

用不同湍流模型预测机翼边界层分离区

包涵龄¹, 陈 鹏², 武玉英¹

(1. 北京工业大学 经济与管理学院, 北京 100022; 2. 中国空气动力研发中心一所, 四川 安县 622662)

摘 要: 介绍了机翼气流分离区的预测方法和不同湍流模型对其预测结果的影响, 分析了C-S模型用于分离流计算的缺点, 提出了对模型的若干改进方案, 并通过实例计算说明它们的应用效果, 还给出了使用k方程模型求解边界层分离流问题的技术细节与技巧, 对计算结果与代数模型结果以及试验结果作了比较. 结果表明, 对C-S模型的原型作适当修正正是必要的, 修正内容包括在外层粘度系数定义时用流向位移厚度来取代三维位移厚度, 并计入壁面流线角影响; 在定义内层粘度系数时, 需计入压力梯度影响和横向与纵向旋涡粘度比的影响.

关键词: 湍流模型; 粘流; 边界层计算; 边界层分离; 机翼

中图分类号: V 211.19

文献标识码: A

文章编号: 0254-0037(2003)02-0159-05

分离流计算方法的实用化除了要求有一套鲁棒性好的边界层分离流算法以外, 还要求有一个对分离区预测具有一定精度的工程湍流模型与之匹配, 且该模型要求有较好的可操作性, 较易同边界层分离流的算法软件嫁接, 有良好的自身数值稳定性. 代数湍流模型简单易用, 在附着边界层计算中使用广泛, 但用于分离边界层计算是有疑义的, 本文对此进行了讨论, 并对代数模型作了多方面改进. 改进的效果用一个模型的风洞试验结果进行检验. 文献[1]对一个有气流分离的无限后掠机翼在气流附着区作了计算, 结果表明, 在预测分离线的有效性方面, k-ε微分方程模型甚至还不如代数模型. 文献[1]由于没有使用边界层反方法, 所以不可能对不同湍流模型在气流分离区作计算结果的比较. 该文同时指出, 当计算逼近分离线时, 各种湍流模型的计算结果同试验数据之间的差别都大大增加, 其原因是当接近气流分离时, 随 $(\partial u / \partial y)|_0$ 值减小, 由数值误差所决定的 $\{d[(\partial u / \partial y)|_0] / dx\}|_0$ 被显著放大, 并进而引起差分格式的不稳定^[2]. 因此研究各种湍流模型的应用效果, 必须首先尽可能地排除边界层计算中自身的数值误差, 这种误差有时处理不好会大大淹没湍流模型本身的误差. 本文在研究这个问题时采用了能自动克服Goldstein奇性的边界层与位流干扰一体化算法, 并在边界层内部网格上采用高阶精度的差分格式, 目的是为了尽可能排除边界层方程数值解本身的误差. 目前工程计算中广泛使用的代数模型是本文研究的侧重点. 作为微分方程模型, 笔者只研究k方程模型, 对它与代数模型的若干种分支形式的应用情况进行了比较和相应讨论.

1 代数湍流模型

在研究中所采用的代数模型的一般形式是将边界层分为内外2个区, 在内区 $v_{ii} = F^2 l^2 D_v$, 式中:

$$\begin{aligned} l &= \kappa y \quad (\kappa = 0.4); \quad F = 1 - \exp[-y(\tau_m / \rho)^{1/2} / (vA^+)]; \\ A^+ &= (26\nu) / (u_m N); \quad N = (1 - 11.8 P^+)^{1/2}; \quad P^+ = (\nu u_t / u_m^3)(\partial u_t / \partial x); \\ D_v &= \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 + \frac{(T-1)[W(\partial U / \partial y) - U(\partial W / \partial y)]^2}{U^2 + W^2} \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (1)$$

这里: u_t 是边界层内合速度; $u_m = (\tau_m / \rho)^{1/2}$, τ_m 是边界层内最大流体剪应力, 当 $\tau_m = \tau_w$ 时 (即气流附着时), $u_m = u_t$ (u_t 是摩擦速度); U, W 是 x 和 z 正交时的速度分量. 当采用文献 [2], [3] 的边界层坐标时, 可

收稿日期: 2002-06-18.

作者简介: 包涵龄(1936-), 男, 研究员.

