

文章编号: 1000-8055(2009)01-0075-08

逆流推力矢量喷管的非定常内流性能研究

汪明生, 杨建军

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016)

摘 要: 基于数值模拟方法, 研究了逆流矢量喷管非定常内流性能. 结果表明, 在一个非定常周期内, 前半周期内附体和非附体的不同情况下, 内流性能参数几乎一致, 但后半周期出现一定的差异. 这是流动滞后性的表现, 滞后性导致了附体不容易脱离. 其起因与剪切层有关, 逆流剪切层和同向流剪切层的演化过程显著不同, 并且可能两者对附体的脱离起了共同的作用. 最后, 非定常流的结果进一步表明, 逆流喷管是一种较高效率的射流式矢量喷管.

关 键 词: 射流推力矢量; 逆流矢量喷管; 数值模拟; 非定常流动; 内流性能

中图分类号: V231.3

文献标识码: A

Unsteady internal performance study of counterflow vectoring thrust nozzle

WANG Ming sheng, YANG Jian jun

(College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: Internal performance of unsteady flow of counterflow thrust vectoring nozzle has researched base on numerical simulation. The results show, in the former of half a unsteady period, the performance parameters are almost the same under attachment and deattachment cases, but have a great difference in the after of half a period. It is the representation of the flow hysteresis. The hysteresis leads the attachment of main flow difficult to depart from the wall. The origin of hysteresis may be relate to shear layer. The evolvement of counterflow and coflow shear layer present a difference behave, and may play a common role in main flow deattachment. Lastly, the results of unsteady flow point out, counterflow thrust vectoring nozzle is a efficiency fluidic vectoring nozzle.

Key words: fluidic thrust vectoring; counterflow vectoring nozzle;
numerical simulation; unsteady flow; internal performance

射流推力矢量喷管由于具有比机械式矢量喷管结构简单、重量轻, 费用低, 而且矢量角偏转速率大大提高等优点, 因此受到了广泛关注^[1-2]. 射流推力矢量喷管方案有很多种, 主要有: 激波操纵方案^[3], 喉道偏移^[4-5]及双喉道喷管^[6-7]和逆流控制方案^[8-12]. 激波操纵方案能获得显著的推力矢量角但是推力损失较大. 喉道偏移方案的推力系

数较激波操纵方案的高, 但单位二次流量所产生的矢量角却较激波操纵方案小. 为此又发展了双喉道方案. 但是该方案正处于初步验证的阶段.

逆流推力矢量方案是在喷管出口截面的外部加一个外套(图 1), 形成二股反流腔道, 并在外套壁上形成了横向压差, 偏转了主流. 该方案的主要优点具有推力损失和二次流量都较小等许多优

收稿日期: 2008 03 14; 修订日期: 2008 05 18

作者简介: 汪明生(1965-), 男, 江苏高淳人, 讲师, 博士, 主要从事内流空气动力学及推进技术研究

E-mail: wangmingsh@yahoo.com.cn

点.但逆流方案的一个主要问题是在一定条件下,主流有可能出现附体(即主流撞击到外套壁上).附体后不太容易从壁面脱离(滞后性).对这个问题,国内外尚没有开展深入的研究.鉴于主流附体及从壁面脱离是由于各种非定常过程导致的,它们产生机理是和定常过程密切相关的,同时附体及脱离也是本方案应用中最突出的问题,因此本文开展了对逆流推力矢量喷管的非定常问题研究.

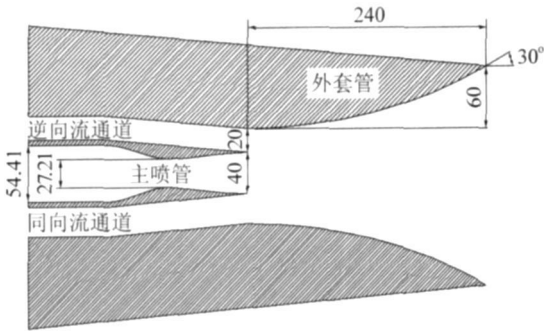


图 2 计算模型及几何尺寸
Fig. 2 Model and geometry

1.3 计算网格

网格划分采用分区生成的方法,各分区均采用结构化网格,共分为 5 个区:喷管内流区域、抽吸流和同向流区域、外套管之间的矢量化流场区域以及外部流区域,如图 3 所示.总网格单元数为 132 800,在壁面边界层以及同向、逆向剪切层内对网格进行加密处理,使外套管上壁面网格 y^+ 的最大值小于 10.

