

文章编号:1000-8055(2011)04-0860-07

非线性 EASM 在激波与湍流边界层 相互作用中的数值应用

赵慧勇^{1,2}, 雷 波¹, 乐嘉陵²

(1. 西南交通大学 牵引动力国家重点实验室, 成都 610031;

2. 中国空气动力研究与发展中心 计算空气动力研究所, 四川 绵阳 621000)

摘 要: 采用基于 $k-\omega$ 湍流模型的非线性显式代数应力模型(EASM)对超燃冲压发动机常用的超声速凹槽、压缩拐角和侧壁压缩进气道简化模型的激波与湍流边界层的相互作用进行了计算, 主要研究了 EASM 模型对壁面压强、摩阻、Stanton 数和壁面摩擦力线的计算精度, 计算结果与 SST (shear stress transport) 模型进行了比较. EASM 模型对壁面压强、摩阻和 Stanton 数的计算精度较高, 值得进一步推广应用. 在壁面热流和摩擦力线的计算中 EASM 模型比 SST 模型的精度更高.

关 键 词: 进气道; 计算流体力学; 激波; 边界层; 湍流模型; Stanton 数

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Numerical application of nonlinear EASM model to the interaction between shock waves/turbulent boundary layer

ZHAO Hui-yong^{1,2}, LEI Bo¹, LE Jia-ling²

(1. Traction Power State Key Laboratory of Southwest Jiaotong University,
Chengdu 610031, China;

2. Computational Aerodynamics Institute,
China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China)

Abstract: The nonlinear explicit algebraic stress model (EASM) in $k-\omega$ form was used to compute the interaction between shock wave and turbulent boundary layer of supersonic cavity, compression corner and simplified model of side-compression inlet which are usually used in scramjet engine. The main focus was computational resolution of EASM model on wall pressure, friction, Stanton number and skin friction lines. The computational results of EASM model were compared with those of SST (shear stress transport) model. EASM model has better computational resolution on wall pressure, friction and Stanton number so that it can be generalized. EASM model is better than SST model in computation of Stanton number and skin friction lines.

Key words: inlets; computational fluid dynamics; shock waves; boundary layer; turbulence models; Stanton number

超燃冲压发动机中的主要部件进气道和凹槽都含有激波与湍流边界层的相互作用问题. 这种

相互作用降低了进气道效率, 甚至还可能导致进气道的不起动. 同时在进气道壁面的局部区域产

收稿日期:2010-03-22; 修订日期:2010-12-30

基金项目:国家高技术研究发展计划(2006AA1149)

作者简介:赵慧勇(1972—),男,云南昆明人,副研究员,博士,主要从事超燃冲压发动机,高速列车方面研究.

生很大的热传导通量,因此,对热防护提出了更高的要求。

湍流模型对激波与湍流边界层相互作用的准确模拟起到了重要作用,工程中的许多湍流模型(如 SST(shear stress transport)模型等)是线性涡黏性模型,它们多采用 Boussinesq 假设把雷诺应力项通过各向同性的涡黏性系数与平均应变率联系起来,但是 Boussinesq 假设没有考虑 Reynolds 应力的各向异性。代数应力模型保持了全 Reynolds 应力方程的压力-应变率的协变关系,允许 Reynolds 应力的各向异性。其中,显式代数应力模型(EASM)由于计算量只比采用线性涡黏性假设的双方程湍流模型稍大一些特别引人注目。EASM 模型有很多种,特别是 2003 年 Rumsey 和 Gatski 提出的基于 $k-\omega$ 模型的 EASM 模型^[1]由于计算量小,精度较高比较突出。美国航空航天局(NASA)的 CFL(Computational Fluid Laboratory)3D 软件和美国空军的 WIND 软件都采用了这种模型。