以证明, D_v 可表示为

$$D_v = \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right) \cos \theta + \frac{(T-1) \sin \theta [w(\partial u / \partial y) - u(\partial w / \partial y)]}{u_i} \right\}^{1/2} \quad (2)$$

F 是 Van-Driest 阻尼因子. 当 $P^+ = 0$, 即 $N \equiv 1.0$ 和 $T \equiv 1.0$, $\tau_m = \tau_w$ 时, v_{io} 就是众所周知的 C-S 模型原型的内层粘度系数公式. 在 F 表达式中加关于 P^+ 修正在文献 [4] 中曾采用过, 其初衷是为了改善顺压梯度区的计算结果. 式 (1)、(2) 中的 T 代表横向和纵向的旋涡粘度比. 式 (1) 最早由 Rotta 引入^[5], 他的试验表明在边界层内流体剪应力向量同当地的合速度向量的方向不同, 为了考虑这一点, Rotta 根据混合长理论导出了式 (1), T 值等于 0.7~0.8. 在边界层外层 $v_{io} = C_1 u_{ic} \delta^*$, 式中 u_{ic} 是边界层外缘合速度; C_1 、 δ^* 分别为

$$C_1 = \max(0.0168 - 0.016 |\beta_w|, 0.0084) \quad (3)$$

$$\delta^* = \int_0^{y_c} \left(1 - \frac{u^*}{u_{ic}}\right) dy \quad (y_c \text{ 是边界层外边界 } y \text{ 值}) \quad (4)$$

若令 $u^* = u_i$ 和 $C_1 = 0.0168$, v_{io} 就是 C-S 模型原型的外层粘度系数的表达式. 式 (3) 是根据文献 [6] 给出的, 即常数 C_1 的值随壁流线条夹角 β_w 增加而线性下降. 在二维情况下, δ^* 的物理意义是位移厚度, 但对三维情况, 若取 $u^* = u_i$, 则式 (4) 就失去了它本身的物理意义. 特别当气流分离以后, 实际的位移厚度会急剧增加, 但由于 u_i 在气流回流区也是正值, 由 $\int_0^{y_c} \left(1 - \frac{u_i}{u_{ic}}\right) dy$ 算出的 δ^* 可能反而变小. 为了避免这种不合理性, 本文对 δ^* 用以下 2 种方式重新定义. 第 1 种方式令 δ^* 等价于机翼的三维位移厚度 δ_3^* . 当流体为不可压, 且边界层外流为位流时, δ_3^* 的定义是^[7,8]

$$(\partial \delta_3^* / \partial s) - (\partial \delta_1 / \partial s) = (\partial \delta_2 / \partial n) - (\delta_3^* - \delta_1)(L_1 + k_2) \quad (5)$$

$$\text{式中} \quad \delta_1 = \int_0^{y_c} \left(1 - \frac{u_i}{u_{ic}}\right) dy; \quad \delta_2 = - \int_0^{y_c} \frac{u_i}{u_{ic}} dy$$

这里: (s, n) 为边界层外流线条正交曲线坐标系; u_s, u_n 为边界层内速度矢在外流线条方向 s 和流法线方向 n 的速度分量. 式 (5) 中, $L_1 = (1/u_{ic})(\partial u_{ic}/\partial s)$; $k_2 = \partial \varepsilon / \partial n$. ε 是边界层外流线条同 x 坐标夹角. 求解式 (5) 可以逐点计算出 δ_3^* . 在计算的初值点上可设 $\delta_3^* = \delta_1$. 在本文中解 δ_3^* 时作了无限后掠翼近似, 即在求解式 (5) 时忽略 $\partial / \partial s$ 和 $\partial / \partial n$ 中所包含的对 z 的偏导数项, 这时式 (5) 简化为

$$\sin(\theta - \varepsilon) (d\delta_d / dx) = \cos(\theta - \varepsilon) (d\delta_2 / dx) - \delta_d \sin \theta h_1 (L_1 + k_2) \quad (6)$$

式中 $\delta_d = \delta_3^* - \delta_1$. 求解式 (6) 时, 在每一弦向条带的初始点都可以设 $\delta_3^* = \delta_1$. 第 2 种方式令 δ^* 在任何点上 都等于 δ_1 , 即用机翼边界层外流线条方向的流量损失来定义 δ^* , 这相当于式 (4) 中的 $u^* \equiv u_i$.