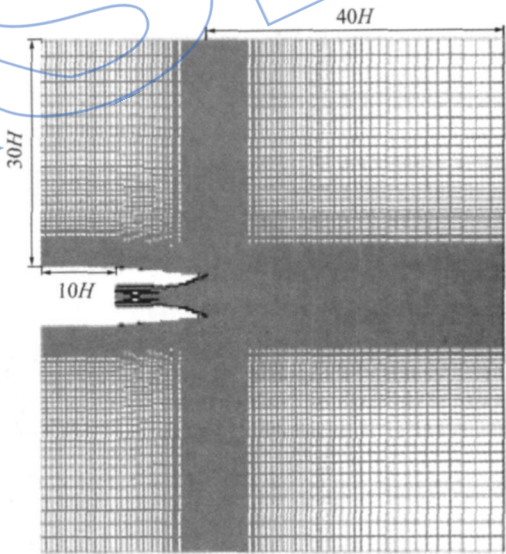


图 3 计算网格
Fig. 3 Calculation grid

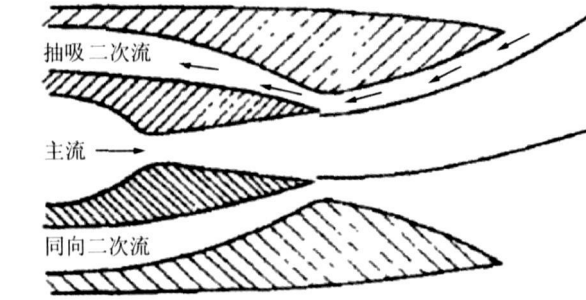


图 1 逆流矢量喷管
Fig. 1 Counterflow vectoring nozzle

在逆流推力矢量喷管研究过程涉及到两类非定常问题.一类是由边界条件变化引起的非定常问题,例如推力矢量喷管在变工况、变环境条件以及变矢量角控制参数等等过程中发生的现象.另一类是由流动自身引起的,例如自由剪切层、喷流以及边界层的不稳定性等,这是附体的机理.这里给出的是第一类非定常特性的研究,目的在于比较非定常与定常条件下推力矢量喷管性能的差别以及主流附体对该非定常变化过程带来的影响.

1 数值计算方法

1.1 计算模型及参数

研究所采用的模型如图 2 所示.主喷管的出口截面高度 $H = 0.04\text{m}$,膨胀比 $A_9/A_8 = 1.47$,设计落压比 $NPR_0 = 6$;外套管轴向长度 $L/H = 6$;外套管横向高度 $C/H = 1.5$;外套管壁面出口边缘斜切角 $\theta = 30^\circ$;二次流通道高度 $G/H = 0.5$.

1.2 计算格式

控制方程选用二维守恒形式的 N-S 方程,流动方程中的对流项、湍动能 k 以及湍动能耗散率 ϵ 的空间离散采用二阶迎风格式,所有方程中粘性项的空间离散采用中心差分格式,时间项采用全隐式,耦合求解算法.选用可实现的 $k-\epsilon$ 湍流模型,近壁区域采用非平衡的壁面函数处理方法.

1.4 计算边界条件

主喷管进口和同向二次流均给定总温和总压条件,总温均按 300 K 给出,主喷管进口总压为 607.95 kPa;同向二次流进口总压 101.325 kPa.外流按照地面工况 ($Ma = 0$) 给出.

逆流侧抽吸负压 p_2 的变化是逆流矢量喷管主要的控制因素,也是本文将要研究的边界条件.

对定常计算, 无量纲抽吸压力 $\bar{p}_2$ (即 p_2/p_∞) 从 0.4~ 0.975 中每隔 0.25 计算一次, 共 24 个工况; 非定常计算中, 分别按以下规律变化(相当于完成一次推力矢量过程)

$$\bar{p}_2 = \begin{cases} 1 - 25t & t < 0.024 \\ 0.4 + 25(t - 0.024) & t \geq 0.024 \end{cases}$$

和

$$\bar{p}_2 = \begin{cases} 1 - 25t & t < 0.016 \\ 0.6 + 25(t - 0.016) & t \geq 0.016 \end{cases}$$

这意味着在对抽吸压力变化进行控制时采用了恒定的变化速率为 2.533 125 kPa/ms, 控制变化的总时间分别为 48 ms 和 32 ms. 在第一种变化规律中, 主流将产生附体, 后一种变化规律下, 主流没有附体.

2 计算结果及分析

2.1 流量变化特征

非定常情况下流场参数的变化特点与定常情况下相差很大, 在前后半个周期内, 非定常流场参数完全不对称. 为了比较, 本文也计算了相应的定常流情况, 其机理分析见文献 [13].

图 4 和图 5 分别给出了同向二次流量和抽吸二次流流量(均按照主喷流流量规范化)随抽吸压力($\bar{p}_2$)的变化特点. 从图中, 可以看出非定常情况下, 逆流矢量喷管的流量特性变化特点:

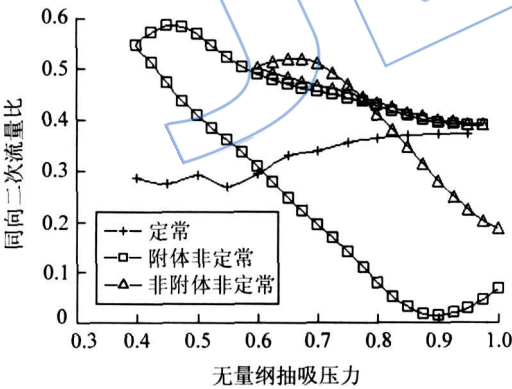


图 4 同向二次流量比随抽吸压力的变化关系
Fig. 4 Coflow mass flow vs suction pressure

在主流附体的非定常情况下, 在前半个周期内($\bar{p}_2$ 从 1.0 降至 0.4), 同向二次流量(上半支)先缓慢增加, 当 $\bar{p}_2 = 0.45$ 时达到最大值后, 略有下降. 抽吸二次流量(下半支)在 $\bar{p}_2$ 达到 0.9 之前, 一直是同向流动, 该流量急剧下降, 在转为逆流后, 流量先增加到 $\bar{p}_2 = 0.8$ 时的最大值, 然后几乎按同样速率地将为零, 流动再次变成同向流

