

不同流态对高超声速飞行器热流的影响

雷麦芳, 李维东, 王发民

中国科学院力学研究所, 高温气体动力学国家重点实验室(筹), 北京海淀区 100190

摘要: 近空间高超声速巡航飞行, 面临高升阻比复杂布局和长时间中低热流的气动热环境。飞行器周围流场中激波边界层干扰等复杂的流动现象, 以及层流、转捩区和完全发展湍流等不同流态对气动热特性的影响, 是一个很重要的工程科学问题。本文探讨了不同流态对气动加热的影响规律, 建立了不同流态热流计算模型和数值求解方法。通过典型布局气动热实验结果的对比, 说明模型是合理的。

关键词 气动加热, 湍流模型, 高超声速

引言

飞行器高超声速飞行时, 由于激波压缩或粘性阻滞而减速, 其动能大部分转化为分子随机运动的能量, 致使温度急剧增加, 存在剧烈的气动加热。不仅对结构、强度、载荷、飞行器内设备造成很大威胁, 甚至会造成烧蚀、烧毁, 导致飞行失败。由于气动热防护不足而引起事故层出不穷, 美国的哥伦比亚号航天飞机和印度的“烈火”-3 导弹的失败都与之相关。

高超声速巡航飞行器前体必须为发动机提供高温高压均匀来流, 前体的流动特性和预压缩功能直接影响进气道的启动特性及发动机总体性能。前体边界层流态包括层流、转捩和湍流, 正确判断转捩区的位置和区域对精确预估摩擦阻力和表面气动热有着重要的意义。采用雷诺平均 NS 方程计算包括层流、转捩和湍流的流动, 需要在完全层流区抑制湍流, 而在转捩区逐渐引入湍流对流场的影响。

由于湍流是流体微团的不规则运动, 湍流运动产生的质量、动量和能量的输运将远远大于分子热运动产生的宏观输运, 同时湍流脉动导致附加的能量耗散, 引起气动加热和摩阻增加; 另外, 湍流对流场中速度和温度等参数的分布有重要影响, 而且, 在高超声速流动中普遍存在激波与湍流边界层相互作用、激波诱导边界层分离与再附等非常复杂的现象, 湍流计算对准确预估气动加热及摩阻非常重要。

目前湍流数值模拟一般有三种方法: 直接数值模拟方法 (DNS), 大涡模拟方法 (LES), 雷诺平均方法 (RANS)。前两种方法只限于求解一些低雷诺数和马赫数小于 5 的简单流动。由于雷诺平均方法只计算大尺度平均流动, 所有湍流脉动对平均流动的作用均用模型假设封闭, 使计算量大为减少, 因此在工程湍流问题上得到了广泛的应用。按照对雷诺应力的不同模化方式, 雷诺平均方法又可分为两类: 一类是以 Boussinesq 涡粘性为基础的涡粘性模型, 包括零方程模型、一方程模型和两方程模型; 另一类是雷诺应力模型, 包括雷诺应力输运模型 (二阶矩模型) 和代数应力模型。

转捩区是流动脉动量重组、演化最复杂的过程, 其物理内涵还存在许多未解之谜。从解决工程问题考虑, 基于大量的实验数据库和经验, 国外许多研究者提出了一些模拟转捩流动的转捩模型, 如 Mayle 的转捩模拟模型等, 为工程中转捩过程的模拟提供了可用的手段。

高超声速气动热的数值模拟一直是 CFD 研究的难点问题, 气动加热是由流体粘性起主导作用的物理现象, 在计算中受数值格式、网格分布、湍流模型、收敛过程甚至热流的后处理计算等各方面因素的影响, 多种因素之间的交错影响决定了热流计算的复杂性。

