第 42 卷 第 3 期 力 学 进 展 Vol. 42 No. 3
2012 年 5 月 25 日 ADVANCES IN MECHANICS May 25, 2012

可压缩横流失稳及其控制*

徐国亮 [1,2] 符 松 [1,†]

[1] 清华大学航天航空学院, 北京 100084

[2] 中国空气动力学发展与研究中心, 四川绵阳 621000

摘 要 边界层流动转捩的预测与控制一直是流体力学研究中的一个重要问题. 三维边界层流动工程中十分常见, 而横流失稳是导致三维边界层流动转捩的主要原因. 本文综述了近些年来三维边界层失稳和转捩方面的研究概况. 从机理上讨论了横流扰动的感受性、首次失稳、二次失稳和转捩控制等方面的研究进展. 在数值计算方面, 简要概述了线性稳定性理论、非线性稳定性理论和直接数值模拟方法在横流失稳和转捩方面的应用. 本文对横流失稳研究当前存在的问题进行了讨论, 对今后研究的发展趋势作了相应展望.

关键词 横流, 感受性, 饱和横流涡, 二次失稳, 横流转捩

1 引 言

层流边界层转捩的预测与控制一直是流体力学研究的前沿与难点. 层流转捩不仅与摩擦系数、流动分离和空气动力学特性相关, 还与热、质量交换有关. 自早期的雷诺实验开始, 流体力学很大一部分研究就集中在流动转捩方面. 但是, 流动转捩现象非常复杂, 早期研究对象主要集中在二维边界层或者轴对称边界层, 三维边界层流动转捩研究较少. 然而, 发生在大部分实际流动的转捩几乎都是三维的, 例如, 后掠机翼边界层流动 [1]、带攻角圆锥流动 [2] 及发动机叶轮机械流动 [3]. 这些典型的边界层流动与二维或轴对称边界层流动的重要区别就是前者存在横流, 而横流失稳是导致三维边界层流动转捩的主要因素. 以后掠机翼流动为例, 在该边界层流动中, 由于在机翼前缘弦向存在压力梯度, 使得在平行于机翼表面的平面内的无黏流线发生了弯曲; 在边界层内部, 由于黏性作用流动速度减小, 但壁面法向压力梯度相对于边界层外流不变. 因此, 在层流边界层内部垂直于无黏流线的方向产生了二次流, 这个二次流就称为横流. 因此横流速度剖面的存在, 是区别三维层流边界层流动与二维边界层流动的一个典型特征.

横流速度剖面存在拐点 (见图 1), 属于无黏失稳. 一般来讲, 边界层流动黏性失稳产生 T-S 波模态 [4], 而横流模态由无黏失稳产生. 无黏失稳比黏性失稳产生的扰动增长率更大, 这也是后掠机翼流动转捩位置比非后掠机翼转捩位置更靠前的原因 [5].

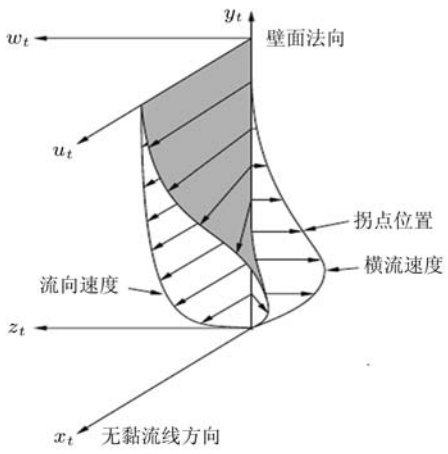


图 1 三维横流边界层速度剖面

与 T-S 波黏性失稳机制不同, 横流边界层流动失稳产生的失稳模态一般简称为横流扰动模态, 横流扰动模态既可以是定常的, 也可以是非定常的不稳定波. 同时, 由线性稳定性理论预测横流

收稿日期 : 2010-11-15, 修回日期 : 2011-11-20 doi: 10.6052/1000-0992-11-059

* 国家自然科学基金项目 (10932005) 资助

† E-mail: fs-dem@tsinghua.edu.cn

边界层流动失稳存在定常横流扰动模态和非定常横流扰动模态, 并且最不稳定非定常横流扰动模态的增长率比最不稳定定常横流扰动模态的增长率大 [6]. 横流扰动模态属于对流型扰动, 一般来讲, 横流扰动模态沿空间 (下游) 发展, 随后由于幅值增加导致的非线性效应形成饱和横流涡, 定常饱和横流涡和非定常饱和横流涡与势流的夹角为 4° ∼ 5° [7]. 来流中扰动激励边界层流动产生初始扰动这一过程称为感受性过程 [8], 在实际情况中, 边界层流动的感受性决定了定常扰动模态或是非定常扰动模态主导转捩, 或者说不同来流条件使得边界层内部流动中激发的扰动类型也不相同. 在中高湍流度的来流环境中, 实验发现非定常饱和横流涡主导横流边界层转捩. 在低湍流度的来流环境下, 主要由定常饱和横流涡模态主导三维边界层转捩. 显然, 不同的来流环境、不同的初始条件导致边界层内流动被激发的扰动类型不同, 扰动向下游的增长、破碎以致转捩的途径也不相同. 一般情况下, 微小初始扰动向下游发展经历如下过程: 线性增长、非线性饱和、二次失稳、更高频扰动的激发、破碎、湍流发生. 目前, 对于三维边界层流动大部分研究主要集中在定常饱和横流涡的转捩或是定常饱和横流涡主导的转捩. 这是因为通常低湍流度来流条件与实际情况下飞行器飞行环境相似, 而实验中定常涡也更容易被捕捉和测量.

本文对横流失稳相关的感受性问题、首次失稳和二次失稳进行了简要的回顾和总结.

2　横流涡的感受性

正如 Reed 和 Saric [9] 指出: “实验中观察到的稳定性与转捩现象与初始条件有极大的关系”. 无论对于二维边界层还是三维边界层流动, 感受性问题目前都是热点问题. 前面已经提到, 来流条件不同导致流动转捩的形式不同. 对于二维边界层流动, 一般当来流湍流度 $Tu < 0.5\% \sim 1\%$, 边界层流动由 T-S 波主导转捩. 在中、高来流湍流度下, 边界层流动由条带 (streak) 主导转捩 [10]. 对于三维横流边界层流动, 在低湍流度环境下由定常横流涡主导转捩, 而在中高湍流度环境下由非定常横流涡主导转捩. 可见, 不同的来流条件导致在边界层流动产生不同的扰动, 不同的边界层背景流动产生的扰动形式也不相同. 本文主要针对三维边界层流动. 到目前为止, 关于三维边界层流动的感受性的研究工作, 无论是数值计算还是实验研究, 相比二维边界层流动要少很多. 对于三维横流边界层, 来流湍流度和壁面粗糙度是主要的扰动源. 实验发现, 横流边界层转捩对风洞中的声波不敏感, 对二维粗糙单元也不敏感, 但对三维粗糙单元敏感 [11].

飞行器表面粗糙度是三维横流边界层流动的一个重要扰动源, Müller 和 Bippes [12] 通过实验证实了壁面粗糙度而不是来流湍流度激发边界层流动中的横流定常涡扰动. Radeztsky 等 [11]、Deyhle 等 [13]、Reibert 等 [14-15] 进一步研究了壁面粗糙度形状、大小和位置对横流定常涡感受性和失稳的影响. Juillen 等 [16] 详细研究了单个三维粗糙单元对横流感受性的影响. Radeztsky 等 [17] 研究发现对于单个三维粗糙单元当以粗糙单元厚度定义的雷诺数 Re_k 在不足以导致 bypass 转捩的前提下对横流转捩起着重要作用. Radeztsky 等 [17] 同时指出, 粗糙单元只有安置在横流失稳中性位置之前才能有效地激发定常横流涡, 并且, 此时横流转捩位置对基于粗糙单元厚度的雷诺数 Re_k 非常敏感. 同时, Reibert 等 [18] 发现在机翼前缘设置一排粗糙单元可以激发相应波长的横流模态. 如设置粗糙度单元距离间距为 12 mm 时, 则激发波长为 12 mm, 6 mm, 4 mm 和 3 mm 的横流模态, 但不会激发出波长为 24 mm 的横流模态. Balakumar 等 [19] 采用直接数值模拟 (direct numerical simulation, DNS) 研究了超音速来流条件下后掠圆柱、尖前缘后掠机翼和钝前缘后掠机翼三种不同外形粗糙度对流动转捩的影响. 计算结果发现, 后掠圆柱对前缘粗糙单元最不敏感, 其次是钝前缘后掠机翼.