动, 流量先增加后减少. 推力矢量角(下半支)几乎随抽吸背压线性增加, 在 $\bar{p}_2 = 0.5$ 时达到最大推力矢量角, 随后略有减小. 合成推力系数(下半支)从 0.99 的高值下降到 $\bar{p}_2 = 0.6$ 左右的 0.94, 然后迅速回升至 0.97.

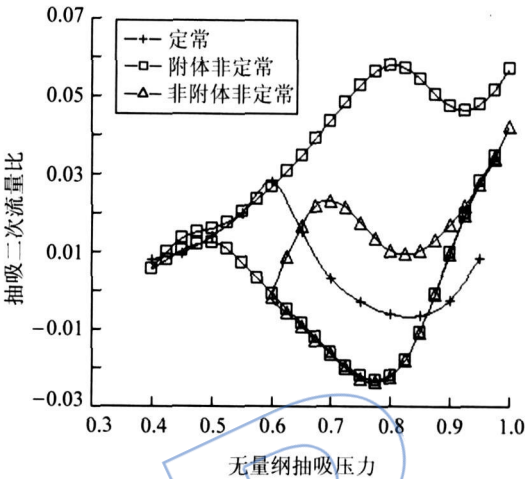


图 5 抽吸二次流量比随抽吸压力的变化关系
Fig. 5 Counterflow mass flow vs suction pressure

在后半个周期内($\bar{p}_2$ 从 0.4 升高至 1.0), 同向二次流量(下半支)持续减少, 直至 $\bar{p}_2 = 0.9$ 时达到最小值后, 略微上升. 抽吸二次流量(上半支)先持续上升至最大值($\bar{p}_2 = 0.8$), 接着出现了小幅度振荡. 推力矢量角(上半支)先有一个较宽的缓慢增加的抽吸范围, 在 $\bar{p}_2$ 达到 0.7 后, 推力矢量角随抽吸压力的增加急剧下降. 合成推力系数(上半支)的变化幅度不大, 先从 0.97 变化至于 $\bar{p}_2 = 0.7$ 时的 0.99, 接着有略微回落至 0.97.

在主流非附体的非定常情况下, 在前半个周期内($\bar{p}_2$ 从 1.0 降至 0.6), 同向二次流量(上半支)一直处于缓慢增加的状态, 且与附体情况下的值相同. 抽吸二次流量(下半支)、推力矢量角(下半支)和合成推力系数(下半支)都与附体非定常情况一致.

在后半个周期内($\bar{p}_2$ 从 0.6 升高至 1.0), 同向二次流量(下半支)先是略微上升, 接着迅速下降. 抽吸二次流量(上半支)先迅速上升至 $\bar{p}_2 = 0.7$, 然后在 $\bar{p}_2$ 降至 0.8 时一直减少, 至最小值后, 一直上升. 推力矢量角(上半支)的变化规律基本上与非定常附体的规律一致, 只是矢量角变小. 合成推力系数(上半支)则从 0.97 一直上升至于 0.98 左右.

上述变化规律的主要原因可以借助图 6 的主流附体结构来说明.

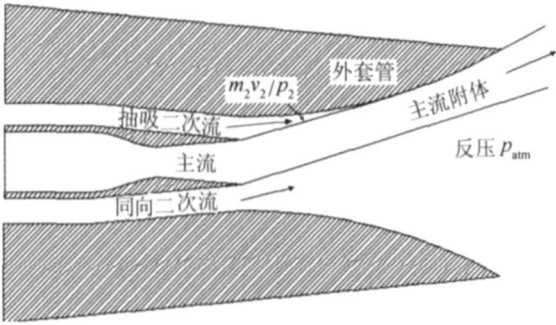


图 6 主流附体结构简图

Fig. 6 Schematic main flow attachment

对于附体非定常中,在前半个周期内,随着抽吸压力(p_2)的下降,主流不断偏离同向侧偏向抽吸侧,因此同向侧流通面积增大而抽吸侧面积缩小.由于开始时抽吸压力与环境压力相差不大,因此开始时同向二次流量不断增加,而抽吸二次流量呈现同向流特征且不断减小.当 $\bar{p}_2$ 降低至0.9的某个值后,抽吸二次流表现为逆向流动,且因抽吸压力的不断下降,流量最初不断增加.此时表明了抽吸压力的下降比流通面积减小的影响更大.但是随着 $\bar{p}_2$ 进一步降低,主流偏转得严重,面积影响变成主导,导致抽吸二次流量呈现下降趋势,并且在达到0.6后,抽吸侧流通面积非常小,流速很低,此时主喷流的卷吸作用大于抽吸作用,导致抽吸二次流变成同向流,且当流通面积进一步变小而卷吸流量增大.当 $\bar{p}_2$ 达到0.45时,主流发生附体现象,同向二次流流量达到最大值.逆向二次流便会消失,抽吸压力将直接决定其本身流量的变化情况.即此时抽吸二次流为同向流动,抽吸压力的降低也就相当于降低总压,所以流量不断减小.