1 不同流态热流数值计算

用数值模拟方法对复杂外形流场的热流计算大多基于层流或湍流假设。转捩区是流动脉

动量重组、演化最复杂的过程，其物理内涵还存在许多未解之谜，对于包括转捩区复杂外形表面热流的数值模拟存在一定的困难。根据工程需要，基于布辛涅斯克(Boussinesq)湍流涡粘性假设，发展了一些较为成熟的湍流模型，如 Baldwin-Lomax 代数模型、单方程 Spalart-Allmaras 模型、两方程 $k-\varepsilon$ 和 $k-\omega$ 模型。

对于转捩区的建模和数值模拟，基于大量的实验数据库和经验，研究人员提出了应用于工程的描述转捩区物理量的转捩模型。虽然这些模型都是在某些特定的实验条件下得出的经验公式，对于许多流动条件有局限性，但在工程应用上取得了满足工程需求的转捩过程预测结果。

1.1 湍流模型

雷诺平均在流体运动方程中引入新的附加项，即雷诺应力，使原本封闭的 N-S 方程不封闭，依据布辛涅斯克(Boussinesq)的涡粘性假设给定雷诺应力模型可使方程封闭。根据气体动力学的动能理论，涡粘性与速度尺度 q 和长度尺度 l 的乘积成比例，即：

$$\mu_T \sim \rho q l \quad (1)$$

不同湍流模型的差别在于如何确定速度尺度 q 和长度尺度 l 。这里采用 Launder 和 Spalding 提出的标准 $k-\varepsilon$ 模型。

对于高超声速巡航飞行器这样的复杂布局，在近壁区粘性效应对湍流起主导作用。通过分析平板边界层的动量方程和湍流方程，并假设指数率速度分布，用半经验公式将湍流的生成 k 和耗散 ε 与摩擦速度 u_T 联系起来，则：

$$k = u_T^2 / \sqrt{C_\mu} \quad (2)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / ky \quad (3)$$

壁面和第一网格点间的速度分布遵循以下法则：

$$u^+ = y^+ \quad y^+ < 11.5 \quad (4)$$

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln(Ey^+) \quad y^+ > 11.5 \quad (5)$$

壁面剪应力根据第一网格点 y 和 u 迭代计算，式中的常数取值为： $E=9.0$ ， $k=0.41$ 。同样，可以获得壁面湍流热流，假定温度边界层和速度边界层雷诺相似，则：

$$T^+ = \left(\frac{T_w - T \rho C_p u_T}{q_w} \right) \quad (6)$$

式中 T 和 T_w 分别为第一单元温度和壁面温度， C_p 为气体热容， q_w 为湍流壁面热流。

$$T^+ = Pr_T y^+ \quad y^+ < y_l^+ \quad (7)$$

$$T^+ = \frac{Pr_T}{k} \ln y^+ + A(Pr_T) \quad y^+ > y_l^+ \quad (8)$$

式中 Pr_T 为湍流普朗特数， $A(Pr_T) = 13 Pr_T^{2/3} - 7$ 当 $Pr_T \geq 0.7$ 有效。

1.2 转捩间歇因子模型

根据布辛涅斯克湍流涡粘性假设，有效湍流涡粘性系数定义为： $\tilde{\mu}_T = \Omega \mu_T$ ，其中 Ω 为转捩间歇因子，是湍流出现的时间在全部时间中所占的百分比。在完全层流区 $\Omega=0$ ；在完全湍流区 $\Omega=1$ ；在转捩区 $0 < \Omega < 1$ 。

本文采用 Mayle 给出的代数型转捩间歇因子模型，

$$\Omega = \begin{cases} 1 - \exp\left[-\left(\frac{x-x_t}{\theta}\right)^2 \hat{n} Re_\theta^2\right] & x \geq x_t \\ 0 & x < x_t \end{cases} \quad (9)$$

其中， $\hat{n} = 1.25 \times 10^{-11} Tu^{7/4}$ ， Tu 为来流湍流度； θ 为动量边界层厚度； Re_θ 是动量厚度雷诺数， $Re_\theta = \rho_\infty U_\infty \theta / \mu_\infty$ 。

