

一种适用于超音速边界层的湍流转捩模式¹⁾

王 亮 符 松²⁾

(清华大学航天航空学院, 北京 100084)

摘要 建立一种合理反映扰动模态和可压缩性影响的新型 $k-\omega-\gamma$ 转捩模式. 其主要特点为: (1) 假设脉动动能 k 由湍流脉动部分和非湍流脉动部分组成, 且在模化后者时采用了稳定性分析的结果; (2) 在间歇因子 γ 方程的源项中, 构造了具有“自动判断转捩起始位置”功能的函数; (3) 通过构造新型的物面法向长度尺度, 保证了模式中所有的表达式均由当地变量构成, 可以方便地应用于现代 CFD 程序之中. 该模式在亚音速、超音速和高超音速条件下的边界层流动中进行了验证. 计算结果表明, 该模式可应用于较宽马赫数范围内的自然转捩以及旁路转捩过程, 所具有的捕捉流动转捩的性能优于国际上的现有模式.

关键词 超音速边界层, 转捩, 湍流模式, 间歇因子, 线性稳定性理论

中图分类号: O357.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2009)02-0162-07

引 言

长期以来, 层流向湍流的转捩一直是流体力学中最重要的前沿问题之一. 从理论研究角度来说, 转捩过程是经典物理学遗留的最具挑战性的问题, 它是从简单分层稳定状态到复杂混沌湍流状态的过渡. 从应用角度来说, 转捩过程是许多机械装置内部及其表面流动中最重要的过程, 若能对转捩进行可靠的预测及控制, 就可大幅度提高这些装置的性能和效率.

以湍流模式理论为基础发展起来的湍流转捩模式是一种十分重要的转捩预测方法. 目前这方面的研究可分为 3 类: 低雷诺数湍流模式及其修正形式、考虑间歇性的转捩模式以及最近出现的基于当地变量的新型模式. 在低雷诺数湍流模式中, 用来模拟黏性层次的阻尼函数经过修正之后, 具有一定的转捩预测能力. 但也有观点认为这只是一数值上的巧合而已. 考虑间歇性的模式通过某种方式将间歇因子与湍流模式进行耦合, 在一定程度上考虑了转捩的物理机制, 可较好地模拟简单流动中的转捩过程. 但其中所包含的非当地变量 (non-local variable) 使其与现代 CFD 方法难以协调一致. 为了解决这一问题, 近几年研究者们发展了完全由当地变量构造的新型模式, 从而使转捩的预测与流场结构直接相

关. 其中有代表性的是 Menter 等^[1]、Walters 和 Leylek^[2] 以及 Volino^[3] 的模式.

当前的转捩模式在亚声速范围内具有捕捉二维边界层转捩起始位置的能力, 对转捩区长度的预测还不够准确, 但工程上已可接受. 通过对模式的进一步修正, 相信可以解决这些问题. 但是, 这些模式均无法模拟三维边界层以及超声速条件下的转捩过程. 本文研究的目的是为发展一种具有一定普适性 (尤其要适用于高超音速边界层) 的基于当地变量的湍流转捩模式, 并完成相应的数值计算与结果分析.

1 模拟转捩过程的基本思路

1.1 建立转捩模式的难点

转捩过程受到来流湍流度、来流马赫数、压力梯度及其它诸多因素的影响, 因此存在着多种物理机制: 高空中来流湍流度较低 (小于 0.1%), 层流中的 TS (Tollmien-Schlichting) 波或横流不稳定波的非线性指数增长将导致湍斑的出现, 之后流动迅速发展为完全湍流状态, 这种过程被称为自然转捩或横流转捩; 而叶轮机械中来流湍流度较高 (大于 1%), 这时, 边界层内扰动呈代数增长, 不再服从指数规律, 这就是旁路 (bypass) 转捩; 逆压梯度会导致层流边界层与壁面分离, 从而引发分离流转捩; 反过

2007-11-26 收到第 1 稿, 2008-10-02 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (10232020, 90505005), 博士点专项基金资助项目.