理论上,EASM 模型优于线性涡黏性模型。国内外有不少报告证实了 EASM 模型的优越性。例如:Baurle^[2]计算方管流动时发现,线性涡黏性模型高估了边界层的生长,在管道的后半段得到了更大的总压损失。而 EASM $k-\omega$ 模型准确地模拟了总压损失;但是也有报告指出 EASM 模型没有突出的优点,甚至还不如线性涡黏性模型。例如:Kral^[3]指出 EASM 并没有取得比较大的进步,而且需要对它们的适用范围进行深入的研究。更有甚者,Georgiadis 等^[4]利用美国空军的 WIND 软件,在计算一系列共轴射流问题时发现 EASM 模型比 SST 和 $k-\epsilon$ 模型都要差。文献[5]采用包括 EASM $k-\omega$ 模型^[1]的五种湍流模型对非对称交叉激波与湍流边界层的相互作用时表明:与线性湍流模型相比,非线性 EASM 模型除了在网格收敛性方面表现好些外,没有显示出特别的优势。

限于笔者的了解,国内把 EASM $k-\omega$ 模型^[1]应用到超燃冲压发动机部件的流场计算中还比较少。虽然文献[5]用 EASM 模型对非对称交叉激波与湍流边界层的相互作用进行过计算,但是该算例的相互作用是中等相互作用,还不是强相互作用。本文针对超燃冲压发动机常用的凹槽、轴对称压缩拐角和侧壁压缩进气道简化模型,运用 EASM $k-\omega$ 模型分别进行了数值模拟,计算结果与试验值进行了详细的比较,主要考察 EASM 模

型对壁面压强、摩阻和热流的计算精度。其中的侧壁压缩进气道简化模型是激波与湍流边界层的强相互作用。同时为了和线性湍流模型进行比较,本文还采用流行的 SST 模型^[6]进行了计算,比较了两种湍流模型计算结果的差异。计算结果表明:对于激波与湍流边界层强相互作用的流动,非线性 EASM 模型对激波与湍流边界层相互作用的壁面压强、摩阻和热流的计算精度较高,与 SST 模型的计算精度大致相当,值得进一步推广应用。

1 计算方法

本文采用的计算软件为课题组自主开发的 AHL3D 软件。该软件原来的湍流模型都是线性的,本文加入了非线性的 EASM $k-\omega$ 模型。在本文的所有算例中,控制方程均为 Favre 平均的 Navier-Stokes(N-S)方程,无黏通量采用基于三阶 MUSCL(monotonic upwind scheme for conservation laws)插值的 AUSMPW+(advection upstream splitting method by pressure-based weight+)函数,黏性通量采用 Gauss 定理计算,时间推进采用隐式 LU-SGS(lower upper symmetric Gauss-Seidel)。

EASM $k-\omega$ 模型的控制方程为^[1]

$$\frac{D}{Dt} \begin{bmatrix} \rho k \\ \rho \omega \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial x_i} \begin{bmatrix} \mu_k \frac{\partial k}{\partial x_i} \\ \mu_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} P_k - \beta_k \rho \omega k \\ P_\omega - \beta_\omega \rho \omega^2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中 $P_k = 2\mu_t \eta^2$ 和 $P_\omega = \alpha_\omega \left(\frac{\omega}{k} \right) P_k$ 是生成项, P_k

中的 $\eta^2 = S_{i,j} S_{i,j}$, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ 。

$D_k = \beta_k \rho \omega k$ 和 $D_\omega = \beta_\omega \rho \omega^2$ 是破坏项。 $\mu_k = \mu + \mu_t / \sigma_k$, $\mu_\omega = \mu + \mu_t / \sigma_\omega$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\omega = \frac{\kappa^2}{\sqrt{c_\mu}(\beta_\omega - \alpha_\omega)}$ 。这里的系数为: $\kappa = 0.41$, $\beta_\omega = 0.83$, $c_\mu = 0.0895$, $\alpha_\omega = 0.53$ 。

$$\beta_k = \begin{cases} \frac{1+680x_k^2}{1+400x_k^2} & \text{if } (x_k > 0) \\ 1 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

式(2)中的 $x_k = \frac{c_\mu^2}{\omega^3} \left(\frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right)$ 。

EASM $k-\omega$ 模型的涡黏性系数的公式为

$$\mu_t = -\rho k \alpha_1 = \rho k \left(-\frac{\alpha_1}{\tau} \right) \tau \quad (3)$$

