模拟边界层流动. 边界条件采用压力入口、压力远场、压力出口、质量入口、绝热无滑移壁面以及对称面边界条件. 具体边界条件设置如图 1 所示.

1.3 算例验证

文献[13]对二元混压式进气道的喘振现象进行了实验研究, 其过程是一个复杂的非定常自维持振荡流动. 采用前述数值模拟方法对文献中马赫数为 2 的试验工况进行了数值仿真, 图 3 给出了数值模拟得到的一个喘振周期内的流场变化. 对比文献中的纹影图可看出, 两者的主要流场特征基本吻合, 数值模拟得到的振荡频率为 15 Hz, 和实验值 18 Hz 也非常接近. 说明本文的数值模拟方法能较为准确地模拟进气道内的非定常流动.

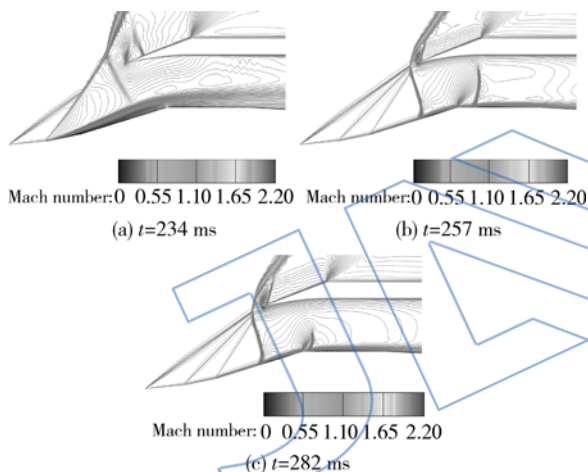


图 3 二元进气道喘振周期内流场等马赫数分布
Fig. 3 Mach number distributions of a buzz cycle for rectangle inlet flow

2 结果分析

来流马赫数越接近最小马赫数, 迟滞回路内的不起动流场溢流量越大, 再起启动难度也越大. 为检验主动射流调节在整个迟滞回路内的作用效果, 本文不起动流场的来流马赫数均取为最小马赫数附近的 2.3. 所有算例均为单个脉冲周期内流场变化, 射流持续时间均取为 $\Delta t_{\text{jet}} = 34.4 \text{ ms}$, 确保射流作用下的流场稳定后再撤去射流.

2.1 进气道再起启动过程分析

图 4 给出了射流流量 $\dot{m}_{\text{jet}} = 0.093 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ 时方波形单脉冲射流作用下的再起启动过程. 由图可

看出, 随着射流在 $t=0$ 时注入, 射流前形成了分离激波和一道正激波, 气流向唇口外偏转. 在 $t=0.31 \text{ ms}$ 后, 扰动传播到唇口, 造成进气道溢流量增加, 唇口前马赫数减小, 脱体激波向唇口内移动. 当 $t=1 \text{ ms}$ 时, 脱体激波附在唇口, 射流后的局部分离区和脱体激波诱导分离区连通, 形成大规模分离. 该分离区越过了几何喉部, 形成新的气动喉部, 回流区尾部也因为扩压比过大, 出现了一道较强的正激波.