2) E-mail: fs-dem@tsinghua.edu.cn

来, 顺压梯度会使湍流边界层再层流化. 如何在模式中包含上述诸多机制是建模的挑战之一.

湍流 / 转换模式所基于的 RANS 平均方法将抹掉小扰动的线性或非线性增长过程. 若模式中不考虑流动稳定性分析的结果, 对转换过程的模拟是不可靠的. 实际上, 流动失稳特性对转换有着深刻的影响. 因此, 许多研究采用基于稳定性方程的 e^N 方法与湍流模式进行耦合, 成功模拟了简单外型的物面上流动的超音速转换过程^[4]. 尽管如此, 这种方法所设计的耦合过程过于复杂, 包含了许多非当地变量, 很难融入到现代的 CFD 程序中. 因此, 如何在模式中应用稳定性分析的结论是建模的另一大挑战.

1.2 转换过程中的统计变量

在转换过程中, 某一位置的流动在一段时间内是湍流, 而在另一段时间内是层流. 这种在同一空间点湍流和层流交替变化的现象称为间歇现象. 一般地, 定义间歇函数 $I(x, y, z, t)$, 其值在层流时为 0, 而在湍流时为 1. 则间歇因子为此函数的时间平均值

$$\gamma = \frac{1}{T} \int_0^T I(x, y, z, t) dt = \gamma(x, y, z, t) \quad (1)$$

在转换前期, 层流中的扰动可视作非湍流脉动 (non-turbulent fluctuation). 这种脉动与“湍流脉动”是不同的概念, 在结构上与湍流脉动差异很大——几乎全部的能量都包含在流向分量中. 在动力学性质上, 经典的由大尺度结构向小尺度的能量串级过程并不存在, 非湍流脉动在由边界层决定的某个特定尺度上被放大, 频率相对较低^[5]. 因此, 除了非常靠近壁面的位置, 其耗散也是较低的. 非湍流脉动的强度可采用非湍流脉动动能 (laminar kinetic energy) 来描述, 其定义为

$$k_L = \overline{u_i' u_i'} / 2 \quad (2)$$

其中 u_i' 为非湍流脉动分量.

目前, 人们发现, 在旁路转换中 TS 波存在且发挥积极作用^[6]; 无论在高的还是低的来流湍流度下的分离流转换中均存在 TS 波^[7]. 因此, 对于各种类型的转换过程, 其前期均存在着小扰动或有限幅值扰动增长的现象, 可采用非湍流脉动动能 k_L 进行描述. 之后, 流动中将出现湍斑. 这是实验中所定义的转换起始点, 对应的间歇因子 $\gamma = 0$. 最终, 流动将发展为完全湍流状态 ($\gamma = 1$). 而在除了分离流转换之外, 间歇因子的发展过程存在普适性, 它主要是

由平均流决定的, 与之前的扰动频率等参数无关. 而对于分离流转换中间歇因子的发展, Menter 等在其模式进行了模拟, 取得了一些有益的经验^[1].

我们采用间歇因子和非湍流脉动动能这两个独立的参数可以模拟较大范围的转换过程. 吸取了之前模式的一些成果, 提出建立以这两个统计变量为基础的新型转换模式——间歇因子输运模式 (ITM).

1.3 转换模式的基本特性

1.3.1 转换模式与现代的 CFD 程序协调一致

要与现代 CFD 程序相融合, 转换模式应在完全湍流段不影响原有湍流模式的计算效果, 具有与原有湍流模式相似的收敛性质, 且满足坐标不变性.

需要指出的是, 定义复杂流动边界层的边界并不容易, 而且, 在边界层内的积分必须依赖于搜索算法的执行. 若计算采用非结构网格, 确定垂直于物面的网格线十分烦琐. 若程序是并行的, 同一边界层可能被不同的 CPU 分别计算, 从而导致在边界层内的积分十分复杂.

众所周知, 边界层在物理上是人们根据实际需要所提出的. 实验测量或稳定性分析中往往采用边界层厚度或边界层外缘速度等参数. 因此, 模式中应采用当地变量来表征它们, 从而可以利用上述结果.