在后半个周期内,抽吸压力需要增至 $\bar{p}_2 = 0.75$ 时,才能使得附体的主流从外套管进口壁面脱离.脱体之前,抽吸压力的提高导致抽吸侧主流膨胀程度减弱,喷管出口处气流开始偏向同向侧.这样主流开始排挤原来空间的流体,所以同向二次流量不断减小而抽吸二次流量增大.脱体之后,逆流剪切层完成形成,同向二次流量因主流的不断偏向而减小,而抽吸二次流量增加.在 $\bar{p}_2 = 0.9$ 之后,由于接近定常情况,主流的卷吸作用越来越大,因此,同向和逆向二次流量都不断加大.

2.2 喷管性能参数的变化特征

图 7 和图 8 分别给出了推力矢量角和合成推

力系数随抽吸压力(p_2)的变化特点.

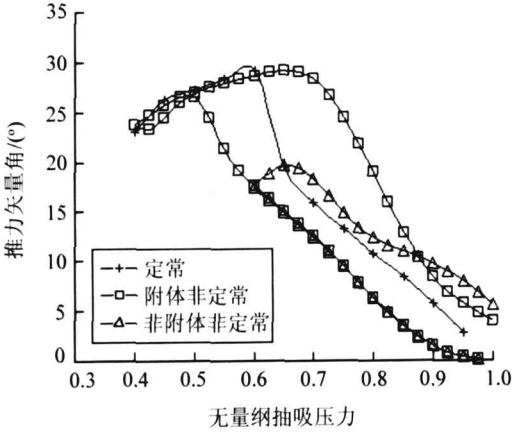


图 7 推力矢量角随抽吸压力的变化关系

Fig. 7 Thrust angle vs suction pressure

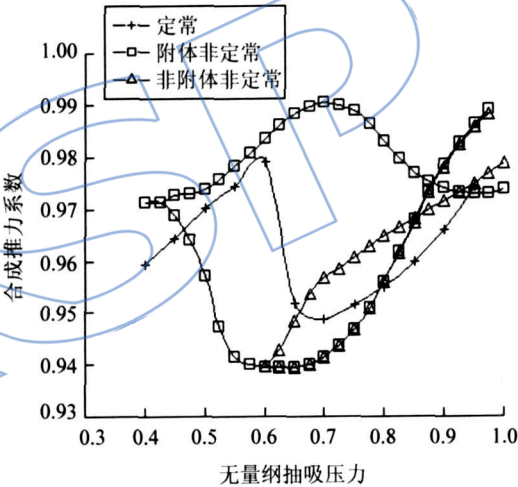


图 8 合成推力系数随抽吸压力的变化关系

Fig. 8 Thrust coefficient vs suction pressure

从定常和非定常流动中推力矢量角的变化趋势可以得出如下的结论:

- 1) 在抽吸压力减小的半周期内,无论附体与否,相同抽吸压力所对应的推力矢量角,非定常值较定常值要小;相反,在抽吸压力增加的半周期内,相同抽吸压力对应的推力矢量角,非定常值较定常值要大.主要原因是:在非定常流动中存在着滞后性,即当作为控制变量的气动参数在流场边界上发生改变时,由于流体本身的可压缩性使其具备弹性,表现为控制参数的变化不能及时地传遍全流场;同时流体本身的粘性作用又使其存在着阻尼的特性,表现为主流的瞬时响应受到限制,这样就使得流动在变化过程中产生滞后效应.所以,在定常与非定常计算结果中出现偏差.
- 2) 在非定常与定常计算中,主流附体及从壁

面脱离的发生条件有差异. 在定常流中, 主流附体及从壁面脱离发生在同样的抽吸压力范围($\bar{p}_2$ 从 0.65 降低到 0.6) 内; 而在非定常流中, 附体发生在抽吸压力降到 $\bar{p}_2 = 0.55$ 时, 而从壁面脱离出现在抽吸压力增至 $\bar{p}_2 = 0.75$ 时. 与定常比较, 非定常中附体现象的出现, 在时间上存在短暂的推迟, 这是流动滞后性的另一种表现.