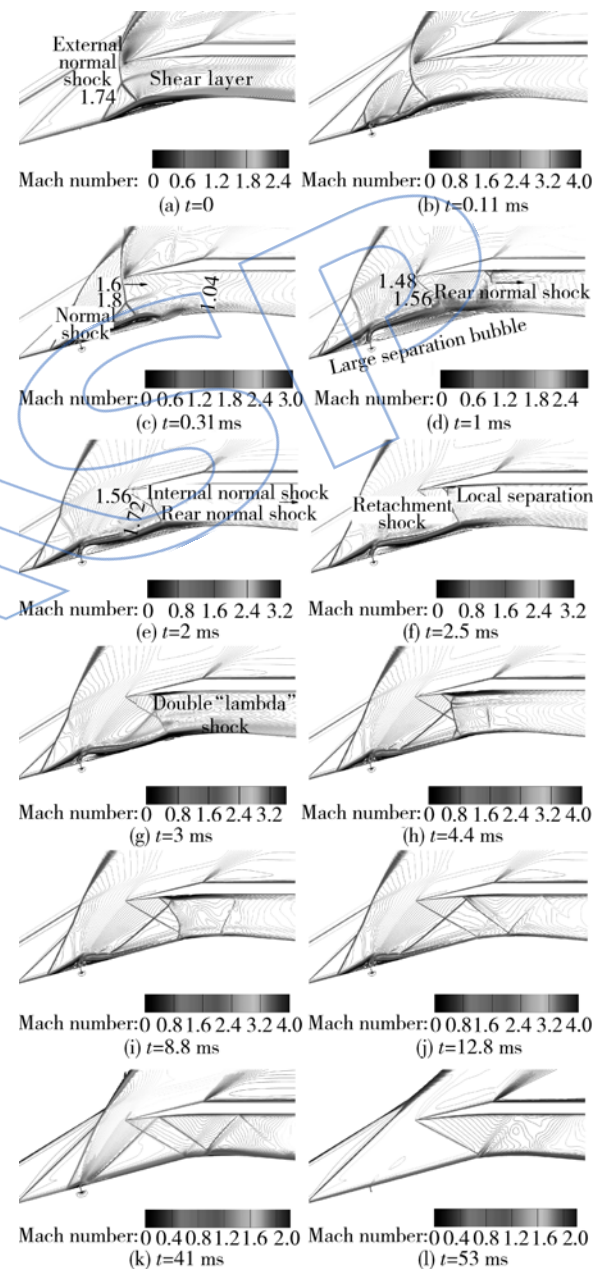


图 4 $\dot{m}_{\text{jet}} = 0.093 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ 时进气道再起启动过程流场等马赫数分布

Fig. 4 Mach number distributions of inlet restarting flow when $\dot{m}_{\text{jet}} = 0.093 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$

随着脱体激波深入到唇口内,成为内正激波,其诱导的唇口局部分离区也向唇口内移动,和射流后分离区联系减弱,规模减小,结尾正激波也向后移动,强度减弱.当 $t=2.5$ ms 时,内正激波移动到最里端,被分散弱化.当 $t=3$ ms 时,内正激波分别与上下壁面附面层干扰形成双“ λ ”激波结构.由于唇口斜激波强度较弱,不足以维持大范围分离流动,在 $t=4.4$ ms 时,下壁面分离区规模迅速减小,同时内正激波在下壁面附近也演变为局部正激波,并在其后再次形成一道微弱的结尾正激波.但这两道正激波强度仍不足以维持较大的分离流动,分离区继续减小,正激波也弱化消失,最终在 $t=12.8$ ms 附近建立起了稳定的超声速流场.

在 $t=34.4$ ms 时,主动射流撤去, $t=41$ ms 时,主动射流引起的扰动逐渐减弱,流场的主要结构变化不大,仍为超声速流场.当 $t=53$ ms 时,射流引起的扰动基本消失,进气道成功实现再起动.从流场变化来看,射流注入增加了溢流,使脱体激波被吞入是再起动的关键.

图5给出了射流入口流量 $\dot{m}_{\text{jet}}$ 以及射流和进气道交界面即射流喷口流量 $\dot{m}_{\text{inlet}}$ 的变化曲线.两者之间基本没有延迟, $\dot{m}_{\text{inlet}}$ 仅在注入和撤去瞬间有轻微的抹平现象,说明实际注入进气道的射流也近似为方波形单脉冲射流.图中 $t_{\text{close}}=34.4$ ms 为射流阀门关闭的时刻.