其中 $\tau = \frac{1}{\omega}$ 。至于 $\frac{\alpha_1}{\tau}$, 可以对流场中的每一个网格求解下面的一元三次方程得到:

$$\left(\frac{\alpha_1}{\tau}\right)^3 + p\left(\frac{\alpha_1}{\tau}\right)^2 + q\left(\frac{\alpha_1}{\tau}\right) + r = 0 \quad (4)$$

$$p = -\frac{\gamma_1^*}{\eta^2 \tau^2 \gamma_0^*}, \quad r = \frac{\gamma_1^* a_1}{(2\eta^2 \tau^2 \gamma_0^*)^2} \quad (5)$$

$$q = \frac{1}{(2\eta^2 \tau^2 \gamma_0^*)^2} (\gamma_1^{*2} - 2\eta^2 \tau^2 \gamma_0^* a_1 - \frac{2}{3} \eta^2 \tau^2 a_3^2 + 2R^2 \eta^2 \tau^2 a_2^2) \quad (6)$$

式(6)中的

$$R^2 = \frac{\Omega^2}{S^2}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

$$a_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} - c_2 \right), \quad a_2 = \frac{1}{2} (2 - c_4)$$

$$a_3 = \frac{1}{2} (2 - c_3), \quad a_4 = \frac{\tau}{\gamma_1^* - 2\gamma_0^* \left(\frac{\alpha_1}{\tau} \right) \eta^2 \tau^2}$$

$$\gamma_0^* = \frac{C_1^1}{2}, \quad \gamma_1^* = \frac{C_1^0}{2} + \frac{C_{e2} - C_{e1}}{C_{e1} - 1}.$$

这里的系数为

$$C_{e1} = 1.44, C_{e2} = 1.83, C_1^0 = 3.4, C_1^1 = 1.8,$$

$$C_2 = 0.36, C_3 = 1.25, C_4 = 0.4.$$

采用 EASM $k-\omega$ 模型封闭雷诺平均的 N-S 方程,需要在雷诺应力的表达式中增加非线性项,在能量方程中还要加入一项偏导数项.具体表达式可以参见文献[1].

EASM 模型与 N-S 方程采用解耦求解方法,它的计算方法与 N-S 方程相同.

2 算例验证

为了验证 EASM 模型的计算精度,本文选择了超燃冲压发动机常用的凹槽和压缩拐角算例开展了计算.同时本文还采用常用的 SST 模型进行了计算以方便比较.

超声速凹槽的计算模型取自 Settles 等人^[7]的试验模型(参见图1).试验是在 Princeton 大学的 $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ 的高雷诺数风洞里进行的.来流条件:马赫数为 2.92,压强为 21 189 Pa,温度为 95.37 K,壁面为绝热无滑移壁边界.从图2可以看出,在凹槽内出现了一个顺时针旋转的大涡和一个逆时针旋转的小涡.大涡与凹槽一样高.从图3可以看出,EASM 模型的壁面压强与试验吻合较好,摩阻与试验定性吻合,只是在 0.15 m 后比试验值偏低一些.EASM 模型与 SST 模型计算的压强完全一致,但是摩阻在分离区再附以后比 SST 模型稍偏高,这说明 EASM 模型对于大分离区的处理还有待提高.

轴对称空心圆柱的试验模型(参见图4)来自

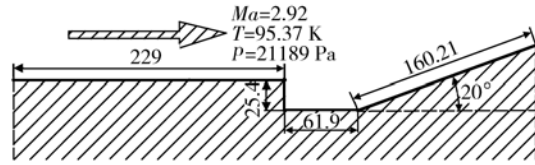


图1 超声速凹槽模型示意图(单位:mm)

Fig. 1 Schematic diagram of supersonic cavity (unit:mm)

