高超声速边界层转捩的几点认识

陈坚强^{1,2*}, 袁先旭^{1,2}, 涂国华¹, 陈久芬³, 张毅锋¹, 徐国亮¹, 童福林¹, 万兵兵¹

1. 中国空气动力研究与发展中心, 空气动力学国家重点实验室, 绵阳 621000;

2. 中国空气动力研究与发展中心, 计算空气动力研究所, 绵阳 621000;

3. 中国空气动力研究与发展中心, 超高速空气动力研究所, 绵阳 621000

*联系人, E-mail: chenjq@cardc.cn

收稿日期: 2019-03-07; 接受日期: 2019-05-09; 网络出版日期: 2019-09-19

国家重点研发计划(编号: 2016YFA0401200)和国家自然科学基金(编号: 11772350, 11872370)资助项目

摘要 边界层转捩问题是高超声速飞行器研制过程中必须关注的关键问题之一, 世界各航空航天大国都大力支持相关研究, 且近几年的资助呈现增长趋势. 本文结合风洞实验、数值模拟和理论分析, 对该领域目前存在的一些热点问题开展了相关研究, 并提出了自己的观点. (1) 在 $\Phi 1\text{ m}$ 高超声速风洞中得到了单位雷诺数、攻角和头部钝度对钝锥边界层转捩的影响规律. (2) 头部钝度对高超声速边界层转捩的影响存在趋势反转现象, 但国际学术界迄今尚未找到合理解释. 本文提出应考虑前缘激波对自由流扰动的影响, 同时应从钝前缘感受性和熵层效应两个角度研究这种反转现象. 本文从这两个角度出发, 通过直接数值模拟(DNS)和稳定性分析获得了一些初步结果. (3) 在转捩后期, 第二模态扰动波增长到一定阶段后会出现安静区, 紧接着出现低频模态, 本文通过DNS和模态分解等方法揭示了第二模态和低频模态之间的关系. (4) 最后介绍一种新的饱和横流涡二次失稳模态, 它的增长率与Z模态相当, 但是由法向剪切引起, 被命名为Y'模态.

关键词 高超声速, 边界层转捩, 感受性, 二次失稳, 钝锥

PACS: 47.15.Fe, 47.20.Ib, 47.27.Cn, 47.27.ek, 47.40.Ki

1 引言

近年来, 世界各航空航天大国都在大力发展高超声速飞行器. 由于高超声速飞行器的边界层容易经历层流/湍流转捩, 转捩后湍流引起的摩擦阻力和热流通常是层流的3~5倍, 严重影响飞行器的气动性能与热防护系统, 因而开展高超声速边界层转捩研究对高超声速飞行器研制具有十分重要的意义^[1].

边界层自然转捩包括3个阶段^[2]: 感受性、扰动演化和转捩触发(通常伴随二次失稳). 对于第二个阶段, 即扰动演化阶段的研究时间最长也最充分, 但是在高超声速情况下仍然面临一些不足. 目前已经认识到高超声速情况下存在以第二模态为代表的Mack模态. 高超声速情况下的横流失稳也可能与低速情况不同, 比如噪声对横流失稳是否有影响, 横流失稳模态与其他模态是否存在相互干扰等, 这些都还没有完全认识清

引用格式: 陈坚强, 袁先旭, 涂国华, 等. 高超声速边界层转捩的几点认识. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 114701

Chen J Q, Yuan X X, Tu G H, et al. Recent progresses on hypersonic boundary-layer transition (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2019, 49: 114701, doi: 10.1360/SSPMA-2019-0071

楚. 对于感受性阶段, 高超声速情况下的认识极其有限. 风洞噪声是高超声速风洞实验的主要背景扰动, 对感受性和转捩有直接影响. 由于很难在高超声速风洞(包括静音风洞)中产生频率、幅值、方向和相位可控的噪声, 目前绝大多数学者都采用直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)方法来研究高超声速边界层对声波的感受性, 比如Zhong^[3]的研究. 对于转捩触发阶段, 目前的认识也非常不足, 且还存在一定争论. 一般来说, 当扰动幅值大于1%时, 需要考虑扰动对基本流的干扰以及扰动之间的相互干扰, 即考虑非线性效应. 关于转捩触发, 文献[2]认为不稳定波幅值达到1.5%时转捩将发生, 但是该判据在高超声速情况下是否有效还不得而知. 有风洞实验结果显示转捩前的扰动相对幅值在马赫数5时可达5%, 在马赫数6时可达12%, 在马赫数8时甚至达到24%^[4]. 对于高超声速风洞实验, 风洞噪声是主要扰动源. 风洞噪声会对感受性、扰动波增长和非线性失稳等产生怎样的影响还存在许多认知不足. 高超声速情况, 头部钝度、攻角等对转捩位置或转捩雷诺数的影响并不是单调的, 比如存在头部钝度影响趋势反转现象, 但是产生反转的原因是什么, 目前仍不清楚. 总之, 由于高超声速边界层转捩问题的复杂性、现有方法的局限性以及风洞实验的高难度, 还存在很多尚未认识清楚、甚至争论的问题^[1].