1.3.2 转换模式反映当地流动物理特性

笔者认为, 用来流参数来表述转换并不方便. 例如, 边界层外部无黏流中的湍流度在流向会逐渐衰减, 来流湍流度的定义与诸如来流马赫数的定义不同, 它与在实验段中的位置相关. 在很多情况下, 转换过程应与当地变量及物面条件更加相关. 所以, 模式中来流参数的影响仅在对流输运中体现.

1.3.3 转换模式具有自动判断转换位置的能力

确定转换起始位置是转换模式最重要的功能. 由于转换区内的壁面摩擦与热传导系数都会急剧增大, 早期模式在判断转换起始位置时往往采用最小热流量准则或最小表面摩擦阻力准则. 但这些判别准则受近壁处网格大小的影响, 因对壁面形状十分敏感, 不适用于复杂物形的计算. 而考虑间歇性的模式往往通过对比以动量厚度为底的雷诺数 Re_θ 来进行判断: 根据经验公式确定转换起始位置处的相应值 Re_{θ_c} , 然后以每步计算所得相同数值的位置作为转换起始位置. 这些经验公式取决于来流条件和物面条件. 如上所述, 这种作法存在问题. 尽管如此, 目前许多基于当地变量的转换模式仍借助于此

些公式对结果进行修正. 笔者认为, 这也是目前的模式无法适用于不同类型转捩过程的原因之一, 因为后者所对应的经验公式是完全不同的.

2 新型转捩模式方程

2.1 脉动动能的输运方程

Mayle 和 Schulz^[5] 首先提出并模化了关于非湍流脉动动能 (k_L) 的输运方程, 其模化形式与湍动能 (k_T) 方程的十分相似. 笔者认为, 在模式中分别建立非湍流脉动动能和湍流脉动动能的输运方程并无必要. 实际上, 转捩中的脉动既有非湍流脉动也有湍流脉动. 因此, 以间歇因子作为权重, 提出统一的脉动动能输运方程

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = D_k + P_k - \varepsilon \quad (3)$$

其中, $k = k_L + k_T$; D_k , P_k 和 ε 分别为 k 方程中的扩散项、生成项和耗散项.

参照 Hassan^[8] 的模式, 为了避免深究上述层流中波动的具体特性, 假设其生成项与湍流脉动的具有类似的形式, 对于涡黏性模式则有

$$P_{k,L} = 2\mu_{nt} S_{ij} S_{ij} \quad (4)$$

于是, 生成项可表示为

$$P_k = 2\mu_{\text{eff}} S_{ij} S_{ij}, \quad \mu_{\text{eff}} = (1 - \gamma)\mu_{nt} + \gamma\mu_t \quad (5)$$

其中, S_{ij} 是平均应变率张量, γ 为间歇因子, μ_{eff} 为有效黏性系数, μ_{nt} 和 μ_t 分别表征了不稳定扰动波和湍流脉动对有效黏性系数的贡献. 前者可表示为

$$\mu_{nt} = C_\mu \bar{\rho} k \tau_{nt}, \quad C_\mu = 0.09 \quad (6)$$

其中, τ_{nt} 对应于不同失稳模态扰动的时间尺度, 下面将应用流动稳定性理论的结果对它进行模化:

首先, 为了避免非局部变量的出现, 定义物面法向的平均流动长度尺度为

$$\zeta = d^2 \Omega (2E_u)^{0.5} \quad (7)$$

其中 $E_u = 0.5 \times (U - U_w)_i (U - U_w)_i$, 为当地流体相对壁面的平均流动动能 (U 为当地流体速度, 下标 w 表示壁面), Ω 为平均涡量的模, d 表示物面距离. 再定义湍流长度尺度为

$$l_T = k^{0.5} / \omega \quad (8)$$

于是有效长度尺度可表示为

$$\zeta_{\text{eff}} = \min(\zeta, C_1 l_T) \quad (9)$$

根据 Walker^[9] 给出的具有最大增长率的第 1 模态扰动的频率公式, 其时间尺度可模化为

$$\tau_{nt1} = C_2 \cdot \zeta_{\text{eff}}^{1.5} / [(2E_u)^{0.5} \nu]^{0.5} \quad (10)$$