流动转捩区域的预估采用经验公式，当地转捩雷诺数 Re_{x_t} 与当地边界层外缘马赫数 Me 的函数关系式如下：

$$\log(Re_{x_t}) = 6.421 \cdot \exp(1.209 \times 10^{-4} Me^{2.641}) \quad (10)$$

对于有后掠构型的流动，对上述转捩关系进行修正，以 δ 表示前缘后掠角，则修正后的转捩 Re 数为：

$$\frac{(Re_{Tr})_\delta}{Re_{Tr}} = 0.787(\cos \delta)^{4.346} - 0.7221e^{-0.0991\delta} + 0.9464 \quad (11)$$

转捩起点与前缘的距离 x_s 由修正后的雷诺数 $(Re_{Tr})_\delta$ 得到。转捩终点到前缘的距离 x_e 为：

$$x_e = x_s \left[1 + 5(Re_{x_s})_\delta^{-0.2} \right] \quad (12)$$

1.3 计算技术

积分形式的 N-S 方程：

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho d\Omega + \oint_{\Gamma} \rho \vec{q} \cdot d\vec{S} &= 0 \\ \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{q} d\Omega + \oint_{\Gamma} \rho \vec{q} (\vec{q} \cdot d\vec{S}) &= \oint_{\Gamma} \vec{\tau}_n \cdot d\vec{S} \\ \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} e d\Omega + \oint_{\Gamma} e (\vec{q} \cdot d\vec{S}) &= \oint_{\Gamma} \vec{\tau}_n \cdot d\vec{S} + \oint_{\Gamma} C \frac{\partial}{\partial n} (p/\rho) d\vec{S} \\ p &= (\gamma - 1) \left(e - \frac{1}{2} \rho q^2 \right) \\ [\tau] &= - \left(p + \frac{2}{3} \mu \operatorname{div}(\vec{q}) \right) [I] + \mu [\varepsilon] \end{aligned} \quad (13)$$

这里, $\vec{q} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$, Γ 为控制体 Ω 的边界曲面, $C = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{\mu}{p_r}$, $p_r = \frac{\mu C_p}{k_\lambda}$, $\vec{\tau}_n$ 为微元面积 $d\vec{S}$ 上的单位面积上的应力, $[\varepsilon]$ 为应变张量。设 \vec{n} 为积分面外法向单位矢量,

$$\begin{aligned} \vec{n} &= n_x \vec{i} + n_y \vec{j} + n_z \vec{k}, \text{ 则:} \\ [\varepsilon] \cdot \vec{n} &= (\vec{n} \cdot \operatorname{grad} u) \vec{i} + (\vec{n} \cdot \operatorname{grad} v) \vec{j} + (\vec{n} \cdot \operatorname{grad} w) \vec{k} \\ &+ n_x \cdot \operatorname{grad} u + n_y \cdot \operatorname{grad} v + n_z \cdot \operatorname{grad} w \end{aligned} \quad (14)$$

由梯度定义:

$$\operatorname{grad} \phi = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \phi d\vec{S}}{V} \quad (15)$$

可以得六面体小体积单元上梯度的表达式:

$$\operatorname{grad} \phi = \frac{1}{V} \sum_{l=1}^6 \phi_l \vec{S}_l \quad (16)$$

式中 V 为六面体体积, $d\vec{S}$ 是微元面积积分单元, \vec{S}_l 为各面上的面积矢量, ϕ_l 为 ϕ 在 L 上的值, 由 Roe 平均代替, 则:

$$\operatorname{grad} \phi \approx \frac{1}{V} \left[\sum_{l=1}^6 \phi_l S_{lx} \vec{i} + \sum_{l=1}^6 \phi_l S_{ly} \vec{j} + \sum_{l=1}^6 \phi_l S_{lz} \vec{k} \right] \quad (17)$$

用 u, v, w 代替 ϕ 可得:

$$[\varepsilon] \cdot \vec{n} = \mu \frac{\partial \vec{q}}{\partial n} + \mu \cdot \operatorname{grad} q_n \quad (18)$$