高超声速飞行器通常采用钝前缘, 钝头体绕流是一种非常有代表性的流动. 钝锥的边界层稳定性及转捩研究, 对高超声速飞行器鼻锥、前缘钝度、减阻和热防护等一系列气动设计有着极其重要的意义. 本文是第九届钱学森学术讲座的部分内容, 主要以钝锥为主, 介绍了4个方面的研究工作: 首先简要介绍在中国空气动力研究与发展中心 $\Phi 1$ m高超声速风洞中得到的单位雷诺数、攻角和头部钝度对钝锥边界层转捩的影响规律; 然后提出应该考虑激波对自由流扰动的影响, 并从钝前缘感受性和熵层效应两个角度研究钝度影响趋势反转现象; 接着讨论转捩后期第二模态和低频模态之间的关系; 最后介绍横流失稳及饱和横流涡的主要失稳模态.

2 参数影响规律

2.1 风洞实验概况

风洞实验在中国空气动力研究与发展中心的

$\Phi 1$ m高超声速风洞中开展. 实验模型为半锥角 7° 的圆锥, 锥顶端球头鼻部均采用可更换结构, 头部半径分别为 $r=0.05, 0.5, 1.0, 2.5, 5.0, 10$ mm, 采用金属头部, 长为165 mm (距离理论尖点). 尾段长635 mm, 采用聚四氟乙烯, 以方便红外热图测量. 红外热图可换算成表面热流, 通过热流分布判断转捩位置.

首先进行重复性实验, 两次实验的模型壁面热流分布见图1(a)和(b), 中心线热流见图1(c). 由实验结果可以看出, 两次实验的转捩起始位置分别为400和430 mm左右, 结束点分别为540和560 mm左右. 由于车次2的模型旋转了 90° , 且迎风中心线安装了少量传感器, 因此转捩阵面与车次1稍有不同. 两次实验的转捩起始位置和结束位置的绝对偏差为30 mm, 相对于模型总长的相对偏差为3.75%, 相对于转捩起始点位置的相对偏差为7.5%, 重复性误差 $\leq 10\%$.

2.2 单位雷诺数影响实验

在每米雷诺数 $4.5 \times 10^6 - 4 \times 10^7$ 的范围内进行了变单位雷诺数实验. 实验结果表明, 在尖锥情况下($r=0.05$ mm), 单位雷诺数增加, 转捩位置按比例前移, 转捩雷诺数基本保持不变(图2(a)), 与文献[5]相同; 在钝锥情况下($r=5$ mm), 单位雷诺数增加, 转捩位置虽然也前移, 但是其前移速度比单位雷诺数的增加速度要慢, 两者综合效果是转捩雷诺数增加(图2(b)), 与文献[6-9]一致.

2.3 攻角影响实验

攻角对转捩位置有明显影响, 且影响程度与头部钝度有一定关系. 首先观察迎风面, 随着攻角增加, 迎风面转捩位置先后移, 在本文尖锥($r=0.05$ mm)情况下, 推迟最多约2.6倍(图3(a)); 当攻角超过某个临界值时, 转捩位置开始前移, 甚至最终可比 0° 攻角的位置更靠前(比如图3(b)). 趋势发生改变的临界攻角与头部钝度有一定关系, 比如 $r=0.05$ mm情况下的临界攻角比 $r=5$ mm情况下的临界攻角要大. 其次, 观察背风面, 当攻角较小时, 背风面的转捩位置随着攻角增加而前移, 但是当前移到一定位置后, 即使攻角再继续增加, 转捩位置基本保持不变. 以上观察与文献[8,10]中的现象基本一致. 关于迎风面和背风面转捩位置都可能前移的情况, 其物理机制仍未认识清楚^[4,11].

图 1 (网络版彩图)钝锥模型($r=0.05$ mm)转捩实验重复性测试(注: $x=165$ mm附近的热流跳跃是由模型材料不同引起的, 不是由转捩造成的). (a) 模型车次1表面热流分布; (b) 模型车次2表面热流分布(重复性); (c) 模型中心线热流

Figure 1 (Color online) Repeatability test of transition experiment for blunt cone model ($r=0.05$ mm). (Note: The heat flux jump near $x=165$ mm is caused by different model materials, not by transition). (a) Surface heat flux distribution of run 1; (b) surface heat flux distribution of run 2 (repeatability); (c) central line heat flux.

图 2 (网络版彩图)单位雷诺数对转捩雷诺数的影响. (a) $r=0.05$ mm; (b) $r=5$ mm

Figure 2 (Color online) Effect of unit Reynolds number on transition Reynolds number. (a) $r=0.05$ mm; (b) $r=5$ mm.

2.4 头部钝度影响实验

在我们的风洞实验中, 头部钝度增加, 转捩雷诺数增加(图4), 尚未观察到钝度影响趋势反转(简称转捩反转)现象. 未观察到转捩反转现象的原因可能是风洞实验模型的头部钝度仍不够大, 下一步将增大钝度继续研究.

3 钝度影响趋势反转现象研究

转捩反转现象指的是在小钝度范围内增加钝度, 转捩位置往下游移动; 当钝度继续增加到某临界值时,

随钝度增加, 转捩位置反而前移. 虽然我们在风洞实验中还没有观察到这个现象, 但早在20世纪60年代, Rushton和Stetson^[12], Softley^[13]就已经在风洞实验中发现了这一现象(图5). 实验中观察到的临界钝度对应的钝度雷诺数约在 1×10^5 – 9×10^5 之间, 其具体大小与马赫数、单位雷诺数、钝锥半锥角和表面粗糙度等有关.