在超音速流动中, 定义当地相对马赫数 $M_{\text{rel}} = (U - c_r)/a$, 其中 a 为当地声速, c_r 为扰动的相速度. Mack 证明在边界层中 $|M_{\text{rel}}| > 1$ 的区域, 由于控制方程的形式变化了, 存在着无数中性模态. 其中除了第 1 模态仍和不可压流动时一样外, 其它高阶模态被称作 Mack 模态. 此类模态中最不稳定的是第 2 模态, 其波长大约为边界层厚度的两倍^[10]. 又由于各模态均有相同的相速度 (该相速度等于广义拐点 y_s 处流体的平均速度^[10]), 第 2 模态扰动的时间尺度可模化为

$$\tau_{nt2} = C_3 \cdot 2\zeta_{\text{eff}} / U(y_s) \quad (11)$$

于是各失稳模态扰动的时间尺度为

$$\tau_{nt} = \begin{cases} \tau_{nt1}, & |M_{\text{rel}}| \leq 1 \\ \tau_{nt1} + \tau_{nt2}, & |M_{\text{rel}}| > 1 \end{cases} \quad (12)$$

此外, 扩散项为

$$D_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \sigma_k \mu_{\text{eff}}) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (13)$$

2.2 间歇因子的输运方程

模式中的间歇因子输运方程为

$$\frac{\partial \rho \gamma}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \gamma}{\partial x_j} = D_\gamma + P_\gamma - \varepsilon_\gamma \quad (14)$$

其中 D_γ , P_γ 和 ε_γ 分别为 γ 的扩散项、生成项和耗散项.

除了流动中存在较大逆压梯度的情形, 转捩区内间歇因子的发展过程具有普适性, 可采用 Dhawan 和 Narasimha 的经验公式^[11] 很好地描述

$$\gamma = 1 - \exp \left[- (x - x_t)^2 \frac{n\sigma}{U_e} \right], \quad x > x_t \quad (15)$$

其中, n 为湍斑的生成速率, σ 是表征湍斑传播速度的参数, 下标 tr 表示转捩起始点. 对上式求导, 有

$$\frac{d\gamma}{dx} = 2 \cdot \sqrt{\frac{n\sigma}{U_e}} (1 - \gamma) [-\ln(1 - \gamma)]^{0.5}, \quad \gamma|_{x=x_{\text{tr}}} = 0 \quad (16)$$

若定义无量纲的湍斑生成速率 $\hat{n} = n\nu^2/U^3$, 则根据 Mayle 的经验公式^[12], $\hat{n}\sigma$ 只与来流湍流度相关, 其在转换区内为常数. 以此为基础, 生成项和耗散项可分别表示为

$$P_\gamma = C_4 \cdot \rho F_{\text{onset}} [-\ln(1-\gamma)]^{0.5},$$

$$\left(1.0 + C_5 \cdot \frac{k^{0.5}}{(2E_u)^{0.5}}\right) \frac{d}{\nu} |\nabla E_u|, \quad \varepsilon_\gamma = \gamma P_\gamma \quad (17)$$

其中函数 F_{onset} 与转捩起始位置的判断直接相关

$$F_{\text{onset}} = 1.0 - \exp\left(-C_6 \cdot \frac{\zeta_{\text{eff}} k^{0.5} \cdot |\nabla k|}{\nu |\nabla E_u|}\right) \quad (18)$$

而扩散项可表示为

$$D_\gamma = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \sigma_\gamma \mu_{\text{eff}}) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right\}, \quad \sigma_\gamma = 1 \quad (19)$$

2.3 模式假设的总体框架

总之, 本文模式包括了关于脉动动能 k , k 的单位耗散率 ω 以及间歇因子 γ 等 3 个变量的输运方程 (篇幅所限, 这里不再一一列出). 在完全湍流区 ($\gamma = 1$), 该模式还原为 SST 湍流模式^[13]. 而且, 对其中的 k 方程^[14,15] 进行了可压缩修正.