在本文中研究了下列模型和模型参数的变化对机翼气流分离区计算结果的影响: 1) C-S 模型原型, 记为 C-S; 2) 用 δ_3^* 定义 δ^* , 且在式 (2) 中取 $T = 0.8$, 记为 $\delta_3^* + T(0.8)$; 3) 用 δ_1^* 定义 δ^* , 且在边界层外层考虑 β_w 的影响, 在式 (2) 中取 $T = 0.8$, 记为 $\delta_1^* + \beta_w + T(0.8)$; 4) 在公式 (4) 中用 u_i 定义 u^* , 且在式 (2) 中取 $T = 1.0$, 记为 $u_i + T(1.0)$; 5) 同样用 u_i 定义 u^* , 在式 (2) 中取 $T = 0.8$, 记为 $u_i + T(0.8)$; 6) 同样用 u_i 定义 u^* , 且内层考虑 P^+ 的影响, $T = 0.8$, 记为 $u_i + P^+ + T(0.8)$; 7) 同样用 u_i 定义 u^* , 且内层考虑 P^- 的影响, 外层考虑 β_w 的影响, $T = 0.8$, 记为 $u_i + \beta_w + P^+ + T(0.8)$; 8) 同样用 u_i 定义 u^* , 且内层考虑 P^+ 的影响, 外层考虑 β_w 的影响, $T = 0.7$, 记为 $u_i + \beta_w + P^+ + T(0.7)$.

2 k 方程湍流模型

变量 k 为湍流动能, $k = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) / 2$, ε 为湍流动能的耗散率 $\varepsilon = \mu (\partial u'_i / \partial x_j) (\partial u'_j / \partial x_i)$, 描述 k 的微分方程如下:

$$(u/h_1)(\partial k / \partial x) + v(\partial k / \partial y) + (w/h_2)(\partial k / \partial z) = \partial[(\mu + \mu_t/\sigma_k)(\partial k / \partial y)] / \partial x + \mu_t P_{td} - \varepsilon \quad (7)$$

式中: h_1, h_2 为拉曼系数; σ_k 为经验常数, 本文取 $\sigma_k = 1.0$; $\mu_t P_{td}$ 是湍流动能生成项, 其中

$$P_{td} = (\partial u / \partial y)^2 + (\partial w / \partial y)^2 + 2 \cos \theta (\partial u / \partial y) (\partial w / \partial y) \quad (8)$$

θ 是非正交系 x, z 之间夹角. 又根据文献 [9] 有

$$\begin{aligned} \mu_t &= C_\mu k^{1/2} l_\mu; \quad \varepsilon = k^{3/2} / l_\varepsilon \\ l_\mu &= C_l y \{ 1 - \exp[-(Rey / A_\mu)(25 / A^*)] \}; \quad Rey = k^{1/2} y / \nu; \\ l_\varepsilon &= C_l y \{ 1 - \exp[-(Rey / A_\varepsilon)] \}; \quad C_l = \kappa / C_\mu^{3/4} \end{aligned} \quad (9)$$

其中: l_μ, l_ε 是湍流动能特征长度和湍流耗散特征长度; C_l 是特征长系数; $C_\mu, \kappa, A_\mu, A_\varepsilon, A^*$ 都是经验常数, 通常取 $C_\mu = 0.09, \kappa = 0.4, A^* = 25$, 但是 A_μ, A_ε 的取值在不同文献中存在相当大的差异, 在本文中取 $A_\mu = 40.0$. 若将方程(7)在壁面附近展开成幂级数, 令方程两端同幂系数相等, 则可得 $A_\varepsilon = 2C_l$, 这与 Patel 等人的取值一致^[10]. k 方程的边界条件是 $y = 0; k = 0; y = y_c; k = k_c$. k_c 应满足 k 方程在外边界的条件

$$(u_c / h_1) (\partial k_c / \partial x) + (w_c / h_2) (\partial k_c / \partial z) = \mu_t P_{rd} - \varepsilon \quad (10)$$

求解方程(10)的初始条件是 $\mu_t P_{rd} - \varepsilon = 0$, 将式(9)代入则得到 $k_{cs} - C_\mu (l_\mu l_\varepsilon P_{rd})_{s=1} \approx C_\mu C_l^2 P_{rd}^*$. 式中

$$P_{rd}^* = \{ (\partial u / \partial \bar{y})^2 + (\partial w / \partial \bar{y})^2 + 2 \cos \theta [(\partial u / \partial \bar{y}) (\partial w / \partial \bar{y})] \}_{s=1}; \quad \bar{y} = y / y_c$$