随后很多研究者继续对钝度影响开展了研究, 线性稳定性分析和直接数值模拟都表明^[3,14–17]随着钝度增加, 边界层变得更加稳定, 能够解释转捩推迟现象, 但是无法解释转捩提前现象. 有人甚至怀疑早期风洞实验的正确性. 然而, 最近俄罗斯Vaganov等人^[18]和美

图 3 (网络版彩图)攻角对转捩位置的影响, 图中 α 为攻角, 负攻角为迎风面, θ_c 为半锥角. (a) $r=0.05$ mm; (b) $r=5$ mm

Figure 3 (Color online) Effect of angle of attack on transition location (a) $r=0.05$ mm; (b) $r=5$ mm. α is the angle of attack, negative angle of attack means windward, and θ_c is half-cone angle.

图 4 (网络版彩图)头部钝度雷诺数与转捩雷诺数的关系

Figure 4 (Color online) Relation between nose bluntness Reynolds number and transition Reynolds number.

国Paredes等人^[19]也在多座风洞中观察到了钝度影响趋势反转现象. 那么, 造成反转现象的原因到底是什么?

有学者试图通过头部附近的瞬态增长来解释转捩反转现象, 他们在鼻头与锥身的连接处虽然找到了较强的瞬态增长, 但是瞬态增长的区域非常小^[19]. 也有学者从熵层的角度出发^[20,21], 试图解释转捩反转现象. 所谓熵层是由于钝头体前弓形激波的激波角变化较大, 在激波后形成高熵梯度区^[22-24]. Stetson等人^[25]通过实验研究发现, 熵层内扰动幅值较大, 且保持缓慢地增长. 后来通过线性稳定性分析得到熵层不稳定性模态, 其增长率非常小, 与实验结果相一致^[20,21,23,26]. Kara等人^[15]、Balakumar和Chou^[27]通过数值计算同样也发现熵层中存在较大幅值的扰动, 并且在下游进入边界层, 这很有可能与边界层扰动失稳和转捩有着直

接联系. 但是, 以上研究还不够全面, 也没有得到学术界的普遍认同.

以往文献中的研究工作都没有关注自由流扰动波与激波的作用. 如果能够理解扰动波经过激波后新扰动在下游的演化过程以及激发边界层不稳定波的情况, 即感受性问题, 则很有可能对转捩反转现象作进一步的认识. 根据快/慢声波与弓形激波作用的理论解^[28,29], 可将激波后空间分成3个区域, 如图6所示. 一区以快声波为主, 二区仅存在熵波和涡波, 三区以快/慢声波为主. 本文从两个角度(图7)对钝度影响趋势进行研究: 第一是钝前缘的感受性, 主要研究自由流扰动经过一区后, 如何激发边界层的不稳定波; 第二是熵层效应, 主要研究自由流扰动经过二区和三区后, 如何在熵层内发展以及如何进入边界层, 进而激发边界层不稳定波.

对于钝前缘感受性, 通过采用DNS, 研究发现自由流扰动经过激波后在前缘区域产生强烈的扰动波和反射波, 进而激发前缘近壁区扰动波随流动向下游传播, 以快模态的方式在边界层发展演化, 为下游区域不稳定波的产生提供初始扰动(图8). 不同物理扰动量在前缘区具有不同的空间分布形式, 驻点区以压力脉动为主(图8(d)), 表现为声波, 扰动幅值增大近2个量级. 头部钝度越大, 驻点区产生的声波扰动影响范围越大, 为下游边界层扰动演化提供的初始扰动越强, 作用距离越长, 由此可能成为大钝度转捩位置提前的潜在原因之一.

对于熵层效应, 通过DNS模拟自由流高频慢声波过钝锥的演化过程, 并用稳定性理论方法确定下游边界层内不稳定波如第二模态被激发(图9(a)和(c)). 根据

图 5 (网络版彩图)钝度影响趋势反转现象(1 in=2.54 cm). (a) Rushton和Stetson^[12], $Ma=5.5$; (b) Softley^[13], $Ma=10-12$; (c) Vaganov等人^[18], $Ma=5$; (d) Paredes等人^[19], $Ma=6$

Figure 5 (Color online) Trend reversal of bluntness effect. (a) Rushton and Stetson^[12], $Ma=5.5$; (b) Softley^[13], $Ma=10-12$; (c) Vaganov et al.^[18], $Ma=5$; (d) Paredes et al.^[19], $Ma=6$.

图 6 (网络版彩图)弓形激波分区示意图

Figure 6 (Color online) Zones behind a bow shock wave.

慢声波/弓形激波干扰理论^[28,29], 图9(a)中三区以慢声波为主, 二区为熵层高频扰动. 分别研究这两个区域扰动的演化情况, 对比发现它们都可以激发边界层内的扰动波, 其中以二区的熵层高频扰动最为明显(图9(d)). 进一步研究发现, 熵层扰动虽然轻微增长甚至是衰减的(图9(b)), 但是当熵层高频扰动进入边界层

时, 可迅速激发边界层内第二模态扰动波(图9(c)). 由于熵层扰动与头部钝度有着直接关联, 钝度越大, 熵层扰动越强, 因此可能成为大钝度转捩位置前移的另一种潜在原因.