为了模拟转捩过程, 本文模式在有效黏性系数 (或者认为是雷诺应力) 中将间歇因子 γ 作为湍流脉动部分和非湍流脉动部分的权重, 且流场中 γ 开始增长的位置 (对应于转捩的起始位置) 由 γ 方程源项中的函数 F_{onset} 决定, 而 F_{onset} 的值又取决于 k (非湍流脉动部分) 和平均流动的发展程度. 模式的总体结构如图 1 所示. 模式常数值均见表 1.

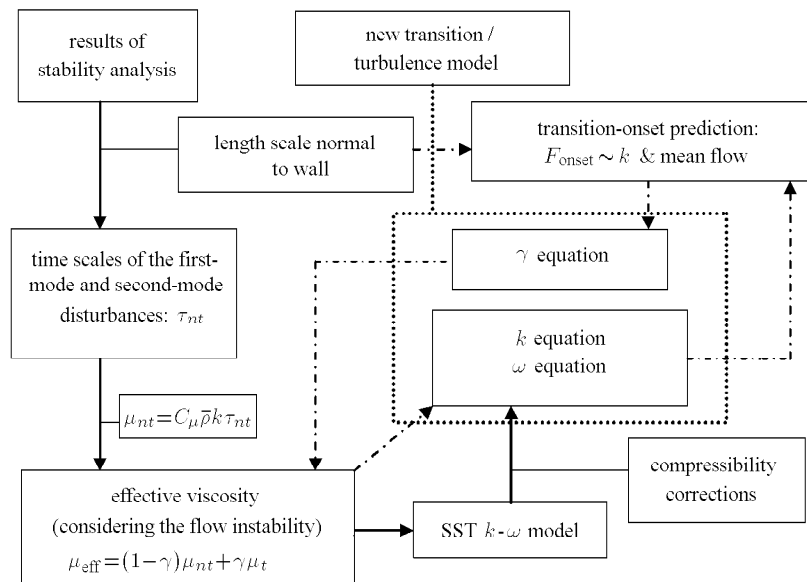


图 1 本文转捩模式的总体结构示意图. 其中, 实线箭头表示该模式的推导过程, 点划线箭头显示该模式模拟转捩的流程

Fig.1 Framework of the present transition model. Here, the solid-line arrows represent the derivation of the present model; the dashdotted ones show the process designed for the present model to predict transition

表 1 本文模式常数

Table 1 The present model constants

C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6
700	0.35	5e-3	8e-5	0.07	1.2

3 结果与讨论

为了验证模式, 进行了大量的数值计算, 算例包括亚音速平板边界层转捩、超音速以及高超音速圆锥边界层转捩等.

3.1 亚音速平板边界层转捩

本小节各算例的数据分别来自于 ERCOFTAC 的 T3 系列^[16] 以及 Schubauer 和 Klebanoff^[17] 的平板边界层转捩实验. 前者为不同来流湍流度下的旁路转捩, 后者为自然转捩, 来流条件如表 2 所示, 其中 FTSI (free-stream turbulence intensity) 表示来流湍流度, 下标 “tr” 表示转捩起始位置.

各算例的计算网格数均为 201×141 , 流动进口处给定速度、温度以及 k 和 ω , 压力外插; 出口处提流向充分发展条件; 平板处提无滑移条件; 平板对称

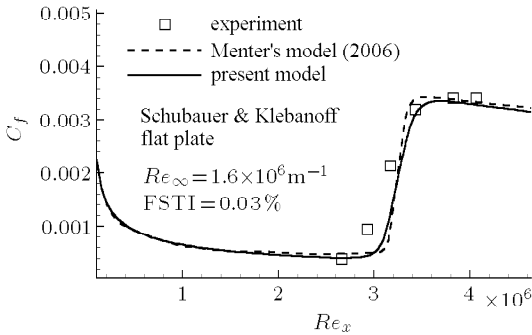
表 2 低速平板边界层转捩算例的计算参数以及计算结果与实验值的相对误差

Table 2 Summary of low-speed flat plate test case inlet conditions and relative error for transition-onset location