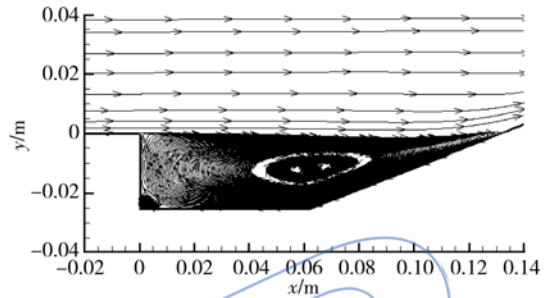


图2 EASM 模型超声速凹槽壁面流线分布

Fig. 2 Streamlines of supersonic cavity of EASM model

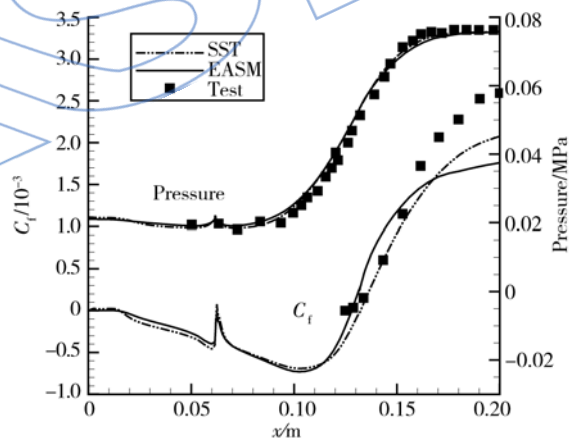


图3 超声速凹槽壁面压强和摩阻系数分布

Fig. 3 Wall pressure and friction coefficient distribution of supersonic cavity

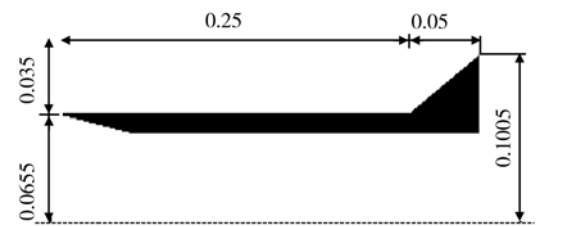


图4 轴对称空心圆柱模型示意图(单位:m)

Fig. 4 Schematic diagram of axisymmetric hollow cylinder (unit:m)

AGARD-FDP 第 18 工作组的验证算例^[8]. 来流条件:马赫数为 5,总温为 500 K,总压为 3.5 MPa,壁面为无滑移等温壁,壁面温度为 300 K. 试验结果表明,转捩位置在 $x=0.125$ m 处. 从图 5~6 可以看出,在转捩位置前后,壁面压强基本保持不变,但是 Stanton 数(以下简称 St)有明显的增加. 由于在拐角处出现了分离区,因此压强在 0.25 m 拐角处前就出现了一个鼓包式的增加. 对于壁面压强和 St ,EASM 模型的计算结果都与试验吻合很好. EASM 模型壁面压强和 St 的峰值都比 SST 模型要大一些,更接近试验值. 总的来看,EASM 模型稍优于 SST 模型.