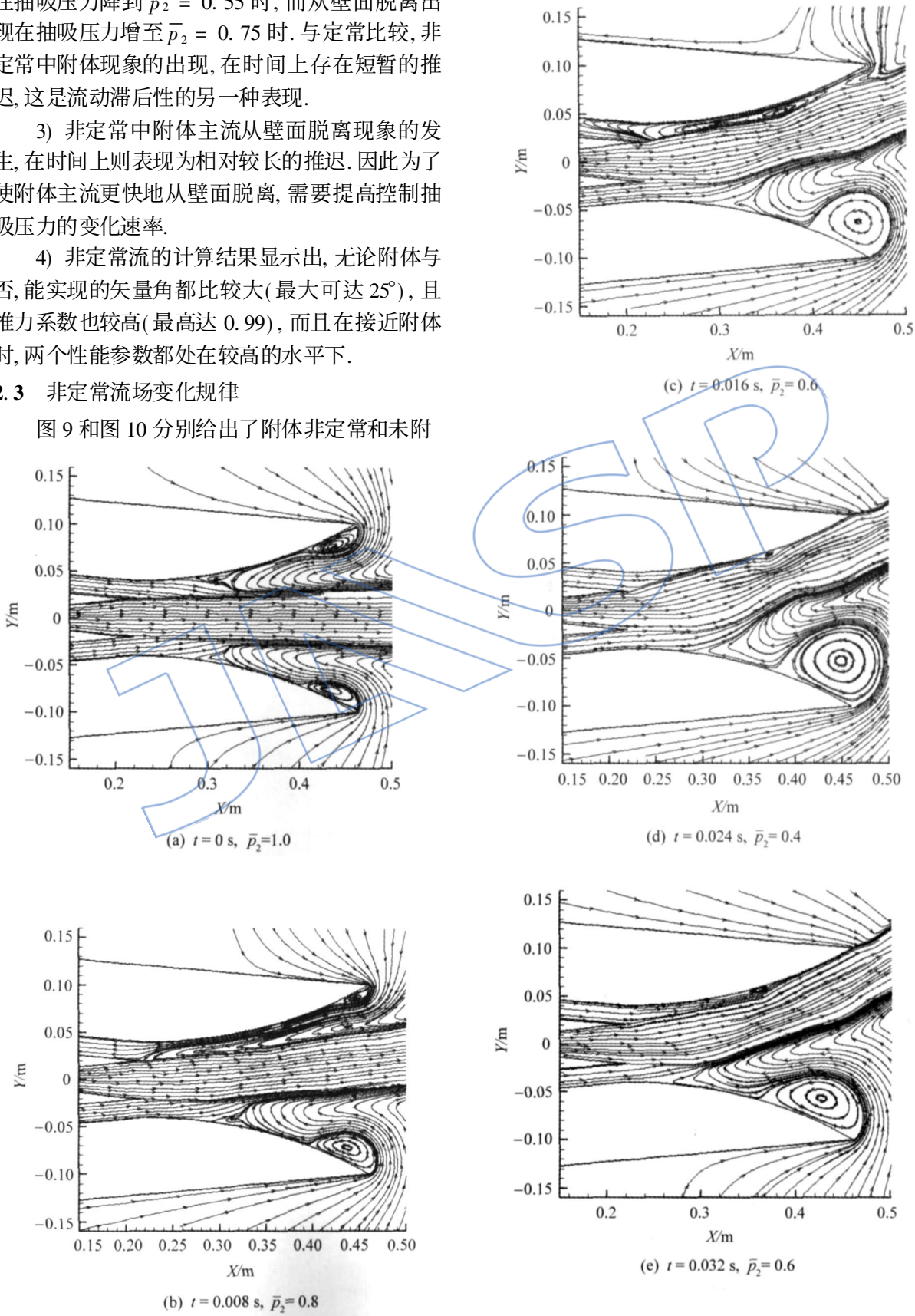
3) 非定常中附体主流从壁面脱离现象的发生, 在时间上则表现为相对较长的推迟. 因此为了使附体主流更快地从壁面脱离, 需要提高控制抽吸压力的变化速率.

4) 非定常流的计算结果显示, 无论附体与否, 能实现的矢量角都比较大(最大可达 25°), 且推力系数也较高(最高达 0.99), 而且在接近附体时, 两个性能参数都处在较高的水平下.