风洞实验发现, 来流中的声波扰动对于横流转捩的影响可以忽略不计. Bippes [20] 研究了风洞来流湍流度对带顺压梯度后掠平板横流转捩的影响, 发现当来流湍流度 $Tu > 0.001\,5$ 时, 行进波主导转捩. 同时, 出人意料的是, 当风洞的来流湍流度 $0.001\,5 < Tu < 0.002\,0$ 时, 行进波依然主导转捩, 但是, 相比更低的湍流度条件, 转捩位置却延迟了. Bippes 的解释为: 在此湍流度条件下, 流动激发的非定常横流涡抑制了定常横流涡主导的转捩, 但非定常横流涡促发的转捩又被定常横流涡削弱了. Schrader 等 [21] 采用 DNS 首次分析了来流湍流度与壁面粗糙度相互作用对转捩的影响. 计算结果发现, 对于粗糙单元高度为当地边界层厚度的 1/10 的工况, 如果来流湍流度低于 0.5%, 转捩由定常涡主导.

低湍流度环境被认为与实际飞行器飞行环境相似. 在此环境下, 三维横流边界层流动主要由定常横流涡主导转捩, 因此, 确定飞行器表面粗糙度位置、高度、形状与飞行器表面流动转捩位置之间的关系非常重要. 在 20 世纪 90 年代, 研究工作主要集中在确立飞行器表面粗糙度与其激励初始扰动幅值、相位的关系. 基于平行流假设, Fedorov [22], Manuilovich [23], Crouch [24] 和 Choudhari [25] 研究了三维边界层不同粗糙度的感受性. 他们的计算结果均证明壁面粗糙度是激发定常横流涡最有效的手段. Ng 等 [26] 采用有限雷诺数方法 (FRNT, Crouch [27]) 计算了 ASU 后掠机翼横流感受性问题, FRNT 方法基于线性假设, 忽略了曲率和非平行流的影响. 当机翼前缘表面的粗糙度单元间距为 12 mm, 高度为 6 μm 或者 8 μm 时, 由 FRNT 计算得到的定常横流涡感受性系数与实验符合得非常好. 但是, 当粗糙度单元高度增加到 48 μm 时, 感受性计算结果比实验结果偏大, 计算结果也暗示非线性效应抑制了定常横流涡的感受性. 同时, 当机翼前缘表面的粗糙度单元间距为 36 mm 时, FRNT 方法不能够预测由非线性效应激发出来的 9 mm, 12 mm, 18 mm 不稳定横流模态的扰动. Bertolotti [28] 采用 Fourier 变换方法引入非平行性和真实的壁面粗糙度几何信息, 计算结果无论是扰动初始值还是横流涡饱和位置都与实验符合得非常好, 这也意味着边界层前缘的非平行流对横流边界层的感受性过程有着重要影响. Collis 等 [29] 采用 DNS 研究后掠抛物体的前缘感受性问题, 并且与 Crouch [24] 和 Choudhari [25] 的计算结果进行了比较. Collis 等 [29] 的计算表明, 对于最不稳定横流模态的感受性, 如果忽略非平行流的影响至少会造成 70% 的误差. 并且, 凸起粗糙单元的曲率会增强定常横流涡的感受性, 而非平行流则效果相反. 因此, 从目前研究来看, 应该进一步理解什么时候和为什么非平行流、非线性效应对感受性机制会起重要作用.

3 横流涡的首次失稳与二次失稳

目前, 横流涡的首次失稳已经基本清楚. 局部线性稳定性理论 (LST) 可以非常好地预测三维横流边界层流动最不稳定波的波数与频率以及扰动沿法向的分布. 线性稳定性理论是将 Navier-Stokes 方程的变量作如下分解

$$u=\bar{u}+\tilde{u},\ v=\bar{v}+\tilde{v},\ w=\bar{w}+\tilde{w},\ p=\bar{p}+\tilde{p} \quad (1)$$

代入 Navier-Stokes 方程, 忽略非线性项就可得到线性扰动方程. 令

$$\boldsymbol{\phi}(x,y,z,t)=\hat{\boldsymbol{\phi}}(y)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\alpha x+\beta z-\omega t)} \quad \boldsymbol{\phi}=(\tilde{u},\tilde{v},\tilde{w},\tilde{p}) \quad (2)$$

代入线性扰动方程得到线性稳定性方程 (Orr–Sommerfel 方程, OS) [30]. 通过求解 OS 方程可以得到对应的扰动特征矢量函数 $\hat{\boldsymbol{\phi}}$ 和扰动波在流向的波数以及增长率. 但是, 线性稳定性理论不能考虑流动非平行流效应及非线性效应. 横流扰动沿流向增长形成横流涡正是由于非线性效应达到饱和的状态, 饱和横流涡的破碎是湍流转捩的主要原因. 因此, 局部线性稳定性理论可以预测横流模态的线性增长, 但不能预测横流涡的饱和过程. DNS 可以很好地模拟横流感受性、失稳和转捩过程, 但对于工程应用, 其对计算资源要求高, 需要花费大量的时间与经费.

3.1 非线性抛物化稳定性方程 (NPSE)

20 世纪 90 年代, Bertolotti 等 [31-32] 发展了抛物化稳定性方程 (PSE) 方法计算非平行流、非局部、非线性效应对流动稳定性的影响. 在转捩前期, PSE 与 DNS 具有相同的精度, 却更节省计算空间与计算时间. PSE 方法沿空间推进求解抛物化扰动方程, 适用于对流不稳定类型的扰动, 如 T-S 波、Mack 模态、横流涡等. 与 LST 类似, PSE 方法将流动中速度和压力变量分解为定常背景流动分量 (边界层流动) 和非定常扰动分量 (式 (1)), 其中 $\bar{u},\bar{v},\bar{w},\bar{p}$ 代表边界层背景流动, $\tilde{p}$ 代表流动中的压力扰动, $\tilde{u},\tilde{v},\tilde{w}$ 分别代表 x,y,z 方向的速度扰动. 将流动量 $(\bar{u}+\tilde{u},\bar{v}+\tilde{v},\bar{w}+\tilde{w},\bar{p}+\tilde{p})$ 和背景流 $(\bar{u},\bar{v},\bar{w},\bar{p})$ 分别代入贴体坐标系下的 Navier-Stokes 方程, 得到非线性扰动方程

$$\boldsymbol{\Gamma}\frac{\partial\boldsymbol{\phi}}{\partial t}+\boldsymbol{A}\frac{\partial\boldsymbol{\phi}}{\partial x}+\boldsymbol{B}\frac{\partial\boldsymbol{\phi}}{\partial y}+\boldsymbol{C}\frac{\partial\boldsymbol{\phi}}{\partial z}+\boldsymbol{D}\boldsymbol{\phi}-H_{xx}\frac{\partial^2\boldsymbol{\phi}}{\partial x^2}-H_{yy}\frac{\partial^2\boldsymbol{\phi}}{\partial y^2}-H_{zz}\frac{\partial^2\boldsymbol{\phi}}{\partial z^2}=\boldsymbol{f}_{\mathrm{non}} \quad (3)$$

方程的左边为线性项, 右边为非线性项. 其中, $\boldsymbol{\Gamma},\boldsymbol{A},\boldsymbol{B},\boldsymbol{C},\boldsymbol{D}$ 为 4×4 矩阵, 在扰动方程中只忽略了 $\mathrm{d}k/\mathrm{d}x$ 项, k 为机翼曲率.