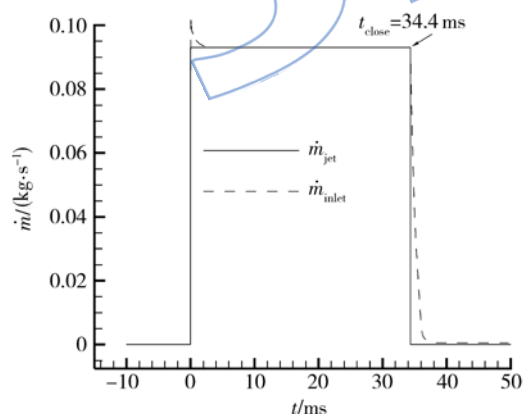


图5 射流流量变化曲线

Fig. 5 Mass flux curves of injection

图6给出了进气道性能参数的变化曲线,图中 $t_1 \sim t_7$ 为各特征时刻, φ 为进气道流量系数, σ 为进气道总压恢复系数.从 $t_1=0.7$ ms 开始,性能参数曲线才开始变化,这一时间为进气道流场特征响应时间,因此,曲线上的性能点对应图4中的

流场要延迟 0.7 ms.

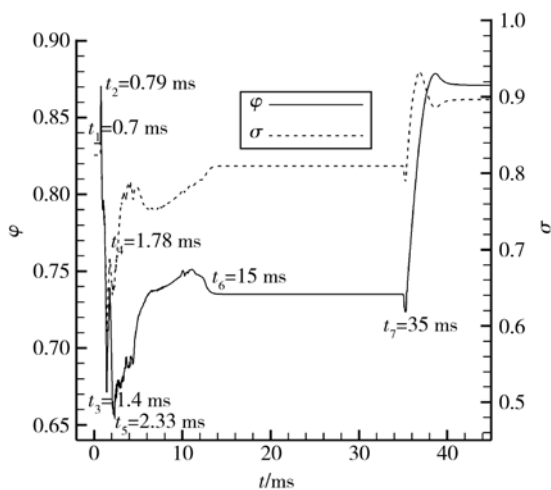


图6 进气道性能参数变化曲线

Fig. 6 Performance parameters curves of inlet

在 $t < t_5$ 时,总压恢复系数和流量系数变化趋势一致,曲线特征时刻 $t_1 \sim t_4$ 也相同.由流场分布可见,这一阶段是脱体激波向内移动到最里端的过程.在初始阶段,流场还来不及响应射流产生的扰动,因此,高压射流的加入使总压恢复系数和流量系数在 t_2 时刻均出现瞬间的初始峰值,紧接着射流产生的激波增加了主流的总压损失,形成的回流区使主流偏转,溢流增加,性能参数开始急剧下降.在 $t_5=2.33$ ms 时,脱机激波到达最里端,对应图4中约 $t=1.63$ ms 时的流场,性能参数曲线到达最低点.然后随着射流回流区规模减小,进气道性能回升,直至稳定状态.在 t_4 时刻,性能曲线有一个较短的峰值,考虑到流场在这之前的急剧变化,该峰值可能是进气道流场响应延迟产生的一个较强的波动.

来流马赫数 $Ma_\infty=2.3$ 时进气道捕获流量为 $2.47 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$,起动流场的进气道实际流量为 $2.15 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$.实现再起动所需的射流流量仅为进气道起动流场流量的 4.3%.

图7给出了进气道下壁面相对压强分布,其定义为 $\bar{p}_w = p_w / p_\infty$, p_w 为壁面静压, p_∞ 为来流静压.当 $t=0.31$ ms 时,射流引起的扰动还未传播到进气道尾部,和 $t=0$ 时射流后的压强分布相比,前半部分差异较大,后半部分却较为一致,在交接面 ($X=0.25$ m) 还可看到向后传播的初始压力峰.在 $t=1$ ms 时,射流回流区和唇口回流区连通,两个压力峰之间也相互影响,使它们之间的压强分布明显升高.在此作用下,射流回流区向前推

进至最远位置,而唇口回流区的逆压梯度则相应急剧减小,导致唇口回流区规模急剧缩小.由图可看出, $t=1\text{ ms}$ 时的唇口回流区峰值就已经降低到 $t=12.8\text{ ms}$ 时超声速流场局部分离区的压强峰值,说明射流回流区和唇口回流区的连通,为原不起动流场中唇口回流区的高逆压梯度提供了一个释放通道.是唇口大规模回流区就不能再维持,进气道实现再起启动的另一个原因.