考虑 (13) 中 $p + \frac{2}{3} \mu \operatorname{div}(\vec{q})$ 的离散, 要用到散度的定义,

$$\operatorname{div}(\vec{q}) = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint (\vec{n} \cdot \vec{q}) dS}{V} \quad (19)$$

同样应用有限体积近似, 可以得 \vec{q} 散度的近似式:

$$\operatorname{div}(\vec{q}) \approx \frac{1}{V} \sum_{l=1}^6 (\vec{q} \cdot \vec{S}_l) = \frac{1}{V} \sum_{l=1}^6 [u_l S_{lx} + v_l S_{ly} + w_l S_{lz}] \quad (20)$$

积分方程中对于能量方程, 粘性应力单位时间对单元所做的功为:

$$([\varepsilon] \cdot \vec{n}) \cdot \vec{q} = \mu \left[\frac{\partial \vec{q}}{\partial n} + \operatorname{grad} q_n \right] \cdot \vec{q} \quad (21)$$

进入该六面体单元的热量为:

$$C \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{p}{\rho} \right) ds = C \vec{n} \cdot \operatorname{grad} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (22)$$

2 高超声速巡航飞行器气动热数值模拟

2.1 前体/进气道一体化模型

我们采用包括前体外流和发动机内流的内外流一体化流场, 进行不同流态气动热计算。采用分块对接网格技术, 将计算域分解为若干各子区域, 生成高质量的贴体计算网格, 图 1 给出了计算模型, 图 2 给出了前体和发动机对称面网格。在流场梯度大的区域和壁面附近进行网格加密, 且尽可能的保持正交性, 确保边界处理的精度。



图 3.1 计算模型

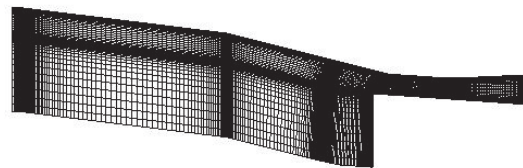


图 3.2 横截面网格

计算条件与实验状态相同, 来流马赫数 $M_\infty = 6.4$, 总压 $P_0 = 5.23 \text{ MPa}$, 总温 $T_0 = 566 \text{ K}$, 壁面温度取为常温 $T_w = 298 \text{ K}$ 。

图 3 给出了前体和发动机内通道横截面压力等值线。可以看出前体两级压缩面产生的激波在外罩唇口之前相交, 经过两级压缩面压缩后的气流进入进气道后由于侧壁压缩的作用继续压缩, 遇到外罩后产生反射激波。

图 4 给出了横截面马赫数分布，进气道、隔离段和燃烧室内均为超音速流动。贴近壁面处马赫数小，从图中可以看出边界层沿流向逐渐增厚。

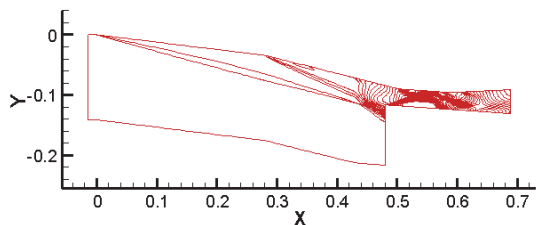


图 3 压力等值线

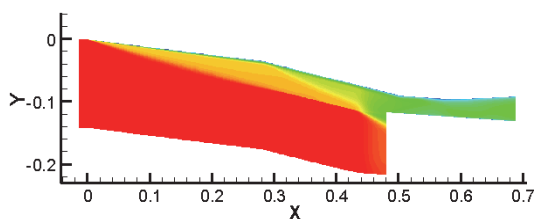


图 4 马赫数云图

图 5 给出了前体压缩面热流分布，其中实线表示 CFD 计算结果，实点为实验测量结果。可以看出边界层在一级压缩面前段处于层流状态，计算结果略高于实验结果。在 185mm 处开始转捩并逐渐过渡为完全湍流状态，在转捩区 CFD 热流值与实验热流值相吻合。在第一、二压缩面的拐角处，经过二级压缩面的进一步压缩，热流值急剧增加，计算值和实验值相符，对激波压缩后表面热流值的捕捉较好。