假设扰动在时间和展向方向是周期的, 采用下面的有限傅里叶级数表示

$$\boldsymbol{\phi}(x,y)=\sum_{m=-M}^{M}\sum_{n=-N}^{N}\boldsymbol{\chi}_{mn}(x,y)\cdot\exp\left[\mathrm{i}\left(n\beta z-m\omega t\right)\right] \quad (4)$$

在抛物化扰动方程中 (Herbert [33]), 将形状函数 $\boldsymbol{\chi}_{mn}$ 沿流向分解为快变波和幅值函数两部分

$$\begin{aligned}&\boldsymbol{\chi}_{mn}(x,y)=\Lambda_{mn}(x)\boldsymbol{\varphi}_{mn}(x,y)\\&\Lambda_{mn}(x)=\exp\left(\mathrm{i}\int_{x_0}^{x}\alpha_{mn}(\xi)\mathrm{d}\xi\right)\end{aligned}\tag{5}$$

其中, $\boldsymbol{\varphi}_{mn}$ 为傅里叶模态 $(m\omega,n\beta)$ 幅值函数, 定义 $\boldsymbol{\varphi}_{mn}=(\tilde{u}_{mn},\ \tilde{v}_{mn},\ \tilde{w}_{mn},\ \tilde{p}_{mn})$, α_{mn} 是对应的流向波数. 最终得到的关于傅里叶模态 (m,n) 对应的控制抛物化扰动方程为

$$\begin{aligned}\bar{\boldsymbol{A}}\frac{\partial\boldsymbol{\varphi}_{mn}}{\partial x}+\bar{\boldsymbol{B}}\frac{\partial\boldsymbol{\varphi}_{mn}}{\partial y}+\bar{\boldsymbol{D}}\boldsymbol{\varphi}_{mn}=&\\\boldsymbol{H}_{yy}\frac{\partial^2\boldsymbol{\varphi}_{mn}}{\partial y^2}+\boldsymbol{F}_{mn}\cdot&\\\exp\left[-\left(\mathrm{i}\int_{x_0}^{x}\alpha_{mn}(\xi)\mathrm{d}\xi\right)\right]&\end{aligned}\tag{6}$$

上述方程的 $\bar{\boldsymbol{A}},\bar{\boldsymbol{B}},\bar{\boldsymbol{D}}$ 表达式为

$$\begin{aligned}&\bar{\boldsymbol{A}}=\boldsymbol{A}-2\mathrm{i}\alpha_{mn}\boldsymbol{H}_{xx}\\&\bar{\boldsymbol{B}}=\boldsymbol{B}\\&\bar{\boldsymbol{D}}=-\mathrm{i}m\omega\boldsymbol{\Gamma}+\mathrm{i}\alpha_{mn}\boldsymbol{A}+\mathrm{i}n\beta\boldsymbol{C}+\boldsymbol{D}+\\&\quad\alpha_{mn}^2\boldsymbol{H}_{xx}+(n\beta)^2\boldsymbol{H}_{zz}\end{aligned}\tag{7}$$

并且, $\boldsymbol{F}_{mn}$ 为非线性项 $\boldsymbol{f}_{\mathrm{non}}$ 在模态 (m,n) 上的傅里叶分量, 表达式为

$$\boldsymbol{f}_{\mathrm{non}}=\sum_{m=-M}^{M}\sum_{n=-N}^{N}\boldsymbol{F}_{mn}(x,y)\exp\left[\mathrm{i}(n\beta z-m\omega t)\right]\tag{8}$$

傅里叶分量 $\boldsymbol{F}_{mn}$ 可以通过在物理空间的 $\boldsymbol{f}_{\mathrm{non}}$ 快速傅里叶变换得到.

上述抛物化扰动方程的边界条件为

$$\begin{aligned}&\tilde{u}_{mn}=0,\quad\tilde{v}_{mn}=0,\quad\tilde{w}_{mn}=0,\quad y=0\\&\tilde{u}_{mn}\to0,\quad\tilde{w}_{mn}\to0\\&\partial\tilde{v}_{oo}/\partial y\to0,\ \tilde{v}_{mn}\,(m\neq0,n\neq0)\to0,y\to\infty\end{aligned}\tag{9}$$

对于平均流的修正项不需要 $\tilde{v}_{00}$ 的边界条件.

为了求解上述抛物化方程, 还需要确定流向波数. 流向波数满足慢变的条件, 采用下面的迭代公式确定

$$\alpha_{\mathrm{new}}=\alpha_{\mathrm{old}}-\mathrm{i}\int q^*\frac{\partial q}{\partial x}\mathrm{d}y\Big/\int|q|^2\,\mathrm{d}y\tag{10}$$

式中 * 代表共轭.

3.2　三维边界层的首次失稳

Radeztsky 等 [11] 采用实验研究了攻角对横流失稳的影响. 实验发现, 在微弱的顺压梯度下, 衰减的横流模态的增长率与 LST、不加曲率项的 LPSE、添加曲率项的 LPSE 计算结果符合得非常不好. Radeztsky 等认为这是由于没有考虑非线性的影响. Haynes [34] 系统分析了曲率、非平行流、压力梯度、弦长 Re 数对横流线性、非线性失稳的影响. 实验与数值计算的结果对比发现, 横流失稳对上述因素都非常敏感. 机翼曲率在 LST 计算中起着稳定性作用, 但是, 从实验与计算结果可以看出, 不考虑曲率的 LST 结果得到的扰动增长率可与实验符合较好.

非平行流对三维横流边界层起着不稳定作用, 考虑曲率影响的线性 PSE 计算在线性阶段与实验吻合较好. 从图 2 中也可以看出, 基于 LST 方法在转捩前期给出 e^N 方法中的 N 值明显过高. 显然, 当横流扰动的幅值增长到一定量级时, 非线性效应不能忽略. 实际上, 给定合适的初始条件, 非线性的 PSE (即 NPSE) 可以很好地模拟横流涡的饱和过程以及不同模态的相互作用. Haynes [34] 采用 NPSE 方法计算了 Reibert [14] 的后掠机翼横流扰动发展. 在机翼弦长 5% 处求解局部 LST 的 OS 方程, 得到扰动沿法向的分布作为 NPSE 求解的初始条件, 然后调整扰动的初始幅值, 使得所有沿流向发展的扰动幅值在机翼弦长 10% 处与实验测量的结果吻合. 图 3 表示 NPSE 计算得到扰动增长率积分的 N 值与实验结果的对比. 图 4 表示在机翼弦长 45% 处由 NPSE 计算与实验中得到的定常横流涡云图的对比. 从计算结果可以看出, 只要给定正确的初始条件, NPSE 算法可以精确地模拟湍流转捩前横流扰动的发展. 同时, 与二维边界层 T-S 波, 横流涡饱和到转捩之间的非线性发展区域相比, 线性发展区域并不能忽略. 在 Reibert [14] 的实验中, 定常横流涡在大约机翼弦长 30% 处达

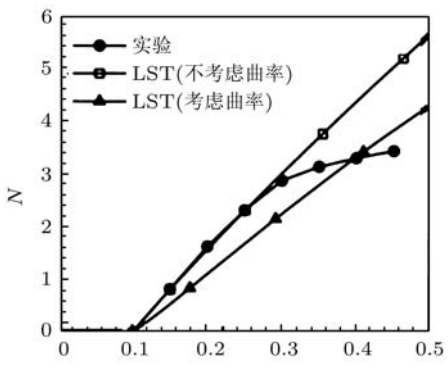


图 2　N 值与实验对比, 基于 LST 计算

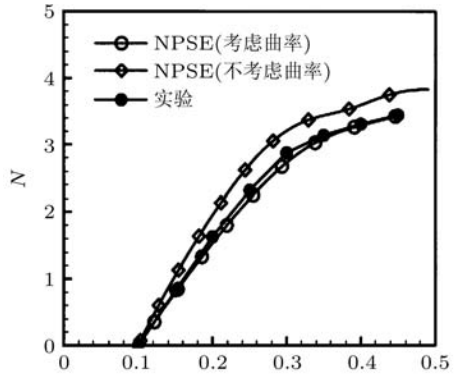


图 3 基于 NPSE 计算得到 N 值与实验对比

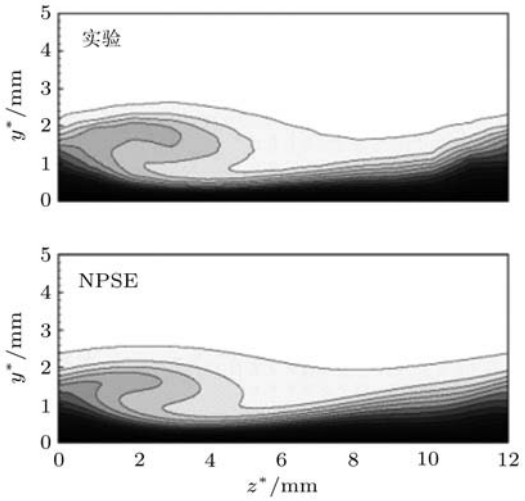


图 4 在机翼弦长 45% 处 NPSE 计算与实验得到的定常横流涡涡轴速度等值线对比

到饱和幅值, 而在机翼弦长 47% 处发生转捩. 而非线性饱和区间过长使得以 LST 为基础的 e^N 方法失效 [35]. 另外, Koch 等 [36] 证明, 对于 FSC 边界层流动横流失稳存在非线性的平衡稳定解, 且是独立于初始条件的, 这也就意味着即使以基于 NPSE 得到的 N 值来预测转捩也不可靠. 这也是二维边界层流动与三维边界层流动失稳最主要的一个区别.