4 转捩后期模态转换

第二模态扰动波在高超声速边界层转捩中具有重要作用, 如零攻角锥全部子午面、有攻角锥迎风中心子午面、超燃发动机前体压缩面、升力体外形前缘附着流线等都存在非常强烈的第二模态扰动波. 一般对于流向失稳导致的自然转捩, 高超声速情况下第二模态扰动波的增长率往往远大于第一模态, 因而通常被认为是流向失稳转捩的主因, 比如美国在2015年总结HIFiRE-1的成果时, 依然认为第二模态是转捩的主导机制^[30]. 但是最近在国内外多个相关风洞实验中^[31]都有观察到第二模态在转捩后期被抑制(安静区), 并出现了强烈的低频扰动或模态, 如图10所示. 该发现引发了不小争议: 这个低频模态是否为第一模态, 第二

图 7 (网络版彩图)研究钝度影响两个角度示意图. (a) 自由扰动过激波; (b) 两个角度的主要影响区域

Figure 7 (Color online) Two viewpoints for studying the effects of bluntness. (a) Freestream disturbance over shock; (b) main influence areas of the two viewpoints.

图 8 (网络版彩图)头部半径为 5 mm 的钝平板感受性数值模拟. (a) 压力扰动幅值; (b) 流向速度扰动幅值; (c) 熵扰动幅值; (d) 驻点流向上的扰动幅值

Figure 8 (Color online) Numerical simulation of receptivity of blunt plate with nose radius of 5 mm. (a) Amplitude of pressure disturbance; (b) amplitude of streamwise velocity disturbance; (c) amplitude of entropy disturbance; (d) amplitude of disturbance along stagnation line.

模态与低频模态是诱发关系还是模态转换关系, 转换是由哪种模态主导?

帝国理工Wu等人^[32,33]、天津大学罗纪生等人^[34-38]

和北京大学Lee等人^[39,40]对低频扰动增长和第二模态衰减的机理都提出了各自的解释, 比如罗纪生等人^[34-38]认为第二模态扰动波增长到一定幅值后, 基本

图 9 (网络版彩图)高频慢声波的演化. (a) 头部区域密度脉动云图; (b) 熵层内密度脉动沿流向变化; (c) 下游区域密度脉动云图; (d) 熵层扰动激发第二模态结果与原工况对比

Figure 9 (Color online) Evolution of high frequency slow acoustic wave. (a) Contour of density fluctuation at nose region; (b) density fluctuation in the entropy layer along streamwise direction; (c) contour of density fluctuation at the downstream; (d) excitation of second mode by entropy-layer disturbance compared with the original case.

图 10 (网络版彩图)第二模态在转捩后期被抑制(安静区)^[31]

Figure 10 (Color online) Suppression of the second mode in the late stage of transition (silent zone) ^[31].

流剖面被修正, 导致第一模态扰动波更容易失稳, 第一模态扰动波在转捩后期更重要. 我们采用高精度软件 OpenCFD 对多个零攻角高超钝锥的转捩全过程进行了 DNS 研究. 如图 11 中钝锥的瞬态密度场所示, 我们的计算结果也进一步证实了在转捩后期存在第二模态波的抑制以及安静区的出现.

此外, 图 12 还进一步给出了转捩后期边界层内流向不同站位上脉动速度的频谱. 可以看到, 随着扰动的演化, 第二模态波的脉动幅值急剧衰减, 而低频扰动波的脉动能量则快速增长. 为了更好地解释该现象, 我们采用动态模态分解方法(Dynamic Mode Decompo-

sition, DMD)对获得的 DNS 数据进行模态分析. 图 13 给出了我们提取到的第二模态和低频模态的空间形态.

从各模态的空间相对位置来看, 转捩区的前段是第二模态主导, 后段则是低频模态占优. 这与前期风洞实验发现的转捩后期存在较强的低频扰动是一致的. 第二模态波空间结构以展向二维结构特征为主, 存在一个明显的增长-衰减过程, 这与转捩过程展向涡的演化密切相关. 此外, 低频模态的结构与第二模态(横向条纹)差异较大, 表征为三维倾斜条带形态(与壁面有一定倾斜角度), 这与转捩后期 Λ 涡的涡脚较为类似, 如图 14 所示.

基于上述第二模态和低频模态, 我们还重构了钝锥的转捩过程. 图 15 给出了采用 DMD 模态重构的钝锥表面摩擦分布. 可以看到, DMD 结果与原始的 DNS 数据较为吻合, 基本重构出了钝锥转捩的主要特征信息. 我们认为, 转捩过程中摩擦分布由横向条纹向流向条带的转换过程实质上是第二模态演变为低频模态这一动力学过程的重要表征. 这也说明, 第二模态和低频模态都是转捩过程中的典型特征模态. 综上所述, 我们认为, 转捩前夕的低频信号对应非线性效应产生的发卡涡与准流向涡结构. 第二模态与低频模态之间是模态转换关系; 第二模态对应于展向涡, 低频模态对应于 Λ 涡的涡脚; 转捩过程中, 展向涡沿流向通过拉伸、断

图 11 (网络版彩图)零攻角 $r=1$ mm钝锥转换的瞬时密度场

Figure 11 (Color online) Contour of the instantaneous density flow field of blunt cone ($r=1$ mm) at zero angle of attack.