2.3 非定常流场变化规律

图 9 和图 10 分别给出了附体非定常和未附

体非定常情况下, 随时间和抽吸压力变化的流场流线图序列(部分). 可见, 无论附体与否, 在同向流一侧, 主流和同向流剪切层的作用所产生的流



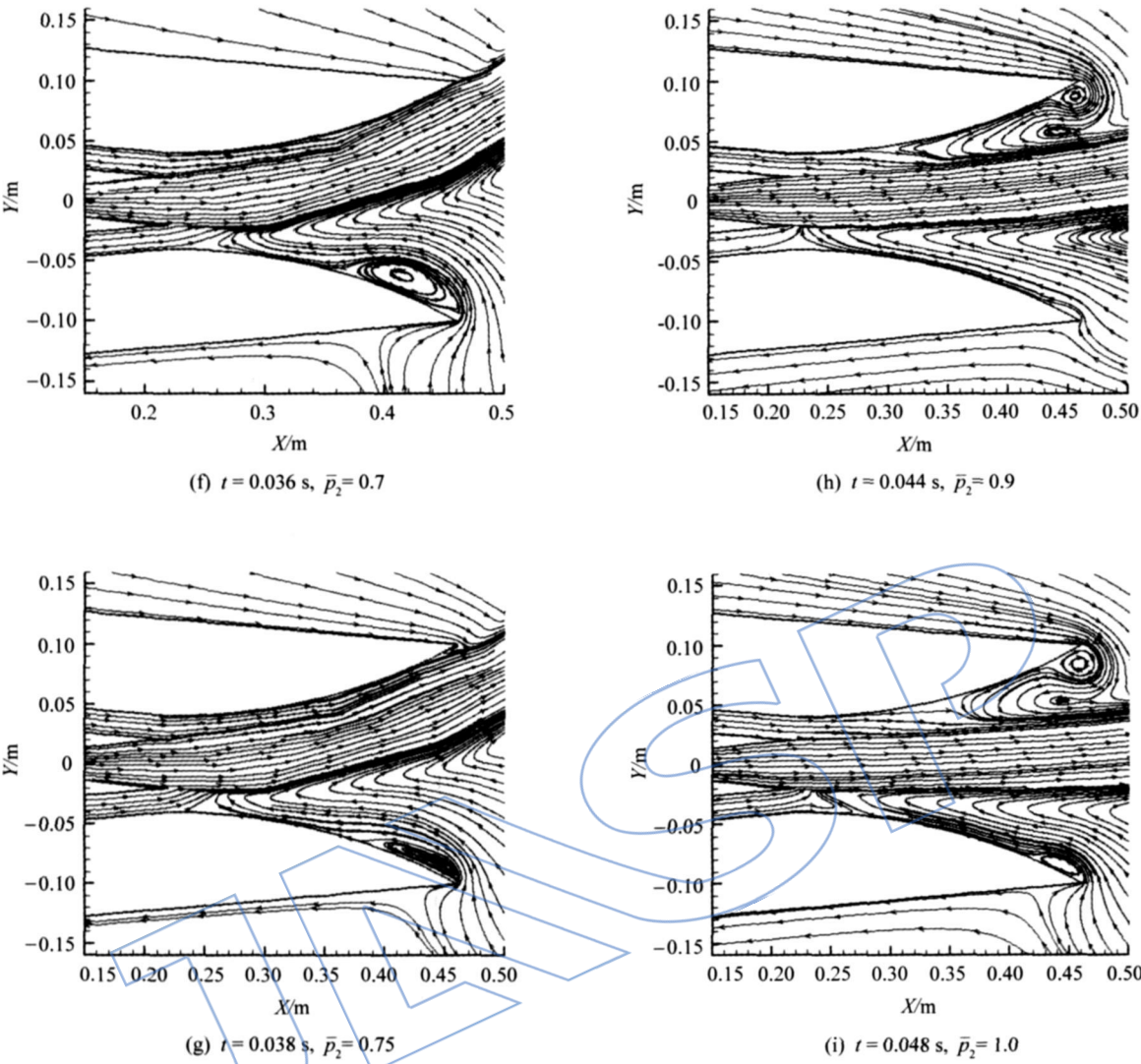
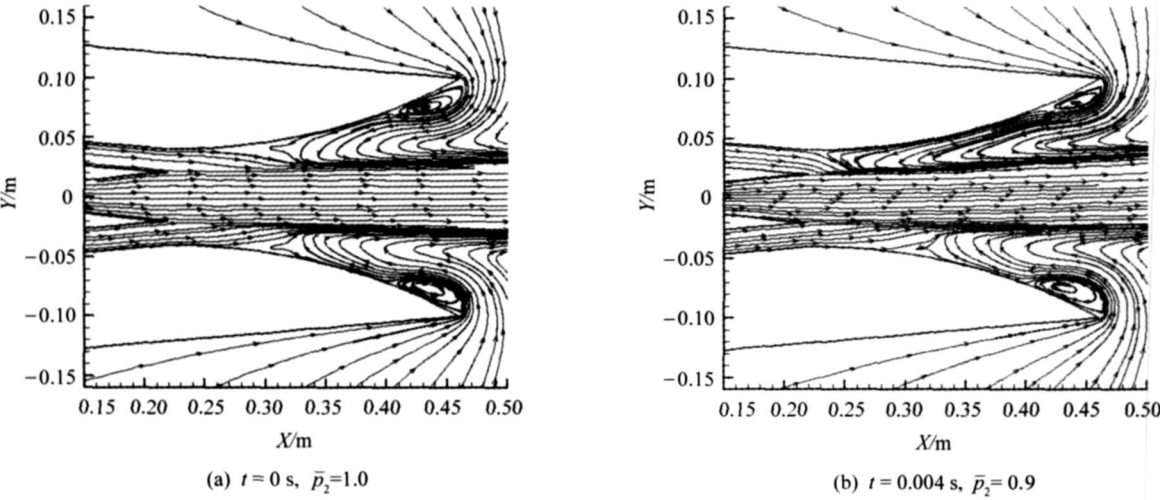
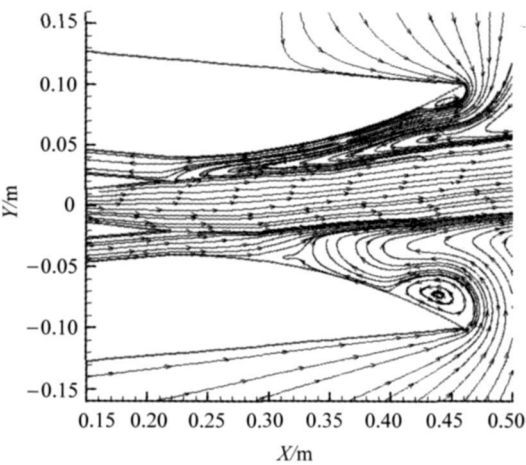
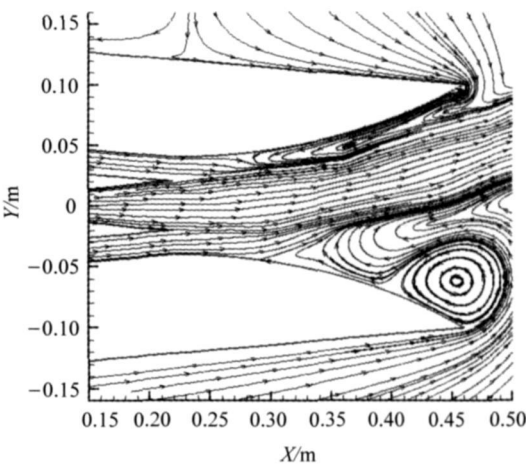