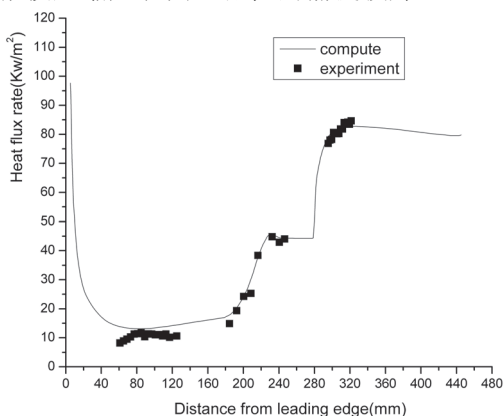


图 5 前体压缩面热流分布

图 6 给出了发动机内通道上表面的热流值，可以看出计算热流值变化的趋势和实验结果基

本相同，各处峰值也基本相同。但由于内通道的流动非常复杂，由于激波/激波、激波/膨胀波、激波/边界层相互作用，热流峰值位置与实验结果有一定的出入，但热流峰值基本符合。

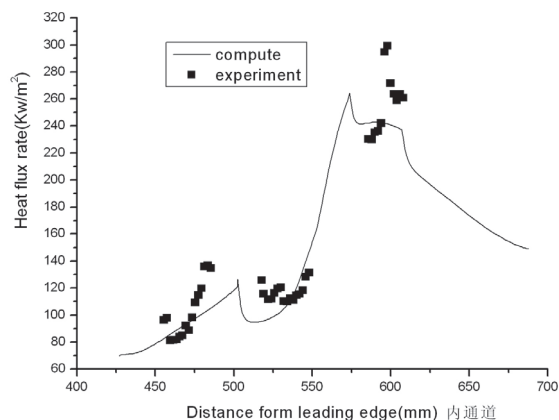


图 6 内通道上壁面对称面热流分布

通过数值计算和测量结果比较，机体前体预压缩面热流的计算值和实验值的最大误差不超过 5%，而内通道内流场比较复杂，第一块测热板最大热流值的相对误差为 8%。

2.2 飞行器巡航状态热流分布

我们选择具有预压缩功能的高升阻比升力体模型，进行高超声速气动热数值模拟。计算的来流条件为：马赫数 $M_\infty=6.5$ ，攻角 $\alpha=0^\circ$ ，总温度 $T_\infty=560K$ ，壁温 $T_w=300K$ ，雷诺数 $Re_\infty=2.25 \times 10^7/m$ 。计算网格如图 7 所示。