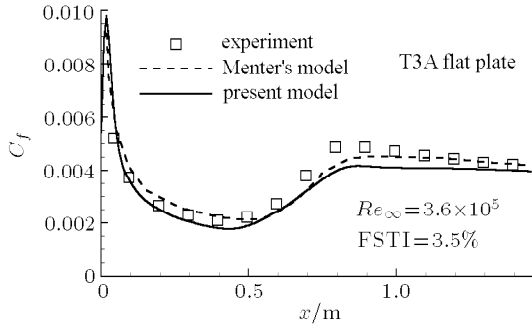
Case	$U_{\text{inlet}}/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	FSTI/(%) inlet	Relative error of $x_{tr}/(\%)$
Schubauer & Klebanoff	24.4	0.18	6.8
T3A	5.4	3.5	3.2
T3B	9.4	6.5	4.6
T3A-	19.8	0.874	2.1

面提远场边界条件.

图 2(a) 给出了 Schubauer 和 Klebanoff 平板边界层的壁面摩擦系数分布. 可见, Menter 模式预测的转捩起始位置偏后, 转捩区长度过短. 相比之下, 本文模式得到了较准确的转捩区长度, 转捩起始位置也与实验值更为接近. 图 2(b) 给出了 T3A 平板边界层的壁面摩擦系数分布. 本模式预测的转捩起始位置与转捩区长度较为准确, 但对转捩峰值的计算与实验值相比偏低. 此外, 各算例在计算中均取壁面摩擦系数最小的位置为转捩起始位置, 其与实



(a)



(b)

图 2 低速平板边界层转捩的壁面摩擦系数分布

Fig.2 Comparison of computed and measured skin friction (C_f) for the low-speed flat-plate test case

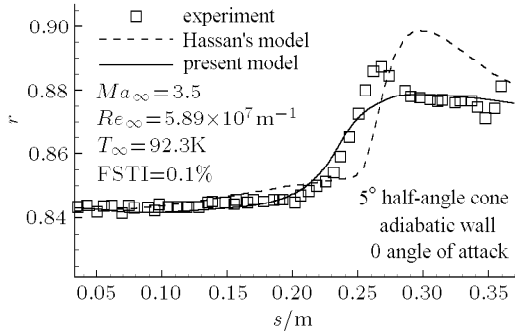
验值的相对误差如表 2 所示. 可见, 本模式在亚音速区具有较好的性能.

3.2 超音速圆锥边界层转捩

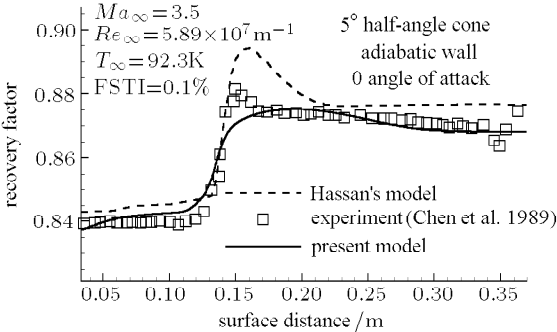
本算例参照的实验是 Chen 和 Malik^[18] 在 NASA 兰利研究中心的低湍流度风洞中进行的, 实验模型为半顶角 5° 的尖锥, 来流攻角为 0° . 来流马赫数为 3.5, 来流雷诺数分别为 $5.89 \times 10^7/\text{m}$ 和 $3.85 \times 10^7/\text{m}$, 来流温度为 92.3 K, 来流湍流度为 0.1%.

本算例采用轴对称程序进行计算. 网格数为 201×161 , 流动进口处给定速度、温度、压力以及 k 和 ω ; 出口处提流向充分发展条件; 锥面上提无滑移、绝热条件; 锥前缘至入口线上提对称边界条件, 顶面处提远场边界条件.