图 9 附体非定常计算中喷流矢量化过程
Fig. 9 Flow structure of unsteady attachment

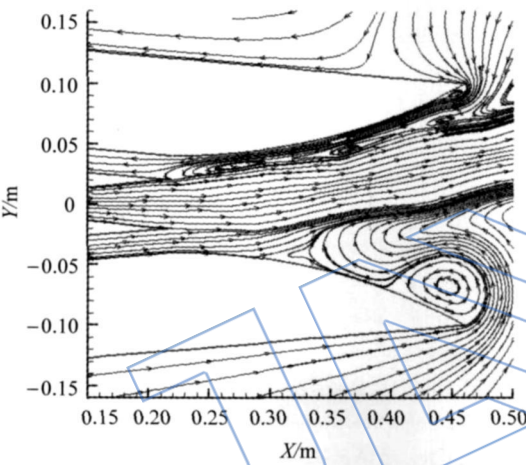




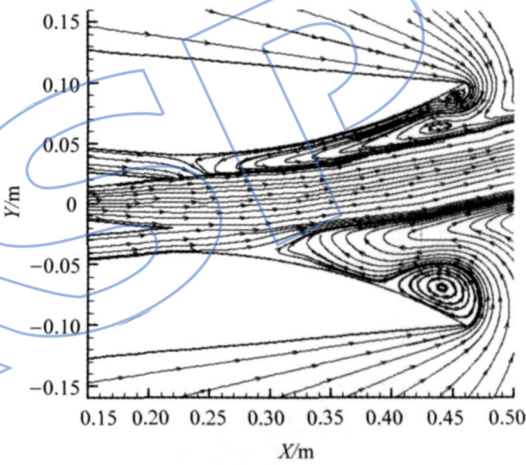
(c) $t = 0.008 \text{ s}$, $\bar{p}_2 = 0.8$



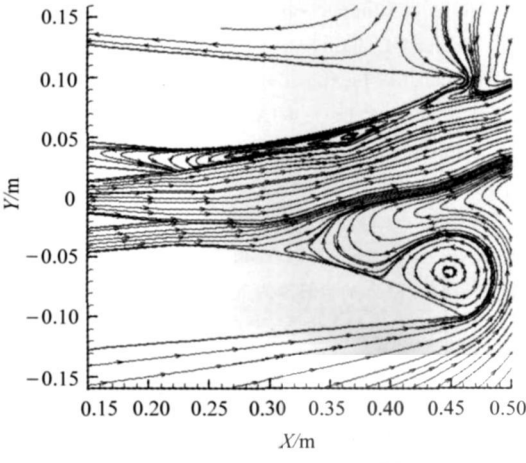
(f) $t = 0.020 \text{ s}$, $\bar{p}_2 = 0.7$



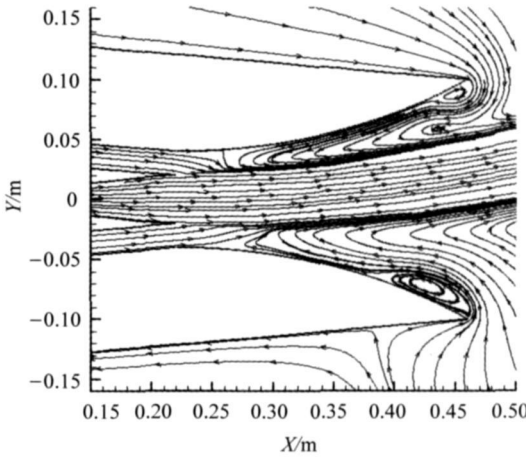
(d) $t = 0.012 \text{ s}$, $\bar{p}_2 = 0.7$