图 12 零攻角 $r=1$ mm钝锥转换后期边界层内脉动速度频谱. (a) 上游站位; (b) 下游站位

Figure 12 Frequency spectrum of streamwise velocity fluctuations in the late stage of transition over blunt cone ($r=1$ mm) at zero angle of attack. (a) Upstream location; (b) downstream location.

裂、扭曲, 演化为 Λ 涡群, 这一物理过程对应于模态之间的转换. Λ 涡存在广义拐点曲线, 易发生失稳导致 Λ 涡破碎, 最终完成层流到湍流的转变. 为了进一步验证上述观点, 尚需对低频模态与发卡涡脚之间的关系进行更深入系统地定量化统计分析.

5 横流二次失稳

多数真实高超声速飞行器在飞行过程中的流动具有三维特性, 例如有攻角或侧滑角的轴对称体流动、非轴对称升力体流动等. 与二维边界层的主要区别是, 三维边界层流动存在横流流动. 横流速度剖面由于(广义)拐点的存在(图16)^[41], 易发生无黏失稳, 并进一步发展成横流涡. 例如小攻角圆锥流动, 其迎风面流动近似二维边界层流动, 而背风区域的流动近似三维边界层流动. 因此, 在背风区域由横流主导转换, 导致其转换位置比迎风面转换位置更靠前.

风洞实验和数值计算表明, 在超/高超声速条件下, 三维边界层前缘附近的粗糙度可以激发定常横流扰动. 例如, Stetson等人^[25]采用风洞实验研究了来流马赫数8条件下钝锥转换情况, 其结果显示在高超声速条件下依然是由定常横流涡主导转换, 并且定常横流涡对

钝锥前缘附近的粗糙度比较敏感. Balakumar和King^[42]采用DNS方法研究了马赫数3条件下的壁面粗糙度、来流湍流度和来流噪声对后掠机翼感受性的影响, 其后掠角为 50° . Balakumar和King^[42]的DNS数值结果表明, 在超声速条件下, 后掠机翼前缘的壁面粗糙度依然能有效地激发定常横流涡模态, 并且来流湍流度也在后掠机翼边界层中直接激发非定常横流涡模态. 一般认为, 高空中飞行环境非常寂静, 来流扰动非常小, 对于高超声速飞行器而言, 主要是壁面粗糙度激发定常横流扰动主导转换. 定常横流扰动沿下游经过线性、非线性的发展, 在下游形成饱和定常横流涡. 饱和定常横流涡扭曲了层流边界层流动而再次失稳激发高频的横流二次失稳模态, 横流二次失稳模态向下游迅速发展, 达到一定幅值则转换发生. 因此, 研究横流转换, 必须研究饱和横流涡的二次失稳.

在低速条件下, Malik等人^[43]对横流涡二次失稳已有如下认识: 横流失稳诱导横流涡, 横流涡二次失稳诱导转换. 二次失稳存在Y模态和Z模态; Y模态由法向剪切主导, 存在于横流涡的顶部; Z模态由展向剪切主导, 存在于横流涡的肩部. 但除此之外是否还有其他模态? 什么模态主导横流转换?

我们研究了马赫数6条件下高超声速三维边界层

图 13 (网络版彩图)第二模态和低频模态的空间形态. (a) 第二模态空间分布; (b) 低频模态空间分布; (c) 第二模态在子午面上的分布; (d) 低频模态在子午面上的分布

Figure 13 (Color online) Spatial structure of the second mode and low-frequency mode. (a), (b) the three dimensional field of the second mode and low-frequency mode, respectively; (c), (d) the axial/wall-normal plane of the second and low frequency modes, respectively.

图 14 (网络版彩图)转换后期拟序涡结构(采用物面法向距离 y_n 渲染)

Figure 14 (Color online) Coherent vortex structures in the transitional boundary layer colored by the wall-normal distance (y_n).

定常横流涡的二次失稳. 首先, 采用LST(Linear Stability Theory)确定最不稳定的定常横流扰动波; 其次利用NPSE (Nonlinear Parabolized Stability Equations)研究扰动从线性阶段到非线性阶段的演化, 得到饱和定常横流涡; 最后采用SLST (Secondary LST)以饱和定常横流涡为基本流, 研究饱和定常横流涡的二次失稳机理^[44].

在图17所示的两处采用SLST计算饱和横流涡的

二次失稳, 则得到其二次失稳模态增长率随流向波数的变化(图18), 其中红色线表示Z模态, 蓝色线表示Y模态, 绿色线表示新发现的模态, 可见在这两处流向位置上都存在多个不稳定的新模态.

因此, 本文验证了在高超声速情况下同样存在Y模态和Z模态(与低速类似). 同时发现了一个新模态, 该模态主要出现在横流涡之间的凹槽部分. 通过扰动动能生成项分析, 证实该模态由法向剪切引起, 属于Y模态(命名为Y'模态). 图19给出了各个模态的空间分布.