图 3 给出了圆锥的温度恢复系数分布, 并与实验结果以及 Hassan 的计算结果进行了比较. 图中横轴为圆锥母线长度, 纵轴为恢复系数 $r = (T_{aw} - T_e)/(T_0 - T_e)$, 其中 T_{aw} 为绝热壁面温度, $T_0 = T_e \{1 + [(\gamma - 1)/2] M_e^2\}$ 为总温. 可见, 本文模式预测出了恢复系数的突增. 所得结果整体上好于 Hassan 的计算结果, 尤其在圆锥头部及尾段与实验符



(a)



(b)

图 3 零攻角圆锥的温度恢复系数

Fig.3 Comparison of computed and measured recovery factor for a straight cone, zero angle of attack

合较好。但是预测的转捩起始位置均偏前，峰值也较实验值偏低。

3.3 高超音速圆锥边界层转捩

本算例参照的实验是在 NASA 兰利研究中心的低湍流度风洞中进行的^[19]。实验模型为半角 5° 的带裙尾的尖锥 (flared cone)，头部至其后 10 inch (25.4 cm) 处为尖锥，10~20 inch 处为曲率半径 93.07 inch 的尾裙，被称为 93-10 模型。本算例的来流马赫数为 5.91，来流雷诺数为 $9.348 \times 10^6/\text{m}$ ，来流温度为 56.2 K，来流湍流度为 0.1%，来流攻角为 0° 。计算网格数为 201×221 ，边界条件的提法同第 3.2 节。

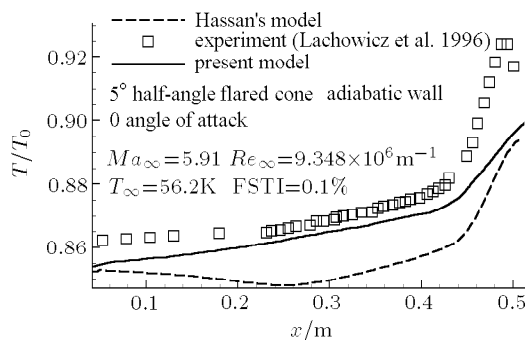


图 4 93-10 模型表面的温度分布 (零攻角)

Fig.4 Comparison of computed and measured wall temperature distribution for 93-10 model, zero angle of attack

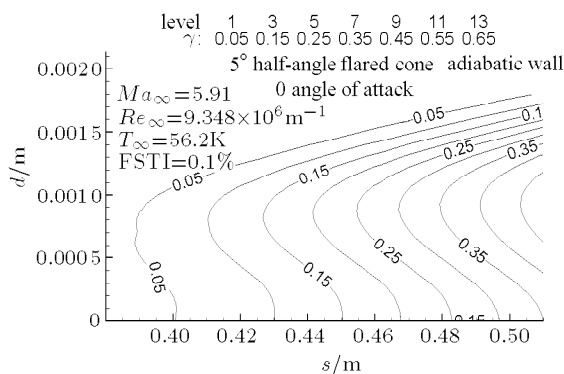


图 5 转捩区内间歇因子的分布

Fig.5 Calculated intermittency distribution within the transition region

4 结 论

(1) 提出了一种合理反映扰动模态和可压缩性影响的新型超音速湍流 / 转捩模式。该模式为 $k-\gamma-\omega$ 三方模式，其中脉动动能 k 包括非湍流脉动和湍动

脉动。通过求解间歇因子 γ 的方程，该模式可自动判断转捩起始位置。模式引入了稳定性分析的结论，同时通过构造新型的物面法向长度尺度，保证了其中所有的表达式均由当地变量构成，可以方便地应用于现代 CFD 程序之中。

(2) 模式已具有一定的普适性，可应用于较宽马赫数范围内的自然转捩以及旁路转捩。在亚音速情形下，与 Menter 的模式^[1]相比，本文模式不仅含有较多的物理机制，还能更好地预测转捩起始位置和转捩区长度。在超音速和高超音速情形下，该模式具有预测转捩起始位置的能力，所得的转捩区内间歇因子在流向的分布是合理的。