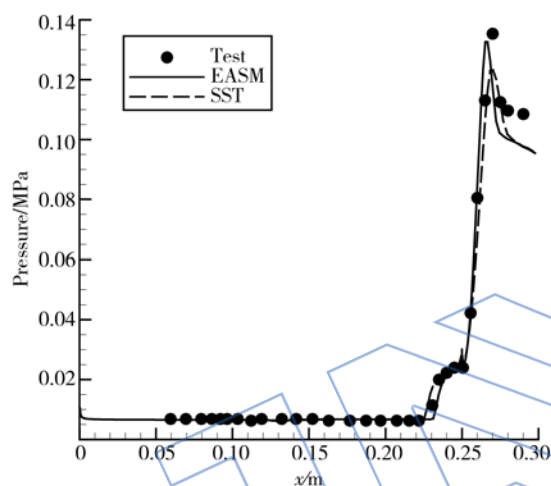


图 5 轴对称空心圆柱壁面压强分布

Fig. 5 Wall pressure distribution of axisymmetric hollow cylinder

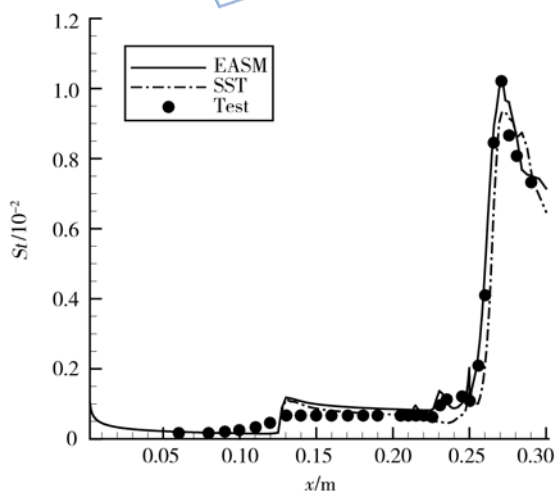


图 6 轴对称空心圆柱壁面 Stanton 数分布

Fig. 6 Stanton number distribution of axisymmetric hollow cylinder

3 对称激波与边界层的相互作用

超燃冲压发动机侧压式进气道在超燃冲压发动机的研究中备受重视,这种进气道的计算已经有很多研究了. 然而,由于缺乏壁面热流的试验数据,计算结果大多只是与试验的壁面压强进行了比较,很少对壁面的热流进行考核. 俄罗斯学者 Zheltovodov 等^[9]的对称鳍试验是侧压式进气道的一个很好的简化外形,提供了详细的壁面试验数据. 他把 $15^\circ \times 15^\circ$ 对称鳍(即两个鳍的角度都是 15°)称为强相互作用,其计算模型参见图 7. 对称鳍安放在一块平板上,鳍的前端距平板前缘 210 mm,鳍高 100 mm. 图中标号为 A, B 和 C 的虚线是试验测量的三个横截面的位置. 试验测量了壁面的压强、 St 分布和油流图^[1]. St 的计算方法参见文献[5].

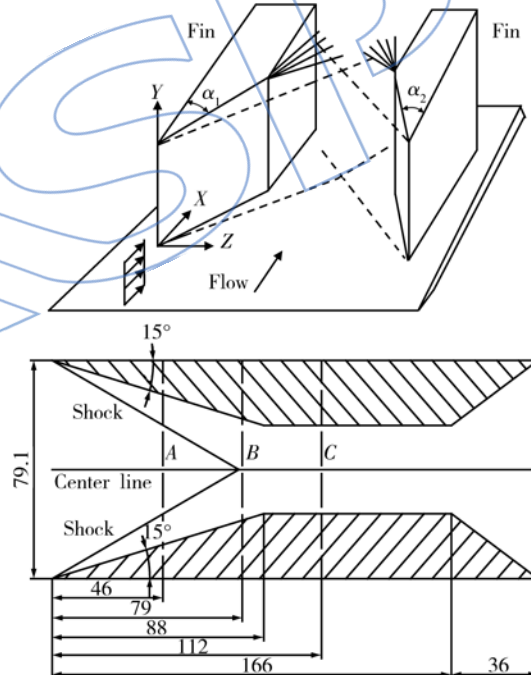


图 7 对称交叉激波模型示意图(单位:mm)

Fig. 7 Schematic diagram of crossing-shock waves model (unit:mm)

模型的来流条件:马赫数为 4,压强为 9780.3 Pa,温度为 61.9 K,壁面温度为 270 K. 在鳍前缘 14 mm 处的边界层厚度为 3.5 mm. 试验证实鳍前缘 14 mm 处的边界层已经是湍流边界层.

计算网格总数约为 237 万,网格在壁面附近进行了指数加密,壁面第一层网格的 y^+ 约为 1.