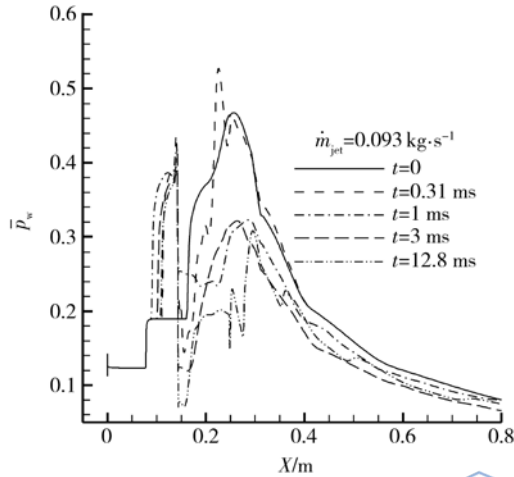


图 7 $\dot{m}_{\text{jet}}=0.093\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 时进气道下壁面相对压强分布曲线

Fig. 7 Relative pressure curves of bottom wall of inlet when $\dot{m}_{\text{jet}}=0.093\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$

2.2 射流流量的影响

文献[12]表明射流流量是决定进气道能否再起启动的一个重要因素,本文分别对 $\dot{m}_{\text{jet}}=0.047, 0.084, 0.093, 0.112\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 时的再起启动过程进行了非定常数值模拟,图 8 给出了不同射流流量下的进气道流量变化曲线,随着射流流量的增加,进气道流量的峰值减小,溢流量增加,再起启动过程出现了三种不同的流态.

当 $\dot{m}_{\text{jet}}=0.047\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,持续射流作用下的流场最终为稳定流场,由图 9 可看出,由于射流流量较小,造成的溢流相对较小,脱体激波附在唇口后就不再向内移动,此时进气道内仍存在亚声速主流,此时的稳定流场为不起启动流场,撤去射流后,随着进气道流量的增加,脱体激波再次被推回到唇口外,射流扰动消失后的流场又恢复到原来的不起启动状态,相应的进气道流量较低.

当 $\dot{m}_{\text{jet}}=0.084\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,持续射流作用下的流场最终为振荡流场,其振荡过程在下一节研究.撤去射流后,进气道又恢复到不起启动状态,对

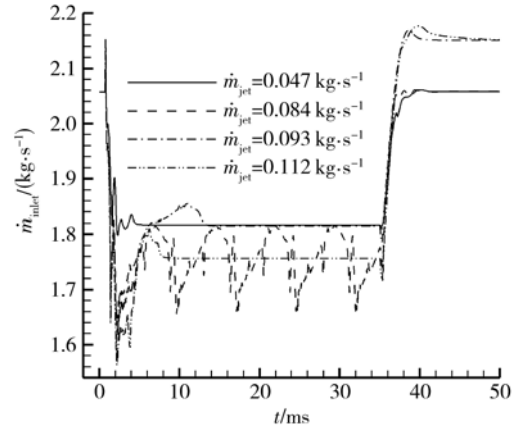


图 8 不同射流流量下的进气道流量变化曲线

Fig. 8 Mass flux curves of inlet with different injection mass fluxes

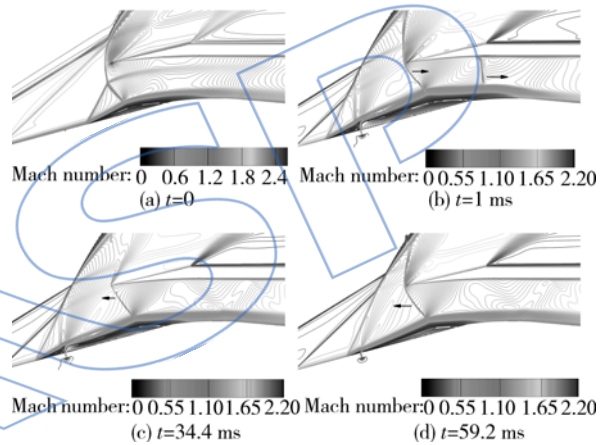


图 9 $\dot{m}_{\text{jet}}=0.047\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 时进气道再起启动过程流场等马赫数分布

Fig. 9 Mach number distributions of inlet restarting flow when $\dot{m}_{\text{jet}}=0.047\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$

应的进气道流量也较低.