P_{rd}^* 的值同速度边界层求解时外边界的控制精度有关. 控制精度可有意识这样选取, 使其等于某个与坐标位置 (x, z) 无关的常值小量, 此时 k_{cs} 就能代表式(10)的解 k_c . 这等同于湍流在外边界处于平衡状态. k_c 代表从当地边界层内部向外泻出的湍动能. 笔者的数值经验表明, 按湍流能在外边界处于平衡状态处理, k 方程的解极易收敛, 即使近壁气流已分离也不例外. 为了使方程(7)便于数值求解, 同速度边界层求解时

处理相仿, 在 y 方向使用坐标变换: $\eta = (\frac{u_0}{\mu_s})^{0.5} y, s = \int_0^x h_1 dx$. 为提高解算效率, 在 η 方向同样使用四阶精度 Hermite 格式, 在 x 方向和 z 方向采用的差分格式也与解速度边界层时的差分格式相同. 矩阵方程的最终形式与方程 $\bar{T} \bar{\Delta} = \bar{Q}$ 相同, 可用常规的双对角线块矩阵消去法快速求解^[11]. 需要特别说明的还有湍流动能初始分布的给定方法. 在解速度边界层时, 初值分布并不重要, 即使线性初值也能使解很快收敛; 但求解 k 方程, 初值给不好常常会解不收敛. 笔者在实践中使用下列初值剖面形式, 效果很好.

$$k = a \eta^2 e^{-\omega \eta} + k_c (1 - e^{-\omega \eta}) \bar{\eta}^{1/2} \quad (11)$$

式(11)中, ω 是一个足够大的正常数, 系数 a 的值由 k 方程在壁的邻域作幂级数展开求出.

3 机翼气流分离区的计算与测试

本文使用粘性-无粘干扰定律耦合机翼三维边界层方程和尾流方程进行分离流计算^[2,11]. 该方法的特点是能够自动消除边界层方程的 Goldstein 奇性, 将计算延续到分离区内部, 算出那里的流场细节. 本文的特色是在边界层内部网格点上, 即在变换坐标 η 方向 (这是数值误差对差分步长十分敏感的方向, 特别是在气流分离点附近), 采用了带一、二阶导数的四阶精度 Hermit 差分格式:

$$q_j - q_{j-1} - (h_{j-1} / 2) (q'_j + q'_{j-1}) + (h_{j-1}^2 / 12) (q''_j - q''_{j-1}) = 0 \quad j = 1, 2, \dots, J \quad (12)$$

式中: $h_{j-1} = \eta_j - \eta_{j-1}$; q 代表变换后的边界层方程组的某个变量 (共 5 个) 在网格点 j 上的值. 式(12)可以写为增量形式:

$$\delta q_j - \delta q_{j-1} - h_{j-1} (\delta q'_j + \delta q'_{j-1}) / 2 + h_{j-1}^2 (\delta q''_j - \delta q''_{j-1}) / 12 = 0 \quad j = 1, 2, \dots, J \quad (13)$$

将变换后的边界层方程组诸方程也写为增量方程形式, 并按牛顿方法线性化, 此时 $\delta q'_j$ 和 $\delta q''_j$ 均可以表示为各个 δq_j 的线性组合, 从而式(13)可合写为一个矩阵方程:

$$\bar{T} \bar{\Delta} + \bar{D} \bar{\Delta} = \bar{Q} \quad (14)$$

式中: $\bar{\Delta}$ 是解向量; \bar{T} 是 $(J-1) \times (J-1)$ 阶二对角块矩阵, 每块又是 5×5 的方阵; \bar{D} 矩阵是并矢矩阵, 它是由粘性-无粘干扰影响下边界层外边界的速度扰动引起的. 式(14)可用文献[11]中的方法求解. 若 $\bar{D} = 0$, 则式(14)变为常规的边界层方程组 $\bar{T} \bar{\Delta} = \bar{Q}$ 求解问题 (这时外边界速度固定).