(3) 在本文模式的框架内，笔者将进一步对于横流转捩和分离流转捩过程进行模拟。

参 考 文 献

- 1 Menter FR, Langtry RB, Likki SR. A correlation based transition model using local variables: part 1 model formulation. ASME-GT2004-53452, ASME TURBO EXPO 2004, Vienna, Austria, 2004
- 2 Walters DK, Leylek JH. Impact of film-cooling jets on turbine aerodynamic losses. ASME Journal of Turbomachinery, 2000, 122: 537~545
- 3 Volino RJ. A new model for free-stream turbulence effects on boundary layers. ASME Journal of Turbomachinery, 1998, 120: 613~620
- 4 Stock HW, Haase W. Navier-Stokes airfoil computations with transition prediction including transitional flow regions. AIAA Journal, 1996, 38 (11): 2059~2066
- 5 Mayle RE, Schulz A. The path to predicting bypass transition. ASME Journal of Turbomachinery, 1997, 119: 405~411
- 6 Walker GJ, Gostelow JP. Effects of adverse pressure gradients on the nature and length of boundary-layer transition. ASME Journal of Turbomachinery, 1990, 112: 196~205
- 7 Volino RJ. Separated flow transition under simulated low-pressure turbine airfoil conditions — part 1: mean flow and turbulence statistics. ASME Paper No. 2002-GT-30236, 2002
- 8 Warren ES, Hassan HA. Transition closure model for predicting transition onset. Journal of Aircraft, 1998, 35(5): 769~775
- 9 Dhawan S, Narasimha R. Some properties of boundary-layer flow during transition from laminar to turbulent motion. Journal of Fluid Mechanics, 1958, 3(4): 414~436
- 10 Walker GJ. Transition flow an axial turbomachine blading. AIAA Journal, 1989, 27(5): 595~602
- 11 Mack LM. Boundary-layer linear stability theory. AGARD Rept. 709, 1986
- 12 Mayle RE. The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines. ASME Journal of Turbomachinery, 1991,

- 113: 509~537
- 13 Menter FR. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598~1605
- 14 Sarkar S, Erlebacher G, Hussaini MY. The analysis and modeling of dilatational terms in compressible turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 1991, 227: 473~493
- 15 Sarkar S. The stabilizing effect of compressibility in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 282: 163~186
- 16 <http://cfd.me.umist.ac.uk/ercoftac/>
- 17 Schubauer GB, Klebanoff PS. Contributions on the mechanism of boundary layer transition. NACA Report 1289, 1956
- 18 Chen FJ, Malik MR, Beckwith IE. Boundary-layer transition on a cone and flat plate at Mach 3.5. *AIAA Journal*, 1989, 27 (6): 687~693
- 19 Lachowicz JT, Chokani N, Wilkinson SP. Boundary-layer stability measurements in a hypersonic quiet tunnel. *AIAA Journal*, 1996, 34 (12): 2496~2500

(责任编辑: 王 薇)

A NEW TRANSITION/TURBULENCE MODEL FOR THE FLOW TRANSITION IN SUPERSONIC BOUNDARY LAYER¹⁾

Wang Liang Fu Song²⁾

(School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract A new k - ω - γ transition/turbulence model is established to consider the instability modes associated with the compressibility. The particular features of the new model are: (1) the fluctuating kinetic energy k includes the non-turbulent, as well as turbulent components modelled with the stability analysis; (2) a function for the source term in γ equation is developed to trigger the transition onset; (3) it is strictly based on local variables by introducing a new length scale normal to wall and compatible with the modern CFD methods. The present model was numerically proved to be applied into the analyses of natural transition and bypass transition with a wide range of Mach number.

Key words supersonic boundary-layer, transition, turbulence model, intermittency factor, linear stability theory

Received 26 November 2007, revised 2 October 2008.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10232020, 90505005), and the Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education.

2) E-mail: fs-dem@tsinghua.edu.cn