当 $\dot{m}_{\text{jet}}=0.093, 0.112\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,持续射流作用下的流场最终均为稳定的超声速流场,如图 4(j)所示.撤去射流后,均能实现再起启动.

综上所述,在前两种流态下,脉冲射流流量较低,进气道不能再起启动,当脉冲射流流量大于某一阈值($0.093\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 附近)时,进气道在第三种流态下才能实现再起启动.

图 8 中的进气道流量是在出口取的值,根据超声速流动的特点,其稳定时间点可视为全流场的稳定时间点.由图可见,在第三种流态下,射流流量越大,射流作用下的超声速流场越早稳定,在 $\dot{m}_{\text{jet}}=0.093\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,流场稳定时刻为 $t=15\text{ ms}$,再起启动所需的最小射流质量为 0.0014 kg ,在 $\dot{m}_{\text{jet}}=0.112\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,对应的值分别为 $t=9\text{ ms}$

和 0.001 kg . 可见, 实际作用所需的射流质量很小, 在工程上实现容易. 另外, 脉冲射流流量越大, 作用时间越短, 所需的最小质量也越小, 但要求的气源压强也越高, 高压储存气瓶的消极质量也越大. 因此, 最佳的射流流量应考虑以上各种因素, 选取一个折中值.

2.3 流场振荡现象

在持续射流流量 $\dot{m}_{\text{jet}} = 0.084 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ 作用下, 进气道出现了稳定的流场振荡现象(如图8所示). 图10给出了一个振荡周期内的流场变化. 和图4比较, 两者在脱体激波被吞入过程中的流场变化一致. 吞入后, 图4中的脱体激波一直向里运动, 直至几何喉部出现超声速流场, 正激波随后消失. 图10中的脱体激波在到达最里端时, 喉部仍为壅塞流, 由于喉部前为收缩通道, 正激波不能稳定在该段, 在经过了一次小振荡后, 再次被推出唇口, 开始下一个周期的振荡流动.

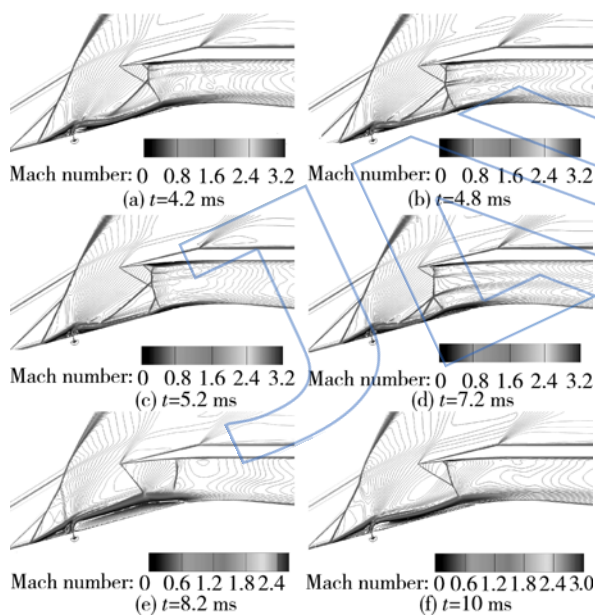


图10 $\dot{m}_{\text{jet}} = 0.084 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ 时进气道振荡流场等马赫数分布

Fig. 10 Mach number distributions of oscillation flow of inlet when $\dot{m}_{\text{jet}} = 0.084 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$

对照图8中的曲线可看出, 射流流量越大, 脱体激波到达最里端对应的流量系数曲线的最低点的值越小. 当低于阈值时, 进气道几何喉道不能维持壅塞流, 即出现超声速流动, 正激波也随之消失, 进气道建立起动的超声速流场.