3.3 饱和横流涡的二次失稳

尽管人们对横流的首次失稳有较好地了解, 但是, 由首次失稳产生的饱和横流涡破碎并导致湍流转捩发生的过程并没有得到清楚的认识. 图 5 表示由横流失稳产生的饱和横流涡. Dagenhart 等 [37] 在实验中发现, 在横流涡饱和后的下游位置, 横流涡迅速破碎, 湍流发生. 通常认为, 饱和横流涡所谓的 “上抛下扫” 使得低速流体向边界层外运动而高速流体向壁面运动, 强烈地扭曲了边界层背景流动, 产生了具有非常强烈的剪切和拐点的新的背景流动. 这个新的背景流动对二次失稳非常敏感, 产生二次不稳定扰动波, 这些扰动波是不稳定的. 这些二次不稳定波向下游传播, 在非常短的流向距离内幅值增长非常快, 并导致波的破碎和湍流发生.

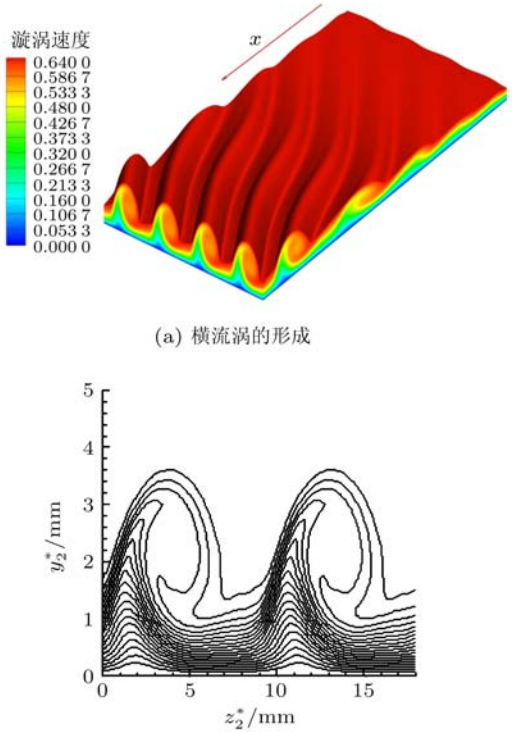


图 5 横流涡

在 Poll [38-39] 进行的横流边界层转捩实验中, 在边界层流动转捩前测量到了高频的扰动. 当临界雷诺数 $Re_c = 0.9 \times 10^6$ 时, 他发现扰动主要由频率为 1.1 kHz 的行进横流涡组成. 当增加 $Re_c = 1.2 \times 10^6$ 时, 行进横流涡的频率增加到 1.5 kHz, 并且, 扰动中出现了频率为 17.5 kHz 的高频间歇性信号. Poll [39] 认为, Re_c 的增加导致在测量的地方出现了湍流, 但高频信号 (湍流信号) 只出现在一些狭窄的区域.

以后掠机翼为模型, Kohama [40-41] 在实验中发现, 横流涡饱和后激发高频扰动, 而这些高频的扰动是湍流发生的直接原因. Kohama 等 [42] 的实验证明, 在湍流转捩上游位置有一个高频增长的不稳定模态, 这个模态由扭曲的背景流动失稳产生. Kohama 等 [43] 进一步测量了横流转捩中的流

场数据, 给出了横流首次失稳和二次失稳的扰动速度脉动的量级, 并且发现湍斑大约产生在边界层厚度的一半位置. Kawakami 等 [44] 在后掠平板流动实验中进一步证实了上面的结论. 他们测量了二次失稳的频率范围, 发现当没有外部声波激励时, 存在两个独立的高频失稳扰动频率宽带. 当弦长 Re_c 数为 4.9×10^6 时, 在下游位置 $x/c=0.35$ 处发现 (0.6 ∼ 2.5) kHz 不稳定扰动波, 而在下游 $x/c=0.5$ 处发现 (2.5 ∼ 4.0) kHz 的不稳定扰动波. 当外部设置声波激励时, 湍流转捩位置后移至 $x/c=0.7$ 处. 分别在 $x/c=0.4$ 和 $x/c=0.475$ 处发现最不稳定的二次失稳扰动波, 其频率约为 0.15 kHz.

最近, White 等 [45] 针对后掠机翼进行了一系列转捩实验. 研究了不同 Re 数和粗糙单元高度对横流二次失稳的影响. 他们发现, 随着工况的不同, 在饱和定常横流涡内部有不同频率带宽和不同分布位置的二次失稳模态. 他们在实验中共发现 6 种分布在 (2 ∼ 20) kHz 范围的二次失稳模态频率, 这些不同的模态与 Malik 等 [46] 定义的 z 模态、y 模态和行进涡的修正模态相同. 实验中发现, 二次失稳模态中的低频扰动模态总是出现在高频扰动模态的上游, 并且沿下游方向扰动频率一直增加, 更高频的扰动出现是湍流发生的前兆. 必须要指出的是, 实验中几乎所有的二次失稳模态增值率远比三维边界层的首次失稳增长率要大. 实验观察到, 由于二次失稳非常迅速地增长, 导致湍流转捩在下游快速发生, 一般在二次失稳位置下游 5% 弦长内发生湍流. 因此, White 等 [45] 认为, 可以通过确定二次失稳中性点的位置来确定横流转捩位置. Chernoray 等 [47] 通过实验研究了后掠机翼流动横流模态的形成和他们的二次失稳. 他们在实验中详细地研究了横流涡幅值与二次失稳的关系, 发现只有当横流涡的幅值达到来流速度的 10% 时, 高频的二次失稳扰动波才会增长, 当横流涡幅值低于此幅值时横流涡是中性稳定的.

目前, 计算二次失稳的方法有两种. 一种为 Floquet 理论 (Herbert [48]), 另一种是二维特征函数计算方法 (Malik 等 [49]), 这两种方法本质上是相同的. 同时, Koch 等 [36] 给出了二次失稳时间模态和空间模态增加率之间的关系, 时间模态和空间模态的增长率可以转换. 由于横流涡在涡轴方向缓慢变化, 所以一般在涡轴坐标系 (x_2,y_2,z_2) 下计算二次失稳, 其中 x_2 代表了横流涡涡轴方向, z_2 代表了波向量方向, $y_2=y$. 速度分量 U_1,U_2 和 U_3 分别代表 x_2,y_2 和 z_2 方向的速度. 假设横流涡沿其波向量方向缓慢变化, 同时为了满足连续方程, 我们采用平行流假设. 根据 Floquet 理论, 假设二次失稳的扰动解表达式为

$$\begin{aligned}&\boldsymbol{q}_2=\mathrm{e}^{\gamma z_2}\mathrm{e}^{\sigma t+\mathrm{i}\beta_2 x_2}\sum_{m=-\infty}^{+\infty}\hat{\boldsymbol{q}}_{2m}\left(y_2\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}m\alpha_2 z_2}\\&\boldsymbol{q}_2=(\tilde{u}_2,\tilde{v}_2,\tilde{w}_2,\tilde{p}_2)\end{aligned}\tag{11}$$

其中 γ 为 Floquet 参数, 计算中设置 $\gamma=0$. α_2,β_2 分别是沿着 z_2 方向的波数和二次扰动的频率. 对于时间模式, β_2 是实数, σ 是复数, $\sigma_r>0$ 时则二次扰动是不稳定.