根据无黏斜激波关系式,从鳍前端发出的斜激波的激波角为 27° ,两道斜激波在中心线 77 mm

处相交,但是从图8可以看出,在中心线的40 mm处,压强就开始上升,这说明边界层在40 mm处就发生分离,导致压强上升.同时 St 先下降后上升.从两道斜激波相交的77 mm后,压强进一步上升, St 也急剧增加.压强在103 mm处达到了峰值0.11 MPa,而 St 在108 mm处达到峰值0.036.压强在135 mm处进入波谷,随后逐渐增加; St 在150 mm处进入波谷,随后逐渐增加.在三个横截面位置, St 从斜激波交汇前的中间低,两边高,逐渐发展为M型分布,中间出现了两个波峰,一个波谷. St 最大的峰值0.0045在 $x=112$ mm, $y=5$ mm处.压强从激波前的两边高,中间低,逐渐发展为中间高、两边低.压强的最大值在 $x=112$ mm的中心,达到0.1 MPa.

因此,两道斜激波相交后的区域的压强和热传导都比较高,从壁面中心线的分布看,压强的最大值比 St 的最大值要靠前一些.从 Y 方向看,压强的峰值出现在中心线上,而 St 的峰值出现在中心线附近5 mm处.由于压强和 St 的峰值位置是不一样的,侧壁压缩的进气道的设计需要考虑这个因素.

与试验相比,三个横截面底面的压强吻合较好,中心线上的压强在60~110 mm处比试验稍高10 000 Pa,其他地方吻合较好. St 的分布在交叉激波相交前与试验吻合较好,在相交后,与试验差别较大,EASM模型的计算结果在中心线上最高达到试验值的2倍.

计算对 St 的高估的原因还不太清楚.经过分析可能是由于①流场存在非定常流动,而定常计算不能反映这种现象;②计算流场存在湍流的间歇性,不完全是湍流流场.笔者最近采用非定常计算方法对这个问题进行了计算,但是没有发现有任何改善,因此很有可能是第二个原因.虽然来流经试验证实是湍流,但是有可能在局部区域又变成层流.而湍流的热传导是层流的3倍左右,因此需要采用考虑间歇性的湍流模型来计算.

SST模型和EASM模型相比,在中心线上,两者的壁面压强基本相同,只是SST模型在0.138 m附近有一个小的凸起,而EASM模型却没有. St 的分布差别较大.EASM模型的 St 最大是试验的2倍,而SST模型则是2.5倍.更接近试验值.从横截面的压强分布上来看,EASM模型和SST模型在前两个横截面上几乎完全相同,在 $x=112$ mm横截面上,两种模型在 $y=0.010\sim 0.015$ m之间有差别,SST模型有一个凸起,而

EASM模型却没有.从横截面的 St 分布上来看,EASM模型的 St 低于SST模型,更接近试验值.综合来看,两种湍流模型相差不大,都与试验值有较大差别.

图8~图10还比较了法国的Thivet等^[10]采用Wilcox的 $k-\omega$ 湍流模型计算的结果.对于壁面压强,他的计算结果除了在 $x=112$ mm横截面上优于本文的EASM模型外,在其他地方两者基本相同;对于 St ,本文的EASM模型和SST模型的计算结果优于Thivet的结果,更接近试验结果.

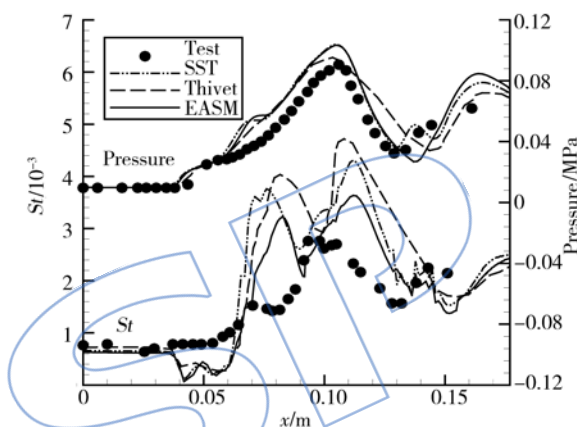


图8 中心线壁面压强和热传导分布

Fig. 8 Pressure and heat-transfer coefficient on the bottom wall along the center line