从图18可以发现, 高超声速情况下, Y模态(蓝线)增长率较小, 仅为Z模态(红线)的约1/2(低速时, Y模态和Z模态增长率相当). 高超声速情况下, 同一流向波数下可能存在多个Y'模态(绿线), 其中最不稳定的Y'模态和Z模态(红线)的增长率相当.

6 总结

高超声速边界层转捩问题是经典力学中跨世纪的难题之一, 它对摩擦阻力、传热、流动分离和流动掺混等有显著影响, 因此是发展高超声速飞行器必须考虑的问题. 本文总结了本课题组最近两年半的主要研究进展和学术观点.

图 15 (网络版彩图)DMD重构的钝锥表面摩擦分布. (a) 瞬态; (b) 时均

Figure 15 (Color online) Distribution of the reconstructed wall skin friction using the DMD modes. (a) Instantaneous; (b) time-averaged.

图 16 三维边界层速度剖面^[41]

Figure 16 The velocity profiles of three-dimensional boundary layer [41].

首先, 在参数影响规律方面, 通过风洞实验发现单位雷诺数对转捩的影响效果在尖锥和钝锥情况下不同: 尖锥情况下, 转捩雷诺数基本不随单位雷诺数变

化; 在钝锥情况下, 转捩雷诺数随单位雷诺数的增加而增加. 风洞实验还发现攻角对迎风面的影响也存在反转现象: 小攻角情况下, 转捩位置后移; 大攻角情况下, 转捩位置前移. 攻角导致背风面的转捩位置前移, 但是前移到一定位置后就基本不再随着攻角增加而变化.

其次, 我们提出应该从钝前缘感受性和熵层效应两个角度同时研究钝度影响趋势反转现象, 在研究时还应该考虑头部激波的影响. 我们通过DNS、稳定性分析等, 发现自由流扰动经过激波后在前缘区域产生强烈的扰动波和反射波, 我们还发现熵层扰动进入边界层时, 可迅速激发边界层内第二模态扰动波.

在第二模态扰动失稳导致转捩的后期阶段, 极有可能出现“安静区”, 紧接着出现低频模态. 我们通过DNS和模态分解, 发现低频模态对应转捩过程中的 Λ 涡, 第二模态与低频模态之间可能存在模态转换关系.

最后, 我们在高超声速饱和定常横流涡中发现了一种新的二次失稳模态, 该模态由基本流的法向剪切引起, 我们把它命名为Y'模态. 高超声速情况下Y'模态的增长率与Z模态相当.

由于高超声速边界层转捩问题的极端复杂性, 本

图 17 (网络版彩图)采用NPSE计算得到的饱和定常横流涡. (a) $x^*=0.208$ m; (b) $x^*=0.22$ m

Figure 17 (Color online) The stationary crossflow vortex based on NPSE. (a) $x^*=0.208$ m; (b) $x^*=0.22$ m.

图 18 (网络版彩图)饱和定常横流涡二次失稳分析. (a) $x^*=0.208$ m; (b) $x^*=0.22$ m
Figure 18 (Color online) The secondary instabilities of stationary crossflow vortex. (a) $x^*=0.208$ m; (b) $x^*=0.22$ m.

图 19 (网络版彩图)各个模态在空间分布. (a) Y 模态; (b) Z 模态; (c) Y' 模态
Figure 19 (Color online) The spatial distributions of modes. (a) Y mode; (b) Z mode; (c) Y' mode.

文的结论和看法还需要更多检验. 随着研究深入, 还可能发现新问题新现象, 甚至有可能发现以前的结论和

看法有误. 但是, 我们希望这些结论和看法对相关研究工作有促进作用.

致谢 感谢毛枚良、邓小兵、陈曦、杨强、董思卫、何琨和向星皓等的帮助及建议.

参考文献

- 1 Chen J Q, Tu G H, Zhang Y F, et al. Hypersonic boundary layer transition: What we know, where shall we go (in Chinese). Acta Aerodyn Sin, 2017, 35: 311–337 [陈坚强, 涂国华, 张毅锋, 等. 高超声速边界层转捩研究现状与发展趋势. 空气动力学学报, 2017, 35: 311–337]
- 2 Zhou H, Zhang H X. Two problems in the transition and turbulence for near space hypersonic flying vehicles (in Chinese). Acta Aerodyn Sin,