Wang 等 [50] 分析了 ASU 实验的后掠机翼中的定常和非定常不稳定波的发展, 并采用 Floquet 理论分析了横流涡的二次失稳. Malik 等 [51] 应用 NPSE 分析了 swept Hiemenz 流动横流涡的首次失稳和定常横流涡模态与非定常横流涡模态的非线性相互作用. 他们发现, 当定常横流涡模态的初始幅值大于非定常横流涡模态的初始幅值时, 下游饱和的定常横流涡占主导, 若定常横流涡模态与非定常横流涡模态的初始幅值量级相当时, 则下游由饱和的非定常涡占主导. 其次, Malik 等 [51] 采用二维特征值方法计算了定常饱和横流涡的二次失稳, 得到的二次失稳模态的频率范围与实验 (Poll [39] 和 Kohama 等 [41]) 符合较好, 并且发现横流涡导致的二次失稳比横流边界层首次失稳最不稳定的模态的频率高一个量级. Malik 等 [51] 在 Poll [39] 的后掠圆柱实验和 Kohama 等 [42] 的后掠机翼实验的研究中, 从扰动能量生成项的角度出发, 定义了横流涡二次失稳模态的类型为 mode I 和 mode II, 其中 mode I 的生成项主要为 $\langle u_1u_3\rangle\,\partial U_1/\partial z_2$, 因此又称为 "$z$" 模态, mode II 生成项主要为 $\langle u_1u_2\rangle\,\partial U_1/\partial y_2$, 又称为 "$y$" 模态. 二次失稳模态 I 主要由横流涡在展向的拐点无黏失稳产生, 而二次失稳模态 II 主要由横流涡在法向的拐点产生, 图 6 表示二次失稳模态扰动流向速度的分布. Malik 等 [51] 计算后掠圆柱流动得到的二次失稳模态的频率为 17.2 kHz, 而 Poll [39] 在实验中测量得到的高频信号为 17.5 kHz. Malik 等 [49] 认为 Kohama 等 [42] 在实验中观测到的高频失稳模态是 mode II 不稳定模态, 但是, 实验数据表明这两种模态都存在.

Malik 等 [52] 分析了 ASU 实验 (Ribert [14]) 的不可压 NLF0415 机翼二次失稳实验, 其中, 计算得到横流涡的饱和幅值与实验符合地非常好, 证实

了被动控制技术的有效性. 通过二次失稳计算, 发现饱和定常横流涡激发多个二次失稳模态, 并且大部分二次失稳模态为 mode I 和 mode II 两类. Malik 等 [52] 认为, 由于横流涡的幅值在非线性阶段增长缓慢及饱和区间过长, 采用横流涡的绝对幅值做为转捩判断的标志并不可靠. 通过对比基于横流涡的幅值和基于二次失稳增长率的 e^N 方法来判断转捩, 他们认为基于二次失稳增长率的 N 值是一种更鲁棒的选择.

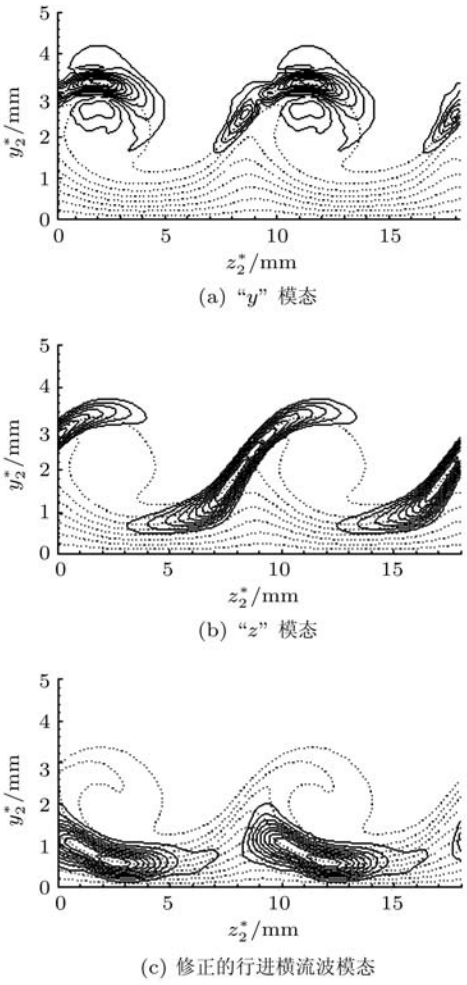


图 6 二次失稳模态涡轴方向速度扰动在涡轴坐标系下的分布; 实线表示二次失稳模态涡轴速度, 虚线表示定常横流涡

Hogberg 和 Henningson [53] 首次采用空间 DNS 计算了 Falkner-Skan-Cooke 边界层的首次失稳与二次失稳. 当给定的初始扰动幅值较小时, 扰动在整个流场线性发展, 由 DNS 得到的结果与 LST 有偏差, Hogberg 和 Henningson 认为这是因为没有考虑非平行流对流动稳定性的影响. 当给定的初始扰动幅值较大时, 扰动沿空间发展得到了饱和的横流涡; 当在饱和横流涡底部添加随机扰动时, 饱和的横流涡促发了一低频扰动和一高频扰动, 其中低频模态集中在横流涡的底部, 而高频模态集中在横流涡的上部. 低频的扰动沿着整个扰动区域增长, 而高频的扰动模态在横流涡饱和之后才出现. 作者发现, 高频的扰动增长率比低频的扰动增长率大很多, 因此, 高频二次扰动在层流转捩中十分重要. 从二次失稳模态来看, Hogberg 和 Henningson 计算结果中出现的高频模态为 mode II, 而低频模态为修正的行进涡模态.

Koch 等 [36] 发现了三维边界层的非线性平衡解 (饱和的横流涡), 且与感受性过程无关. 他们应用 Floquet 理论求解了非线性平衡解的二次失稳, 认为在转捩过程中, 饱和横流涡激发的高频扰动中也许存在绝对失稳的高频扰动. Koch [54] 在 DLR 后掠平板三维边界层流动研究中分析了横流涡的空间–时间稳定性问题, 没有发现高频的绝对不稳定, 而是认为, 所有的首次横流涡的三维扰动波都属于对流不稳定性, 并证明转捩上游的所有高频二次失稳扰动都属于对流不稳定. Wassermann 和 Kloker [55] 应用空间 DNS 研究无限后掠机翼流动, 主要是针对定常横流涡的二次稳定性问题. 他们也证实了二次失稳属于对流不稳定, 当取消激发饱和横流涡二次失稳扰动源时, 二次失稳扰动向下游移动出计算区域. 他们的计算结果表明由波包组成的横流涡模态比单个横流涡模态更不稳定. 并且, 如果横流涡之间的距离减小了, 则横流涡互相起着抑制的作用, 对二次失稳起着稳定的作用.

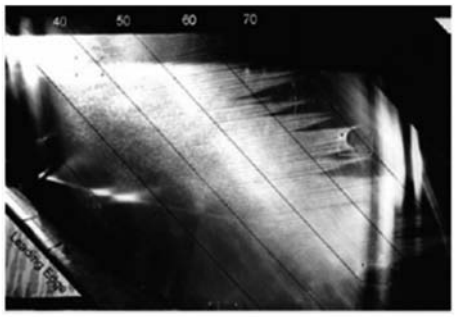
证明由饱和横流涡激发的高频二次失稳扰动为对流不稳定是 Koch [54] 与 Wassermann 和 Kloker [55] 工作的主要亮点, 在他们之前, 一般默认二次失稳扰动为对流不稳定. 空间推进技术, 如 PSE 方法, 可以用来求解二次失稳扰动在非线性区域发展. Wassermann 和 Kloker [56] 研究了纯粹由非定常横流涡导致的流动转捩, 发现非定常横流涡相比定常横流涡有着更强的流向速度分量, 在边界层内部更靠近壁面的区域形成了更强烈的剪切. 并且, 由非定常横流涡诱发的 "z" 模态增长率比定常横流涡诱导的二次失稳增长率更大, 大约为 1.6 倍. Wassermann 和 Kloker [57] 应用 DNS 方法研究了在逆压梯度区域饱和横流涡与 T-S 波的相互作用. 在边界层逆压梯度区域, 三维边界层由黏性失稳产生 T-S 波. 但即使横流涡幅值比较低时, 它激发的二次不稳定扰动依然是增长率最大的扰

动. 此时, T-S 波相当于低频的二次失稳模态的扰动源, 但对低频的二次失稳模态的增长和破碎并没有多大影响. Bonfigli 和 Kloker [58] 通过 DNS 数据的比较验证了二次失稳理论计算的精度, 认为二次失稳理论的计算对背景流动非常敏感, 特别是对壁面法向速度特别敏感. 他们还发现, 可以通过吹吸气手段控制横流涡的二次失稳. 与 Janke 和 Balakumar [59] 和 Koch [36] 等的研究结果类似, 徐国亮、符松 [60-61] 研究了机翼弦向曲率对饱和定常横流涡的二次失稳的影响. 通过比较在几种工况下曲率项对二次失稳计算结果, 他们发现曲率项虽然对线性稳定性与 NPSE 计算中起着稳定性的作用, 但是对横流涡二次失稳的几乎可以忽略. 并且他们的计算结果表明机翼弦长 Re 数增加有助于增强 "y" 模态, 抑制 "z" 模态, 而机翼后掠角的增加同时激发 "y" 模态和 "z" 模态.