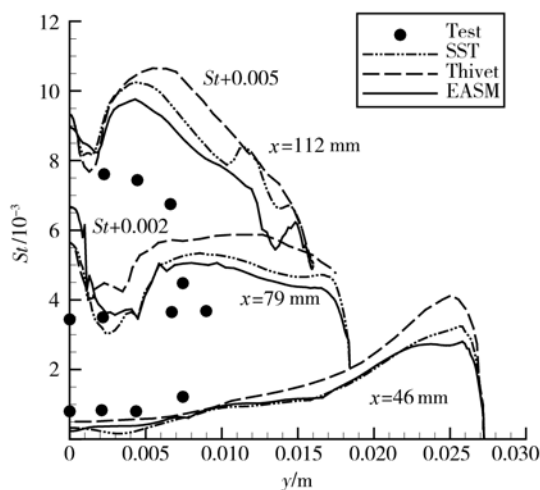


图9 三个横截面壁面 St 的分布

Fig. 9 Stanton number on the bottom wall of three cross-sections

图11是Zheltovodov等^[9]从油流图得到的地板摩擦力线分布.其中 U 代表来流, S_1 和 S_2 代表一次分离线, S_3 和 S_4 代表二次分离线, S_7 和 S_8 代表三次分离线. R_2 和 R_3 代表再附线.再附

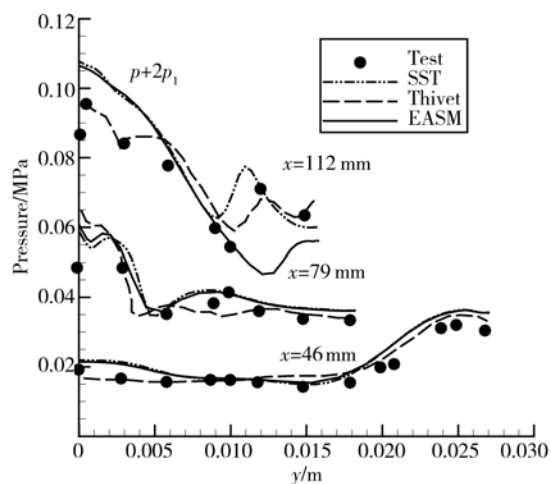


图 10 3 个横截面壁面压强分布的比较
(p_1 是来流压强)

Fig. 10 Pressure on the bottom wall of three cross-sections (p_1 is the pressure of free stream)

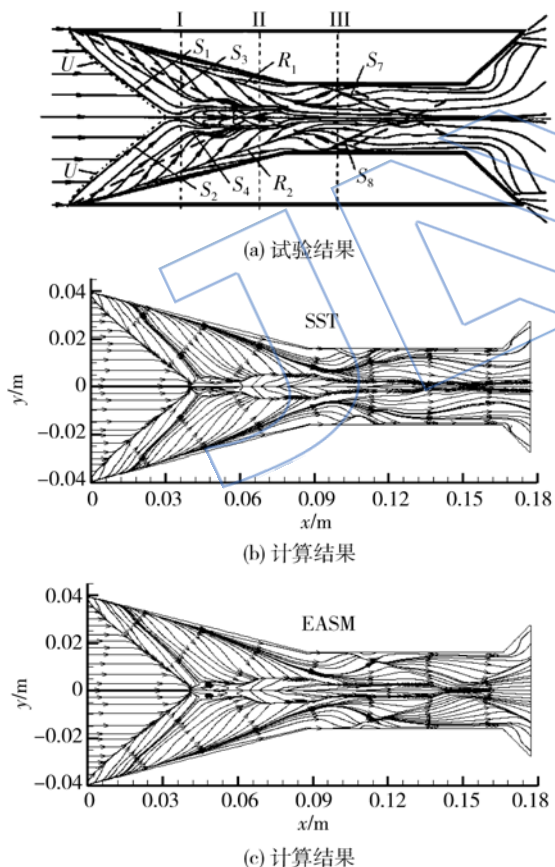


图 11 $15^\circ \times 15^\circ$ 对称鳍底板的摩擦力线图

Fig. 11 Skin-friction lines on bottom wall for $15^\circ \times 15^\circ$ double sharp fins