试验在中国空气动力研究与发展中心低速所的 $\phi 3.2$ m 单回流开口试验段风洞中进行. 模型为半模梯形翼, 垂直安装在模拟地板上. 模型半展长 2 m, 根弦长 1.5 m, 前缘后掠角 25° , 展弦比 3.87, 翼剖面为 NACA009 对称翼型. 试验风速为 70 m/s, 对应的平均气动弦雷诺数 Re 约 4.9×10^6 . 用热线风速仪对风洞自由湍流度进行测定, 空风洞 (不带格栅) 的自由湍流度平均值接近 1%, 其分布沿径向增加, 沿风洞中轴方向也缓缓增加. 在攻角 $15^\circ \sim 18^\circ$ 时, 用油膜法测量了机翼上表面的气流分离区, 油膜照片见图 1. 在分

离线附近由于油膜堆积和油膜中的煤油挥发,滑石粉颗粒形成白色光带,被光带包围的暗色区域即为流动分离区.由图1还可看出流动在光带的两侧呈现渐近趋势,即呈现出分离线的特征.

4 不同湍流模型的分离区预测结果与分析

为了检验不同湍流模型和模型参数的应用效果,用机翼模型对机翼分离区分布形态作了详细计算,并与风洞油膜法测出的结果作了比较.

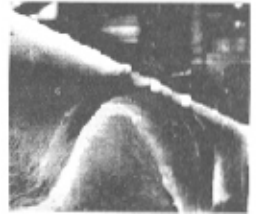


图1 攻角18°时试验机翼油膜照片

图2是 $Re = 4.9 \times 10^6, \alpha = 18^\circ$ 时的比较结果.在机翼弦长方向分离区的大小同当地弦长之比称为分离深度,最大分离深度也称为分离峰值.机翼分离区面积的大小、分离峰值的大小和峰值所在展向位置是判断两种分离分布形态相似程度的主要判据.由图2结果可知:

1) 用 C-S 模型计算出的分离区面积偏小,分离峰值偏低,峰值所在展向位置比试验值偏机翼外侧较多.

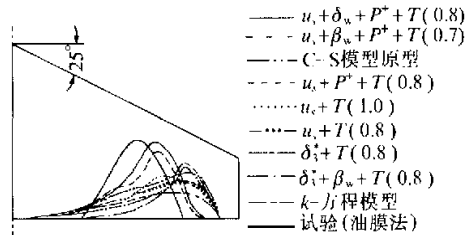


图2 不同湍流模型和模型参数对机翼气流分离区预测影响

2) 用 δ_3^* 定义 δ^* , 计算出的分离区更小了,显然是由于使用 δ_3^* 模型后外层粘度系数在气流分离区显著变大,对分离扩展起了抑制作用.在 δ_3^* 模型中 T 参数影响 ($T \neq 1.0$ 的影响) 较小,考虑 β_0 影响会使分离峰值适度提高,分离面积也适度放大,但未能改变峰值所在的展向位置.

3) 用 u_0 定义 u^* , 加 T 修正,没有使计算结果得到改善.当计算扫描次数很高时,中间解出现了振荡,这影响了计算分离区的继续扩大.

4) 用 u_0 定义 u^* , 加 P^+ 修正和 T 修正后使分离峰值所在展向位置稍向机翼内侧移动,但对分离峰值大小无明显影响.

5) 用 u_0 定义 u^* , 加 β_0 修正、 P^+ 修正和 T 修正后使分离峰值提高,且分离区的分布形态同试验结果趋于接近.若 T 值由 0.8 改为 0.7, 分离形态略有所改变.但计算表明 T 过大和过小都会使结果更远离试验值.

6) 用远比代数模型复杂且计算费时的 k 方程模型(在相同网格下,它的计算时间约是代数模型 3 倍多),其结果并不比代数模型好.

7) $\alpha = 18^\circ$ 时,不考虑 P^+ 影响的所有代数模型和 k 方程模型的分离峰值位置都在离翼梢一侧大约 50 cm 左右的地方,因为计算中所使用的压力分布的负压峰值也大致在那个位置附近.可见,在上述方法中对分离区分布形态起主导作用的是作为边界层计算输入数据的基础压力分布形态.该压力分布形态是用位流方法计算出来的,同实际情况有偏差,这是造成计算结果同试验结果不一致的原因之一.

综上所述,用模型 $u_0 + \beta_0 + P^+ = T(0.8)$ 测算出来的气流分离区同试验结果最接近.