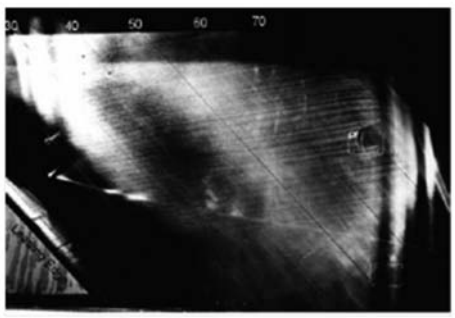
4　转捩控制

近年来, 层流控制技术是空气动力学的前沿热点问题之一. 众所周知, 边界层流动从层流变为湍流时, 其壁面摩擦阻力、热交换也迅速增加, 甚至流动分离也受到转捩位置的影响. 对于亚音速飞行器而言, 控制层流转捩主要是为了减小飞行器的摩擦阻力. 在高超音速巡航条件下, 飞行器的表面摩擦阻力与波阻是一个量级, 成为总阻力的重要组成部分, 延迟层流转捩可以使燃料消耗大大降低, 减轻飞行器的总质量, 也使得热防护材料的选择更加灵活. 只有对边界层转捩机制有足够清晰的认识和了解, 才能更好地实施流动控制, 获得更好的控制效果. 就控制方法而言, 流动控制方法主要分为两类, 一种为主动控制, 例如壁面抽吸气、加热或者是冷却. 另一种为被动控制, 如扰流片、涡流发生器 [62].

前面已经介绍, 飞行器表面的粗糙度激发定常横流涡. 以此理论为基础, Saric 等 [63] 提出一种所谓的分布式粗糙单元的被动控制技术. 这是在以 NLF(0415) 层流机翼转捩实验为基础, 实验研究机翼表面粗糙度对横流转捩的过程中提出的一个新概念. 对于 NLF(0415) 层流机翼, 当机翼表面光滑时, 由 LST 预测最不稳定的定常横流扰动波长为 12 mm. 在机翼前缘放置高度为 0.2 μm、间距为 12 mm 的粗糙度单元, 在边界层流动中发现 12 mm, 6 mm, 4 mm, 3mm 的定常横流扰动波, 对应的转捩位置为机翼弦长 65% 处. 当机翼前缘的粗糙度高度不变, 单元间距改为 8 mm 时, 边界层流动中发现 8 mm, 4 mm 的不稳定定常横流扰动波, 此时转捩位置向后移动到 80% 机翼弦长处. 图 7 表示实验结果, Saric 等解释为由 8 mm 波长的不稳定定常横流扰动波主导了横流转捩. 因为, 8mm 不稳定横流扰动波比 12 mm 不稳定横流扰动波更稳定, 所以后掠机翼边界层流动转捩发生延迟. 以此实验结论为基础, 许多研究工作者开展了后续的研究. Saric 和 Reed [64] 在传统风洞中验证了在超音速 $Ma = 2.4$ 情况下, 分布式粗糙单元方法对于后掠机翼横流转捩控制依然有效. Semionov 等 [65-66] 通过实验研究了定常横流涡与非定常横流涡的相互作用, 指出在超音速后掠机翼转捩中横流涡的二次失稳依然是湍流发生的主要因素, 同时, 也验证了在超音速条件下分布式粗糙单元对后掠机翼湍流转捩的控制效果.



(a) 光滑机翼, 湍流转捩位置在 65%弦长处



(b) 机翼前缘放置 8 mm 间距粗糙单元, 湍流转捩位置延迟到 85%弦长处

图 7　ASU 分布粗糙单元转捩控制实验 [63]

Martin 等 [67] 以 CessnaO-2A 为飞行平台, 测量了在实际飞行情况下独立粗糙度单元控制方法对 30° 后掠机翼湍流转捩位置的影响. 实验发现, 分布式粗糙度单元确实可以有效地改变转捩位置, 但没有重复风洞结果. 并且, 后掠机翼湍流转捩位

置并不随着分布式粗糙单元的高度变化而连续变化. Chernoray 等 [68] 采用不同形状的粗糙单元来激发定常横流涡, 发现粗糙单元的形状决定了其激发的一对横流涡在下游位置是否相互作用, 而下游的定常横流涡是否相互干涉对横流涡的二次失稳有强烈影响. 在数值计算方面, Malik 等 [52] 以实验测量得到的初始扰动幅值作为 NPSE 的初始条件验证了分布式粗糙单元控制方法. Wassermann 和 Kloker [56] 以 DNS 方法直接验证了分布式粗糙单元对定常横流涡转捩的控制. 最近, Rizzetta 等 [69] 采用 DNS 和 NPSE 计算了 Martin 等 [67] 飞行实验, 分析了机翼前缘方形、圆柱、鼓包型粗糙度单元对横流转捩的影响.

为减小边界层黏性阻力, 流行的层流控制手段是吸气技术, 边界层吸气可以延迟转捩, 增强边界层流动的稳定性. 为了深入理解边界层吸气控制技术的物理机制, 美国与欧洲方面做过大量的数值计算与飞行试验, Joslin [70-71] 总结了相关的研究成果. 然而, 目前大部分的实验工作和数值计算方面的结果都是关于二维边界层流动. 由于后掠角效应, 三维边界层流动与二维边界层流动有着明显不同, 三维边界层流动存在横流效应. Pralits 和 Hanifi [72] 计算了后掠机翼吸气分布位置和速率的优化, 优化方法是基于最小扰动能量和形状因子的积分. 他们证明, 基于形状因子的最小化并不能总是保证延迟湍流转捩, 同时, 对于后掠机翼流动来说, 有必要综合考虑 T-S 波和横流扰动波对转捩的影响. Schulein [73] 实验研究了在马赫数为 2 的工况下吸气对 20° 和 30° 后掠机翼的控制效果. Kloker [74], Messing 和 Kloker [75] 采用 DNS 方法详细分析壁面吸气对横流转捩控制的影响. 计算表明, 即使壁面上的吸气孔间距小于不稳定横流波的展向波长, 由于吸气孔大小的量级和吸气强度原因, 壁面吸气会激发不稳定的横流波. Xu 和 Fu [76] 最近分析了在可压缩工况下壁面定常吹吸气对横流二次失稳的影响, 计算结果表明在横流涡的发展区域引入壁面定常吸气有利于控制横流涡的二次失稳. 符松课题组 [77-79] 近年发展的高超声速流动转捩模式也有一定的模拟横流转捩的能力.

5 结 语

三维边界层流动转捩是一个非常复杂的过程, 与许多因素有关. 比如, 复杂的几何外形、多种失稳机制和非线性作用等, 也正是因为这些因素的存在, 使得传统的转捩预测方法不能有效地预测三维边界层流动转捩. 目前, 对于三维边界层流动线性失稳过程、二次失稳已经有了较多的了解. 例如, 基于二次失稳理论的 e^N 方法在转捩预测能力方面有了极大的改进. 在前面已经提到, 流动转捩不仅与背景流动有关, 与来流扰动条件也有极大关联. 然而, 对于三维边界层流动, 来流扰动进入边界层并在边界层流动内部产生初始扰动的过程人们知之甚少. 因此, 无论是以实验还是以理论计算研究三维边界层流动感受性问题都是值得鼓励的.