线是高热传导和高摩阻的地方。从图中可以看出,与试验结果相比,一次分离线和再附线都比较清楚,与试验吻合很好。二次分离线有点模糊。中心

分离区的宽度比试验稍宽一些。两道斜激波相交后的鞍点后立即出现了一个比较明显的大分离区。两种湍流模型的摩擦力线比较一致, EASM 模型的三次分离线比 SST 模型要清楚一些。这说明 EASM 模型的流场分辨率更高一些。

4 小 结

激波与湍流边界层的相互作用是超燃冲压发动机计算的关键问题,湍流模型对数值计算的精度影响很大。为了研究这类问题,提高计算精度,本文采用非线性的 EASM $k-\omega$ 模型对超燃冲压发动机常用的凹槽、压缩拐角和侧壁压缩进气道简化模型开展了数值计算,计算结果与试验的壁面压强、摩阻、热传导和底板壁面摩擦力线分布等进行了详细的比较,同时与 SST 模型的计算结果进行了比较,得到了以下结论:

- 1) EASM 模型对激波与湍流边界层相互作用的壁面压强、摩阻和热传导的计算精度较高,有较大的工程应用价值,值得进一步推广应用。
- 2) 对于激波与湍流边界层之间的强相互作用,非线性 EASM 模型的 SST 模型的计算精度大致相当。两种湍流模型都与试验结果还有差距,还需要进一步的改进和完善。
- 3) 针对在对称交叉激波的计算中, St 比试验偏高的问题,准备在下一步的工作中采用带间歇性的湍流模型或者 LES (large eddy simulation) 模拟来计算这个问题。目前国内外都有学者提出过带间歇性的湍流模型^[11], 预计可以有效地减低壁面热流。

参考文献:

- [1] Rumsey C L, Gatski T B. Summary of EASM turbulence models in CFL3D with validation test cases[R]. NASA TM 2003-212431, 2003.
- [2] Baurle R A. Modeling of high speed reacting flows: established practices and future challenges[R]. AIAA Paper 2004-0267, 2004.
- [3] Kral L D. Recent experience with different turbulence models applied to the calculation of flow over aircraft components[J]. Progress in Aerospace Sciences, 1998, 34(7): 481-541.
- [4] Georgiadis N J, Papamoschou D. Computational investigation of high-speed dual-stream jets[R]. AIAA Paper 2003-3311, 2003.
- [5] 赵慧勇, 雷波, 乐嘉陵. 非对称交叉激波和湍流边界层相互作用的数值研究[J]. 航空动力学报, 2009, 24(10): 2183-2188.

- ZHAO Huiyong, LEI Bo, LE Jialing. Numerical investigation of interaction between asymmetric crossing shock waves/turbulence boundary layer[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(10): 2183-2188. (in Chinese)
- [6] Menter F R. Zonal two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows[R]. AIAA Paper 93-2906, 1993.
- [7] Settles G S, Williams D R, Baca B K, et al. Reattachment of a compressible turbulent free shear layer[J]. AIAA Journal, 1982, 20(1): 60-67.
- [8] Delery J, Panaras A G. Shock-wave/boundary layer interactions in high Mach number flows; in hypersonic experimental and computational capability, improvement and validation, volume 1[R]. AGARD AR 319, 1996.
- [9] Zheltovodov A A, Maksimov A I, Schulein E, et al. Experimental and computational studies of crossing-shock-wave/turbulence-boundary-layer interaction[R]. Proceedings of International Conference RDAMM-2001, 2001, 6(2): 153-162.
- [10] Thivet F, Knight D D, Zheltovodov A A, et al. Some insights in turbulence modeling for crossing-shock-wave/boundary-layer interactions[R]. AIAA Paper 2000-0131, 2000.
- [11] Langtry R B, Menter F R. Correlation-based transition modeling for unstructured parallelized computational fluid dynamics codes [J]. AIAA Journal, 2009, 47(12): 2894-2906.
- [12] WANG Liang, FU Song. Modeling flow transition in a hypersonic boundary layer with Reynolds-averaged Navier-Stokes approach[J]. Science in China, Series G: Physics, Mechanics and Astronomy, 2009, 52(5): 768-774.