流场振荡对应的射流流量略低于再起动阈值, 此时脱体激波已经进入了进气道, 但几何喉部

仍为壅塞流. 因此其振荡流动机理分析如下: 在射流流量作用下, 脱体激波被吞入唇口, 直至最里端, 由于喉部壅塞, 正激波维持在该处小幅振荡. 当正激波越过唇口激波和再附激波的交界点后, 进入内收缩段, 由于内收缩段对正激波后的亚声速气流的扩压作用, 正激波在反压增加的作用下被一直向前推出唇口, 成为脱体激波. 在这过程中, 唇口回流区随之向前移动, 又重新和射流分离区连通, 规模变大, 进气道流量也随之急剧减小, 从而促使脱体激波重新被吞入, 一个振荡流动周期完成.

图11给出了一个振荡周期内的下壁面压强分布. 对应图10中流场可看出, 在 $t=5.2 \text{ ms}$ 时, 正激波位于最里端, 由于喉部壅塞, 进气道内的逆压梯度较高, 在 $t=7.2 \text{ ms}$ 时, 正激波在高逆压梯度作用下向外运动. 在这期间, 射流附近的流场变化很小, 正激波前的压强曲线也基本重合, 但图8中的流量系数曲线出现了一个峰值, 该峰值与进气道唇口附近流场变化无关, 应该是流场响应延迟引起的出口流量突变.

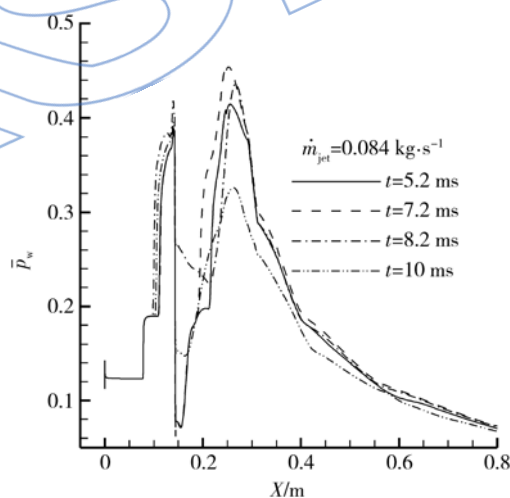


图11 $\dot{m}_{\text{jet}} = 0.084 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ 时进气道下壁面相对压强分布曲线

Fig. 11 Relative pressure curves of bottom wall of inlet when $\dot{m}_{\text{jet}} = 0.084 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$

当 $t=8.2 \text{ ms}$ 时, 唇口回流区和射流回流区连通, 随后在 $t=10 \text{ ms}$ 时, 由于射流回流区的泄压作用, 进气道内的逆压梯度大幅下降, 脱体激波再次被吞入唇口. 但由于射流产生的溢流量不足, 喉部仍然壅塞. 随着唇口回流区范围缩小, 正激波前主流气流通道变回内收缩形, 正激波波后逆压梯度在内收缩通道的增压作用下又迅速回升到

$t=5.2\text{ ms}$ 时的水平,下一次振荡开始。

文中振荡流动的频率为 135 Hz ,与 Ferri 类型的小幅喘振频率相当^[14],其产生机理和唇口附面层密切相关,可视为进气道的一种小幅喘振。

2.4 射流喷射窄缝的设计

由以上分析可看出,射流作用下进气道实现再起动的关键是射流产生的阻挡作用有效减小了进气道流量,使脱体激波被吞入。因此,窄缝的宽度越小越好,以利于集中喷射,增强阻挡效果,考虑到实际加工精度,本文取为 1 mm 。喷口位置不能太靠前,否则溢流作用不明显,也不能太靠后,否则射流回流区和唇口分离区离得太近,会融合成稳定的大规模分离区,使进气道不能再起动。大量数值模拟结果表明,在距唇口水平距离 45 mm 左右的一个较大范围内的射流均能实现再起动。由于计算量较大,对射流结构参数的优化需要进一步的深入研究。