早期关于三维边界层流动失稳与转捩研究主要是为了设计层流后掠机翼, 减小飞行器阻力, 但是采用后掠翼布局的飞行器飞行工况多数为跨声速、超音速. 然而目前, 三维边界层流动转捩研究大部分都集中在不可压缩流动, 甚至在一些超音速横流转捩实验中采用大后掠角来避免产生激波, 这是因为虽然风洞中噪声 (压力脉动) 并不影响横流转捩, 但噪声与脱体激波相互作用后产生涡量扰动, 而来流中存在涡量扰动与真实飞行试验条件不符 [64]. 目前为止, 超、高音速流动条件下脱体激波对三维边界层流动失稳的影响方面的研究工作还是比较少见. 在本文前面已经提到, 三维边界层横流扰动增长率相比较二维边界层的失稳扰动增长率要大的多, 这也是后掠机翼流动转捩位置比非后掠机翼转捩位置要提前很多的原因. 但是加入一些转捩控制手段可以有效的延迟横流转捩, 因此三维边界层失稳产生的横流涡有可能由机翼流动的顺压梯度区域进入逆压梯度区域, 这也是一些学者研究横流涡与 T-S 波相互作用的原因 [57]. 同理, 对于跨声速流动, 横流涡也许会与激波相互作用则有可能使得一些先进的转捩控制效果失效. 然而对于跨声速条件下这方面的工作也比较少见. 需要特别指出的是, Saric 研究组提出的被动层流控制技术在低速和低雷诺数条件下已经取得了一些经验, 但是, 在高雷诺数下还没有得到验证. 因此, 面向实际工程问题, 可压缩横流转捩以及控制无论是理论研究还是工程应用方面研究都将会是一个持续的研究焦点问题.

参 考 文 献

1 Gray W E. The nature of the boundary layer flow at the rose of a swept wing. Royal Aircraft Estabilishment, Rae Tm Aero 256. UK: Farnborough, England, 1952
2 Stetson K F. Mach 6 experiments of transition on a cone at angle of attack. *Journal of Spacecr*, 1982, 19(5): 397-403

3 Anthony R J, Jones T V, Lagraff J E. Unsteady surface heat flux under a three-dimensional crossflow boundary layer. AIAA paper 2004-1344, 2004
4 Reshotko E. Boundary-layer stability and transition. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1976, 8(3): 11-40
5 Coustols E. Stabilite et transition en encoulement tridimensional: cas des ailes en fleche, Dissertation, L'Ecole National Superieure, 1983
6 Bippes H. On boundary layer transition & control. In R Aeronaut Soc Conf, Cambridge, UK, 1991
7 Dagenhart J, Saric W S, Mousseus M. Crossflow-vortex instability and transition on a 45 degree swept wing. AIAA paper 1989-1892, 1989
8 Goldstein M E. The evolution of Tollmien–Schlichting waves near a leading edge. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 127: 59-81
9 Reed H L, Saric W S. Stability of three-dimensional boundary layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1989, 21: 235-284
10 Fransson Jens H M, Alessandro T, Luca B. Delaying transition to turbulence by a passive mechanism. *Physical Review Letters*, 2006, 9: 580-591
11 Radeztsky R H Jr, Reibert M S, Saric W S. Development of stationary crossflow vortices on a swept wing. AIAA paper 1994-2373, 1994
12 Muller B, Bippes H. Experimental study of instability modes in a three-dimensional boundary layer. In: Proc AGARD Symp On Fluid Dynamics of Three-Dimensional Turbulent Sheer Flows and Transition, Cesme, Turkey, AGARD C-P 438, 1988
13 Deyhle H, Bippes H. Disturbance growth in an unstable three-dimensional boundary-layer and its dependence on environmental conditions. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 316: 73-113
14 Reibert M S. Nonlinear stability saturation, and transition in crossflow-dominated boundary layer: [PhD Thesis]. USA: Arizona State University, 1996
15 Reibert M S, Saric W S. Review of swept wing transition. AIAA paper 1997-1816, 1997
16 Juillen J C, Arnal D. Experimental and theoretical study of transition phenomena on an infinite swept wing. Rapp. Final No.51/5018, 5, 1990, CERT/ONERA, Toulouse
17 Radeztsky R H Jr, Reibert M S, Saric W S. Effect of isolated micron-sized roughness on transition in swept-wing flows. *AIAA Journal*, 1999, 37: 1371-1377
18 Reibert M S, Saric W S, Carrillo R B Jr. Experiments in nonlinear saturation of stationary crossflow vortices in a swept-wing boundary layer. AIAA paper 1996-0184, 1996
19 Balakumar P, King R A. Receptivity and transition of supersonic boundary layers over swept wings. AIAA paper 2010-1454, 2010
20 Bippes H. Basic experiments on transition in three-dimensional boundary layers dominated by crossflow instability. *Prog Aerop Sci*, 1999, 35: 363-412
21 Schrader L U, Min S A, Brandt L. Transition to turbulence in the boundary layer over a smooth and rough swept plate exposed to free-stream turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 646: 297-325
22 Fedorov A V. Excitation of waves of instability of the secondary flow in the boundary layer on a swept wing. *Journal of Applied Mechanics Technology Physics*, 1989, 29: 643-648
23 Manuilovich S V. Disturbances of a three-dimensional boundary layer generated by surface roughness. *Fluid & Dynamics*, 1990, 24: 764-769
24 Crouch J D. Receptivity of three-dimensional boundary layers. AIAA paper 1993-0074, 1993
25 Choudhari M. Roughness induced generation of crossflow vortices in three-dimensional boundary layers. *Theoretic Computation Fluid Dynamics*, 1994, 6: 1-30
26 Ng L L, Crouch J D. Roughness-induced receptivity to crossflow vortices on a swept wing. *Physics of Fluids*, 1999, 11: 423-438
27 Crouch J D. Theoretical studies on receptivity of boundary layers. AIAA paper 1994-2224, 1994
28 Bertolotti F P. Receptivity of three-dimensional boundary layers to localized wall roughness and suction. *Physics of Fluids*, 2000, 12: 1799-1809
29 Collis S S, Lele S K. Receptivity to surface roughness near a swept leading edge. *Journal of Fluid Mechanics*, 1999, 380: 141-168
30 Orr W M F. The stability of instability of the steady motions of a perfect liquid and of a viscous liquid. *Proc R Irish Acad*, 1907, 27: 9-68
31 Bertolotti F P. Linear and nonlinear stability of boundary layers with streamwise varying properties: [PhD Thesis]. Columbus: The Ohio State University, 1990
32 Bertolotti F P, Herbert T, Spalart P. Linear and nonlinear stability of the blasius boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 242: 441-474
33 Herbert T. Parabolized stability equations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1995, 29: 245-283
34 Haynes T S. Nonlinear stability and saturation of crossflow vortices in swept-wing boundary layers: [PhD Thesis]. USA: Arizona State University, 1996
35 Arnal D, Casalis G. Laminar-turbulent transition prediction in three-dimensional flows. *Prog Aerosp Sci*, 2000, 36: 173-191
36 Koch W, Bertolotti F P, Stolte A, et al. Nonlinear equilibrium solutions in a three-dimensional boundary layer and their secondary stability. *Journal of Fluid Mech*, 2000, 406: 131-174
37 Dagenhart J R, Saric W S. Crossflow stability and transition experiments in swept-wing flow. NASA TP, 1999-209344, 1999
38 Poll D I A. Transition in the infinite swept attachment line boundary layer. *Aeronaut Q*, 1979, 30: 607
39 Poll D I A. Some observations of the transition process on the windward face of a long yawed cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 1985, 150: 329-356
40 Kohama Y. Study on boundary layer transition of a rotating disk. *Acta Mechanica*, 1984, 50: 193-199
41 Kohama Y. Turbulent transition process of the spiral vortices appearing in the laminar boundary layer of a rotating cone. *Physico Chemical Hydrodyn*, 1985, 6: 659-669
42 Kohama Y, Saric W S, Hoos J A. A high frequency secondary instability of crossflow vortices that leads to transition. In: Proc. R. Aeronaut. Soc. Conf. on Boundary-Layer Transition and Control, Cambridge, UK, 1991: 4.1-4.13
43 Kohama Y, Onodera T, Egami Y. Design and control of crossflow instability field. In: Proc. IUTAM Symp. On Nonlinear Instability and Transition in Three- Dimensional Boundary Layers, Manchester, UK. 1996: 147-56
44 Kawakami M, Kohama Y, Okutsu M. Stability characteristics of stationary crossflow vortices in three-dimensional boundary layer. AIAA paper 1999-0811, 1999
45 White E B, Saric W S. Secondary instability of crossflow vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 525: 275-308