- 2017, 35: 151–155 [周恒, 张涵信. 有关近空间高超声速飞行器边界层转捩和湍流的两个问题. 空气动力学学报, 2017, 35: 151–155]
- 3 Zhong X. Numerical simulation of hypersonic boundary layer receptivity and stability on blunt circular cones. AIAA Paper, 2009-940, 2009
- 4 Schneider S P. Developing mechanism-based methods for estimating hypersonic boundary-layer transition in flight: The role of quiet tunnels. *Prog Aerosp Sci*, 2015, 72: 17–29
- 5 Kimmel R L. The effect of pressure gradients on transition zone length in hypersonic boundary layers. *J Fluids Eng*, 1997, 119: 36–41
- 6 Owen F K, Horstman C C, Stainback P C, et al. Comparison of wind tunnel transition and freestream disturbance measurements. *AIAA J*, 1975, 13: 266–269
- 7 Stetson K F, Thompson E R, Donaldson J C, et al. Hypersonic layer boundary layer stability experiments on a cone at Mach 8, part 4: On unit Reynolds number and environmental effects. AIAA Paper, 86-1087, 1986
- 8 Chang Y, Chen S Y, Zhang K L. Experimental investigation of hypersonic boundary layer transition (in Chinese). *J Astronaut*, 2015, 36: 1318–1323 [常雨, 陈苏宇, 张扣立. 高超声速边界层转捩特性试验探究. 宇航学报, 2015, 36: 1318–1323]
- 9 Juliano T J, Borg M P, Schneider S P. Quiet tunnel measurements of HIFiRE-5 boundary-layer transition. *AIAA J*, 2015, 53: 832–846
- 10 Lin T C. The influence of laminar boundary layer transition on entry vehicle design and its performance. AIAA Paper, 2007-309, 2007
- 11 Schneider S P. Hypersonic laminar-turbulent transition on circular cones and scramjet forebodies. *Prog Aerospace Sci*, 2004, 40: 1–50
- 12 Rushton G H, Stetson K F. Shock tunnel investigation of boundary-layer transition at M equals 5.5. *AIAA J*, 1967, 5: 899–906
- 13 Softley E J. Boundary layer transition on hypersonic blunt slender cones. AIAA Paper, 69-705, 1969
- 14 Lei J, Zhong X. Linear stability analysis of nose bluntness effects on hypersonic boundary layer transition. *J Spacecraft Rockets*, 2012, 49: 24–37
- 15 Kara K, Balakumar P, Kandil O. Effects of nose bluntness on stability of hypersonic boundary layers over a blunt cone. AIAA Paper, 2007-4492, 2007
- 16 Egorov I, Fedorov A, Nechaev A. Receptivity of supersonic boundary layer on a blunt plate to acoustic disturbances. AIAA Paper, 2004-0249, 2004
- 17 Balakumar P. Stability of supersonic boundary layers over blunt wedges. AIAA Paper, 2006-3053, 2006
- 18 Vaganov A, Noev A, Radchenko V, et al. Laminar-turbulent transition reversal on blunt ogive body of revolution at hypersonic speeds. *Proc I Mech Eng G-J Aerospace Eng*, 2018, 5: 095441001878873
- 19 Paredes P, Choudhari M M, Li F, et al. Nose-tip bluntness effects on transition at hypersonic speeds. *J Spacecraft Rockets*, 2019, 56: 369–387
- 20 Dietz G, Hein S. Entropy-layer instabilities over a blunted flat plate in supersonic flow. *Phys Fluids*, 1999, 11: 7–9
- 21 Fedorov A, Tumin A. Evolution of disturbances in entropy layer on blunted plate in supersonic flow. *AIAA J*, 2004, 42: 89–94
- 22 Zhang H X. The problem of entropy layer in the hypersonic flow (in Chinese). *Acta Aeronaut Astronaut Sin*, 1965, 2: 20–43 [张涵信. 高超声速运动中的熵层问题. 航空学报, 1965, 2: 20–43]
- 23 Wan B, Luo J, Su C. Response of a hypersonic blunt cone boundary layer to slow acoustic waves with assessment of various routes of receptivity. *Appl Math Mech-Engl Ed*, 2018, 39: 1643–1660
- 24 Ou J H, Wan B B, Liu J X, et al. Basic flow characteristics in entropy layer of hypersonic flow around blunt body (in Chinese). *Acta Aerodyn Sin*, 2018, 36: 238–246 [欧吉辉, 万兵兵, 刘建新, 等. 高超声速绕钝体熵层基本流特性研究. 空气动力学学报, 2018, 36: 238–246]
- 25 Stetson K F, Thompson E R, Donaldson J C, et al. Laminar boundary layer stability experiments on a cone at Mach 8, part 2: Blunt cone. AIAA Paper, 84-0006, 1984
- 26 Fedorov A V. Instability of the entropy layer on a blunt plate in supersonic gas flow. *J Appl Mech Tech Phys*, 1991, 31: 722–728
- 27 Balakumar P, Chou A. Transition prediction in hypersonic boundary layers using receptivity and freestream spectra. *AIAA J*, 2018, 56: 193–208
- 28 McKenzie J F, Westphal K O. Interaction of linear waves with oblique shock waves. *Phys Fluids*, 1968, 11: 2350–2362
- 29 Su C, Geng J. Interaction of weak free-stream disturbance with an oblique shock: Validation of the shock-capturing method. *Appl Math Mech-Engl Ed*, 2017, 38: 1601–1612
- 30 Li F, Choudhari M, Chang C L, et al. Transition analysis for the ascent phase of HIFiRE-1 flight experiment. *J Spacecraft Rockets*, 2015, 52: 1283–1293
- 31 Zhang C H, Tang Q, Lee C B. Hypersonic boundary-layer transition on a flared cone. *Acta Mech Sin*, 2013, 29: 48–54
- 32 Wu X. Nonlinear theories for shear flow instabilities: Physical insights and practical implications. *Annu Rev Fluid Mech*, 2019, 51: 451–485
- 33 Wu X, Luo J, Yu M. Transition route of Klebanoff type in hypersonic boundary layers. AIAA Paper, 2016-3953, 2016
- 34 Luo J S. Transition and prediction for hypersonic boundary layers (in Chinese). *Acta Aeronaut Astronaut Sin*, 2015, 36: 357–372 [罗纪生. 高超