(g) $t = 0.024 \text{ s}$, $\bar{p}_2 = 0.8$



(e) $t = 0.016 \text{ s}$, $\bar{p}_2 = 0.6$



(h) $t = 0.028 \text{ s}$, $\bar{p}_2 = 0.9$

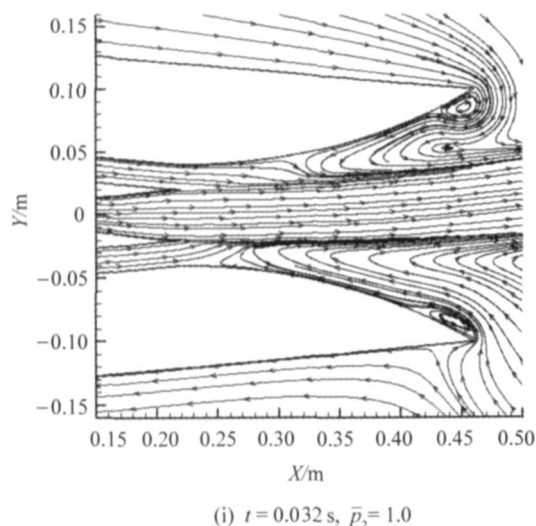


图 10 未附体非定常计算中喷流矢量化过程

Fig. 10 Flow structure of unsteady unattachment

流场结构大致相同. 而在逆流剪切层内, 由于主流的卷吸作用和壁面的限制, 在附体前后, 逆流剪切层发生了很大的变化. 当抽吸压力降至一定值后, 主流接近了壁面并呈现出尾迹流的特征(腰鼓形), 接着主流各段的最大直径部分接触到壁面, 切断了逆流剪切层通道, 随后整个主流都附着在壁面上. 在这个过程中, 发生了复杂的剪切层和涡系调整, 因此导致了内流性能与定常流动的差异. 在附体后, 一方面需要同向流剪切层内的分离涡变小, 另一方面需要逆流剪切层内的涡系逐渐长大, 撑开流动通道, 再次建立起逆流剪切层, 才能导致附体的脱离, 这个过程明显慢于附体过程, 因此导致了滞后性. 但是, 在主流两侧的剪切层是如何演化的, 以及它们对附体的更深入影响, 还有待进一步研究.

3 结 论

通过对逆流推力矢量喷管的非定常过程研究, 我们得到如下结论:

1) 定常和非定常流的内流性能相差很大. 在一个周期内, 无论主流附体与否, 前半周期和后半周期内的非定常过程完全没有呈现出对称性.

2) 附体非定常和非附体非定常两种情况下, 前半周期内, 各个性能参数几乎都是一致, 但是在后半周期内, 出现一定的差异. 这是流动滞后性的表现之一.

3) 流动的滞后性与流场中剪切层的特点有关, 逆流剪切层和同向流剪切层的演化过程显著不同, 并且可能两者对附体的脱离起了共同的作用.

4) 非定常流的结果进一步指出了, 逆流推力矢量喷管具有推力矢量角较大(可高达 25°), 推力系数较高(最高为 0.99)的特点, 因此这是一个较高效率的射流式推力矢量方案.

参考文献:

- [1] Deere K A. Summary of fluidic thrust vectoring searching conducted at NASA Langley research center [R]. AIAA 2003-3800.
 - [2] Kowal H J. Advances in thrust vectoring and the application of flow-control technology [J]. Canadian Aeronautics and Space Journal, 2002, 48(2): 145-151.
 - [3] Hamed A, Laskowski G. A parametric study of slot injection thrust vectoring in a 2DGD nozzle [R]. AIAA 97-3154.
 - [4] Yagle P J, Miller D N, Ginn K B, et al. Demonstration of fluidic throat skewing for thrust vectoring in structurally fixed nozzles [R]. 2000-GT-0013, May 8-11, 2000.
 - [5] Flamm J D. Experimental study of a nozzle using fluidic counterflow for thrust vectoring [R]. AIAA 98-3255.
 - [6] Deere K A, Berrier B L, Flamm J D. A computational study of a new dual throat fluidic thrust vectoring nozzle concept [R]. AIAA 2005-3502.
 - [7] Flamm J D, Deere K A, Berrier B L, et al. Experimental study of a dualthroat fluidic thrust vectoring nozzle concept [R]. AIAA 2005-3503.
 - [8] Strykowski P J, Krothapalli A. The countercurrent mixing layer: Strategies for shear layer control [R]. AIAA 93-3260.
 - [9] Strykowski P J, Krothapalli A, Forliti D J. Counterflow thrust vectoring of supersonic jets [R]. AIAA 96-0115.
 - [10] Flamm J D. Experimental study of a nozzle using fluidic counterflow for thrust vectoring [R]. AIAA 98-3255.
 - [11] Hunter C A, Deere K A. Computational investigation of fluidic counterflow thrust vectoring [R]. AIAA 99-2669.
 - [12] Strykowski P J. An experimental/modeling study of jet attachment during counterflow thrust vectoring [R]. Final Report, NASA/NAG-1736, 1 July, 1995-30 June, 1996.
 - [13] 杨建军. 逆流控制的推力矢量喷管气动特性研究 [D]. 南京: 南京航空航天大学, 2007.
- YANG Jianjun. Research on aerodynamic characteristics of counterflow thrust vectoring nozzle [D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2007. (in Chinese)