46 Malik M R, Li F, Chang C L. Nonlinear crossflow disturbances and secondary instability in swept-wing boundary layers. See Duck & Hall, 1996. 257-266

47 Chernoray V G, Dovgal A V, Kozlov V V. Experiments on secondary instability of streamwise vortices in a swept-wing boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 534: 295-325

48 Herbert T. Secondary instability of plane channel flow to subharmonic 3D-disturbances. *Physicals of Fluids*, 1983, 26(4): 871-874

49 Lin R S, Malik M R. On the stability of attachment-line boundary layers, Part 1: the incompressible swept Hiemenz flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 311: 239-255

50 Wang M, Herbert H. Crossflow-induced transition in compressible swept-wing flow. AIAA paper 1994-2374, 1994

51 Malik M R, Li F, Chang C L. Crossflow disturbances in three-dimensional boundary layers: nonlinear development wave interaction and secondary instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 268: 1-36

52 Malik M R, Li F, Choudhari M M, et al. Secondary instability of crossflow vortices and swept-wing boundary-layer transition. *Journal of Fluid Mechanics*, 1999, 399: 85-115

53 Hogberg M, Henningson D. Secondary instability of cross-flow vortices in Falkner–Skan–Cooke boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 368: 339-357

54 Koch W. On the spatio-temporal stability of primary and secondary crossflow vortices in a three-dimensional boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002, 456: 85-111

55 Wassermann P, Kloker M. Mechanisms and passive control of crossflow-vortex-induced transition in a three-dimensional boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002, 456: 49-84

56 Wassermann P, Kloker M. Transition mechanisms induced by travelling crossflow vortices in a three-dimensional boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 483: 67-89

57 Wassermann P, Kloker M. Transition mechanisms in a three-dimensional boundary-layer flow with pressure-gradient changeover. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 503: 265-293

58 Bonfigli G, Kloker M. Secondary instability of crossflow vortices: validation of the stability theory by direct numerical simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 583: 229-272

59 Janke E, Balakumar P. On the secondary instability of three-dimensional boundary layers. *Theoretic Computation Fluid Dynamic*, 2000, 14: 167-194

60 徐国亮, 符松. 曲率对机翼边界层流动二次失稳影响. 力学学报, 2010, 42(6): 995-1005

61 Xu G L, Xiao Z X, Fu S. Analysis of the secondary instability of the incompressible flows over a swept wing. *Science in China Series G-Physics Mechanics & Astronomy*, 2011, 54 (4): 724-736

62 Vos J B, Rizzi A, Darracq D. Navier-Stokes solvers in European aircraft design. *Progr Aero Sci*, 2002, 38: 601-697

63 Saric W S, Carrillo R B, Reibert M S. Leading-edge roughness as a transition control mechanism. AIAA paper 1998-0781, 1998

64 Saric W S, Reed, H L. Supersonic laminar flow control on swept wings using distributed roughness. AIAA paper 2002-147, 2002

65 Semionov N V, Yermolaev Y G, Kosinov A D. Some features of disturbances evolution and lamimar-turbulet transition of a supersonic boundary layer on a swept wing. West-East High Speed Flow Field Conference 19-22, November 2007, Moscow, Russia

66 Semionov N V, Kosinov A D. Method of laminar-turbulent transition control of supersonic boundary layer on swept wing. *Thermo physics and Aeromechanics*, 2007, 14(3): 353-357

67 Martin M L, Carpenter A L, Saric W S. Swept-wing laminar flow control studies using cessna O-2A test aircraft. AIAA paper 2008-1636, 2008

68 Chernoray V G, Dovgal A V, Kozlov V V. Secondary instability of a swept wing boundary layer disturbed by controlled roughness elements. In: Proceedings of the 13th Asian Congress of Fluid Mechanics, 17-21 December 2010, Dhaka. Bangladesh

69 Donald P R, Miguel R, Reed H L, et al. Direct numerical simulation of discrete roughness on a swept-wing leading edge. *AIAA Journal*, 2010, 48(11): 2660-2673

70 Joslin R D. Overview of laminar flow control. NASA Langley Research Center, Hampton, VA, TP-1998-208705, 1998

71 Joslin R D. Aircraft laminar flow control. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1998, 30: 1-29

72 Pralits J O, Hanifi A. Optimization of steady suction for disturbance control on infinite swept wings. *Physics of Fluids*, 2003, 15 (9): 2756-2772

73 Erich S. Experimental investigation of laminar flow control on a supersonic swept wing by suction. AIAA paper 2008-4208, 2008

74 Kloker M J. Advanced laminar flow control on a swept wing: useful crossflow vortices and suction. AIAA paper 2008-3835, 2008

75 Ralf Messing, Kloker M. Investigation of suction for laminar flow control of three-dimensional boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 658: 117-147

76 Xu GL, Fu S. Secondary instability control for a swept wing compressible flow. Asia-Pacific International Symposium on Aerospace Technology, Xi'an, 2010

77 Fu S, Wang L. Modelling flow transition in hypersonic boundary layer with reynolds-averaged navier-stokes approach. *Science in China Series G: Physics Mechanics and Astronomy*, 2009, 52(5): 768-774

78 王亮, 符松. 一种适用于超音速边界层的湍流转捩模式. 力学学报, 2009, 41(2): 162-168

79 Wang L, Fu S. Development of an intermittency equation for the modeling of the supersonic/hypersonic boundary layer flow transition. *Flow Turbulence Combust*, 2011, 87: 165-187

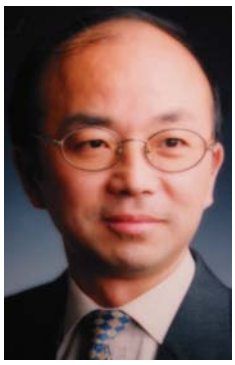
THE INSTABILITY AND CONTROL OF COMPRESSIBLE CROSS FLOWS*

XU Guoliang[1,2]　　FU Song[1,†]

[1] School of Aerospace, Tsinghua University, Beijing 100084, China
[2] China Aerodynamics Research and Development Center, Sichuan Mianyang 621000, China

Abstract　Boundary layer transition prediction and control is one of the most ambitions topics of research activities in aerodynamics. The crossflow instability of a three-dimensional boundary layer is a main factor affecting the laminar transition. The current understanding of 3-d boundary-layer transition is reviewed. Recent advances in receptivity, primary instability, secondary instability and transition control of crossflow boundary layer flows are discussed. Challenges about compressible crossflow transition remain and prospects are presented as well.

Keywords　crossflow, receptivity, saturated crossflow vortex, secondary instability, crossflow transition



符松, 教育部 “长江学者特聘教授”, AIAA Associate Fellow. 1978 年进清华大学, 1979 年留学英国, 1983 年毕业于帝国理工学院, 获学士学位, 1988 年研究生毕业于曼彻斯特大学理工学院, 获哲学博士学位, 同年任教于清华大学工程力学系.

研究工作以湍流、转捩模式研究为主, 包括雷诺应力输运模式、非线性涡黏性模式、RANS-LES 混合模式以及高超声速转捩模式等. 近年来, 他率领科研团队积极参与航空航天领域的科研工作, 在学术和实际应用方面都取得了一些进展.

目前担任*AIAA Journal*、《中国科学–物理–力学–天文》和《力学进展》等刊物副主编, *Flow, Turbulence and Combustion*刊物的顾问编委; 担任国际湍流剪切流学术会议 (TSFP)、国际计算流体力学学术会议 (ICCFD)、国际湍流传热传质学术会议 (THMT)、国际工程湍流模拟与测量 (ETMM) 和国际航空科学大会 (ICAS) 的委员会成员, 为国内外学术界服务.

* The project was supported by the National Natural Science Foundaion of China(10932005).

† E-mail: fs-dem@tsinghua.edu.cn