边界层近似的方程误差并不能成为用边界层方程计算分离流的障碍^[2].但是当气流很大范围分离以后,机翼上的压力分布形态也有了很大改变,若用一般的边界层反方法,且用位流算出的压力分布作为输入数据,即使克服了 Goldstein 奇性,计算结果也会有很大偏差.本文方法特点是边界层计算与边界层对位流干扰计算高度一体化,在边界层分离流的计算条件中已考虑了边界层对外部流场的反影响(尽管这种影响是架构在线性理论基础上的,仍有一定误差).因此若湍流模型本身合理,其预测结果就会有可用的工程精度.

除了湍流模型误差和边界层外流数据误差两方面原因外,造成计算与试验结果不一致还有试验本身的原因.试验时地板缝隙未被完全堵死,在机翼根部下表面高压气流通过缝隙流到了上表面,这使得机翼上表面内侧机翼部分的逆压梯度增加,分离峰值向着机翼内侧移动,此外影响分离区分布形态的原因还有边界层转捩位置.计算结果表明,变动转捩位置对机翼分离区计算结果有一定影响(尤其当机翼处于初始分离状态时).考虑到大攻角时机翼上表面的实际转捩位置比较接近机翼前缘,所以本文都按全湍流边界层进行计算,但严格而论同真实的试验条件非完全相同,这也会在一定程度上影响计算同试验的一致性.

参考文献:

- [1] 袁礼, 忻鼎定. 湍流应力模式对计算有分离三维边界层的效果研究[J]. 空气动力学学报, 1994, 12(2): 130-137.
- [2] 包涵龄. 边界层方程消去奇性机理的分析与分离流的计算[J]. 空气动力学学报, 1998, 16(2): 173-180.
- [3] 包涵龄. 机翼边界层计算及其在飞机设计中的应用[J]. 航空学报, 1987, 8(11): A553-A560.
- [4] CEBECI T, KHALIC E F, WHITE LA W J H. Calculation of separated boundary layer flows[J]. 1979, AIAA-79-0284.
- [5] ROTTA R C. A family of turbulence models for three dimensional boundary layers[A]. Turbulent Shear Flows vol II[M]. New York: Springer-Verlag, 1979.
- [6] van den BERG B, ELSENNAR A. Measurements in a 3-D incompressible turbulent boundary layer in an adverse pressure gradient under infinite swept wing conditions[J]. 1972, NLR TR 72092U.
- [7] 包涵龄. 计算实际机翼湍流边界层流动的积分法[J]. 空气动力学学报, 1988, 6(4): 491-496.
- [8] SMITH P D. A calculation method for the turbulent boundary layer on an infinite yawed wing in compressible adiabatic flow[J]. 1972, ARC R&M 3739.
- [9] RODI W. Experience with two-layer models combining the $k-\epsilon$ model with a one-equation model near the wall[J]. 1991, AIAA-91-0216.
- [10] CHEN H C, PATEL V C. Near-wall turbulence models for complex flows including separation[J]. AIAA Journal, 1988, 26: 641-648.
- [11] 包涵龄. 边界层分离流边值问题的算法研究[J]. 空气动力学学报, 1998, 16(4): 468-472.

Prediction of Wing Boundary Layer Separation Area With Turbulent Models

BAO Han-ling¹, CHEN Peng², WU Yu-ying¹

(1.College of Economics and Management, Beijing University of Technology, Beijing 100022, China;

2.China Aerodynamic Research and Development Center, Anxian, Sichuan 622662, China)

Abstract: A predicting method of wing turbulent separation area and the influence of different turbulent models on the results of prediction are introduced. The authors analyze the defects of C-S model used in the calculation of separation flow, put forward some improvement schemes and illustrate their application effect through the calculation of concrete examples. Besides, The technical details and skills for solving the problems about boundary layer separation flow using k equation model are also given. The calculation results are compared with the algebra model results and the experiment results. The results show that it is necessary to make some improvements on the C-S turbulent model in the original form, including using direction flow displacement thickness to replace 3D displacement thickness and considering surface flow angle in definition of outer layer viscous coefficient, and the pressure gradient effects and the transverse/longitudinal viscosities ratio should be considered in definition of the inner layer viscous coefficient.

Key words: turbulent model; viscous flow; boundary layer calculation; boundary layer separation; wing