3 结论

1) 方波形单脉冲射流能实现超声速进气道迟滞回路内不起动流场的再起动,所需射流流量不到进气道流量的 5% ,作用时间小于 15 ms ,所需射流总质量小于 0.0014 kg ,具有流量小、时间短、成本低、使用方便、作用范围广等优点;

2) 射流流量是进气道能否再起动的关键因素之一,只有当射流流量大于某一阈值时,进气道才能实现再起动,且射流流量越大,所需的射流作用时间越短,射流总质量越小;

3) 当射流流量略小于阈值时,在唇口回流区和射流回流区的相互作用下,进气道会出现高频的流场振荡现象,振荡频率为 135 Hz 。

参考文献:

- [1] Satoru T, Brett J C, Akira F, et al. Inlet unstart influence on aerodynamics characteristics of next generation supersonic transport(SST)[R]. AIAA-98-5546, 1998.
- [2] Tahir R B, Sannu M, Timofeev E V. Unsteady starting of high mach number air inlets-a CFD study[R]. AIAA 2003-5191, 2003.
- [3] Wagner J L, Valdivia A, Yuceil K B, et al. An experimental investigation of supersonic inlet unstart[R]. AIAA 2007-4352, 2007.
- [4] Maru Y, Tanatsugu N, Sato T, et al. Multi-row disk arrangement concept for spike of axisymmetric air inlet[R]. AIAA 2004-3407, 2004.
- [5] Najafiyazdi A, Tahir R, Timofeev E V. Analytical and numerical study of flow starting in supersonic inlets by mass spillage[R]. AIAA 2007-5072, 2007.
- [6] 潘瑾, 张堃元. 移动唇口变收缩比侧压式进气道反压特性和自起动性能[J]. 航空动力学报, 2009, 24(1): 104-109.
PAN Jin, ZHANG Kunyuan. Study on back pressure and self-starting characteristics for sidewall-compression inlet with variable internal contraction ratio by moving cowl [J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(1): 104-109. (in Chinese)
- [7] Schulte D, Henckels A, Wepler U. Reduction of shock induced boundary layer separation in hypersonic inlets using bleed [J]. Aerospace Science and Technology, 1998, 2(4): 231-139.
- [8] Haberle J, Gulhan A. Investigation of the performance of a scramjet inlet at Mach 6 with boundary layer bleed [R]. AIAA 2006-8139, 2006.
- [9] 张华军, 梁德旺. 某组合发动机进气道抽吸作用分析[J]. 南京航空航天大学学报, 2006, 38(5): 577-582.
ZHANG Huajun, LIANG Dewang. Analysis of suction roles for supersonic inlet on combined engine[J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2006, 38(5): 577-582. (in Chinese)
- [10] 李宇飞, 何国强, 刘佩进. 一种辅助高超音速进气道起动方法研究[J]. 固体火箭技术, 2007, 30(5): 392-395.
LI Yufei, HE Guoqiang, LIU Peijin. Investigation on one aid hypersonic inlet starting method[J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2007, 30(5): 392-395. (in Chinese)
- [11] Van W D, Kwok F T, Walsh R F. Starting characteristics of supersonic inlets[R]. AIAA 96-2914, 1996.
- [12] 方传波, 夏智勋, 胡建新, 等. 基于主动射流控制的二元混压式进气道起动特性研究[J]. 固体火箭技术, 2010, 33(3): 280-284.
FANG Chuanbo, XIA Zhixun, HU Jianxin, et al. Study on starting characteristics of a two-dimensional supersonic inlet based on active injection control[J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2010, 33(3): 280-284. (in Chinese)
- [13] Simon T, Philippe D, Sebastien D. Experimental study of supersonic inlet buzz[J]. AIAA Journal, 2006, 44(10): 2354-2365.
- [14] Ferri A, Nucci L M, Louis M. The origin of aerodynamic instability of supersonic inlets at subcritical conditions [R]. Langley Field, VA, U. S.: NACA RM-L50K30, 1951.