声速边界层的转捩及预测. 航空学报, 2015, 36: 357–372]

- 35 Wang X J, Luo J S, Zhou H. Inherent mechanism of breakdown in laminar-turbulent transition of plane channel flows (in Chinese). *Sci China Ser G-Phys Mech Astron*, 2005, 35: 71–78 [王新军, 罗纪生, 周恒. 平面槽道流中层流-湍流转捩的“breakdown”过程的内在机理. 中国科学G辑: 物理学 力学 天文学, 2005, 35: 71–78]
- 36 Huang Z F, Cao W, Zhou H. The mechanism of breakdown in laminar-turbulent transition of a supersonic boundary layer on a flat plate-temporal mode (in Chinese). *Sci China Ser G-Phys Mech Astron*, 2005, 35: 537–547 [黄章峰, 曹伟, 周恒. 超音速平板边界层转捩中层流突变为湍流的机理-时间模式. 中国科学G辑: 物理学 力学 天文学, 2005, 35: 537–547]
- 37 Cao W, Huang Z F, Zhou H. Study of the mechanism of breakdown in laminar-turbulent transition of a supersonic boundary layer on a flat plate (in Chinese). *Appl Mathemat Mech*, 2006, 27: 379–386 [曹伟, 黄章峰, 周恒. 超音速平板边界层转捩中层流突变为湍流的机理研究. 应用数学和力学, 2006, 27: 379–386]
- 38 Dong M, Luo J S. Mechanism of transition in a hypersonic sharp cone boundary layer with zero angle of attack (in Chinese). *Appl Mathemat Mech*, 2007, 28: 912–920 [董明, 罗纪生. 高超音速零攻角尖锥边界层转捩的机理. 应用数学和力学, 2007, 28: 912–920]
- 39 Lee C, Chen S. Recent progress in the study of transition in the hypersonic boundary layer. *Natl Sci Rev*, 2019, 6: 155–170
- 40 Chen X, Zhu Y, Lee C. Interactions between second mode and low-frequency waves in a hypersonic boundary layer. *J Fluid Mech*, 2017, 820: 693–735
- 41 White E B, Saric W S. Secondary instability of crossflow vortices. *J Fluid Mech*, 2005, 525: 275–308
- 42 Balakumar P, King R A. Receptivity to roughness, acoustic and vortical disturbances in supersonic boundary layers over swept wings. *AIAA Paper*, 2011-1314, 2011
- 43 Malik M R, Li F, Choudhari M M, et al. Secondary instability of crossflow vortices and swept-wing boundary-layer transition. *J Fluid Mech*, 1999, 399: 85–115
- 44 Xu G L, Fu S. The instability and control of compressible cross flows (in Chinese). *Adv Mech*, 2012, 42: 262–274 [徐国亮, 符松. 可压缩横流失稳及其控制. 力学进展, 2012, 42: 262–274]

Recent progresses on hypersonic boundary-layer transition

CHEN JianQiang^{1,2*}, YUAN XianXu^{1,2}, TU GuoHua¹, CHEN JiuFen³, ZHANG YiFeng¹,
XU GuoLiang¹, TONG FuLin¹ & WAN BingBing¹

¹ State Key Laboratory of Aerodynamics, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China;

² Computational Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China;

³ Hypervelocity Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Boundary-layer transition (BLT) is one of the key problems in developing hypersonic aircrafts. Major aerospace countries all over the world have been heavily supporting relevant researches, and the project funding keeps increasing in recent years. In this paper, wind tunnel experiments, numerical simulations and theoretical analysis are combined to study some hot issues in this area, which include effects of unit Reynolds number, angle of attack and nose bluntness, nonlinear interactions during breakdown, secondary instability of crossflow vortices, etc. Some of our views on understanding hypersonic BLT are summarized. The wind tunnel tests are conducted in the $\Phi 1$ m hypersonic wind tunnel of China Aerodynamics Research and Development Center, and the relation between transition location and different unit Reynolds numbers, angles of attack and nose bluntness is obtained. It is well known that hypersonic BLT undergoes an important phenomenon called “nose-bluntness reversal”, but a worldwide accepted reasonable explanation for this phenomenon is still missing. To investigate the “nose-bluntness reversal”, we suggest to consider the influence of front shock waves because free-stream disturbances are changed by shock waves. Meanwhile, we should also consider the following two aspects: blunt-nose receptivity and entropy-layer effect. Some preliminary but encouraging results are presented on these two aspects via direct numerical simulations (DNS) and stability analysis. During the late stage of transition, a “quiet zone” may appear when the second mode waves reach large amplitude, and this is followed by low-frequency modes. DNS and the dynamic mode decomposition are applied to study this problem. The results indicate that the relation between the second modes and the low-frequency modes is possibly mode transformation. In the end of this paper, a newly discovered secondary unstable mode of saturated crossflow vortices is introduced. This mode has the same level of growth rate as Z mode, but is related to the wall-normal shear stress, thus it is named Y' mode.

hypersonic, boundary-layer transition, receptivity, secondary instability, blunt-nose cone

PACS: 47.15.Fe, 47.20.Ib, 47.27.Cn, 47.27.ek, 47.40.Ki

doi: [10.1360/SSPMA-2019-0071](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0071)