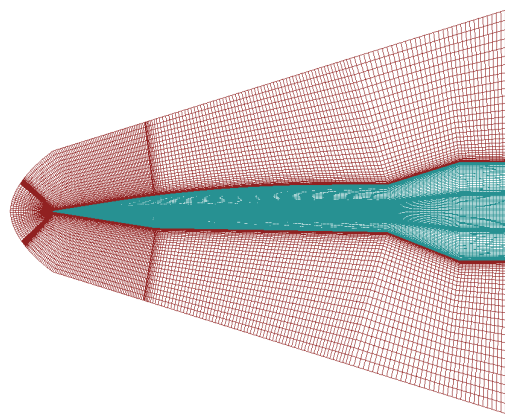


图 7 飞行器的计算网格

图 8(a)~(b)分别为飞行器对称面上的压力、温度等值线图。前体预压缩，产生斜激波，前体下表面压力增加；后体由于突然扩张，产生压缩激波。

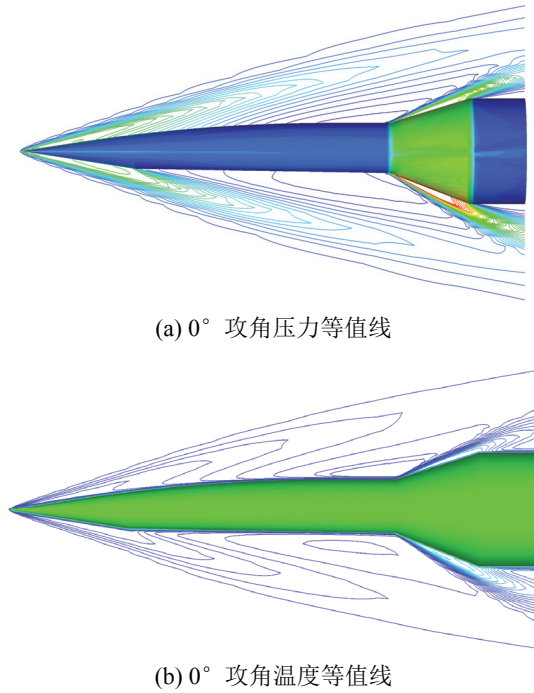


图 8 飞行器对称面上的压力、温度等值线图

图 9 给出了前体下表面中轴线上热流数值计算结果。转捩起始点约在离飞行器最前沿 x/L (L 为飞行器总长) 为 0.12 的位置, 转捩区长度大约为 0.09。计算结果表明高超声速飞行器前体边界层流动由层流向湍流转捩过程中气动加热明显增加, 并且由于在转捩区结束后紧接着进入一个扩张区, 因而高超声速飞行器前体绕流在扩张区进行膨胀, 这使得刚进入完全湍流的边界层流动对壁面的气动加热急剧降低, 壁面热流值从而明显降低。图 10 给出了下表面中轴线热流数值计算结果。

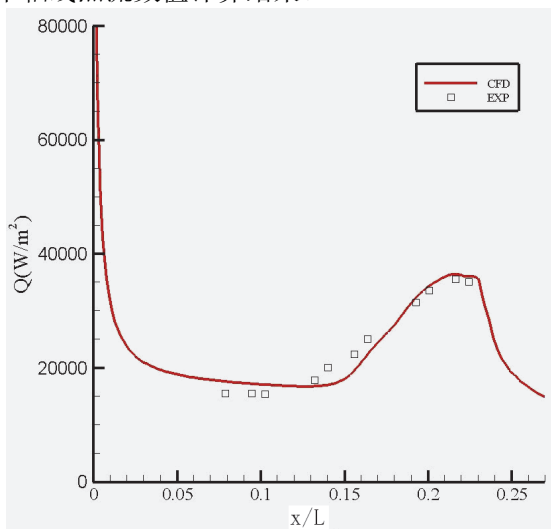


图 9 前体下表面中轴线上热流数分布

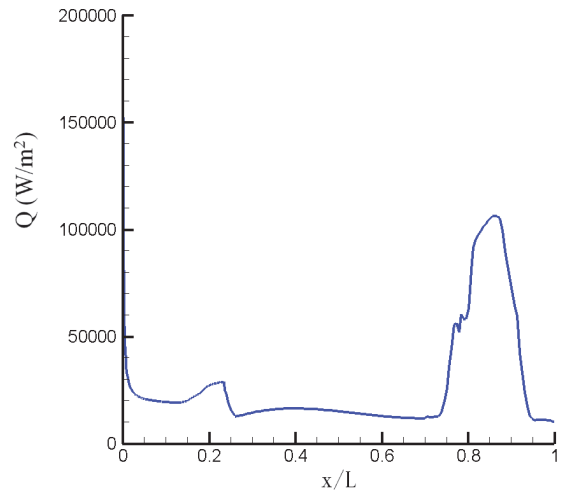


图 10 下表面中轴线热流分布

3 结 论

针对高超声速巡航飞行器的复杂布局和气动热环境, 论文建立了不同流态的热流计算模型, 分析了前体/进气道理论模型和前体预压缩升力体模型在不同流态下的热流分布规律。经过不同湍流模式对热流分布的影响的对比, 采用了修正的 $k-\epsilon$ 湍流模型。对于比较困难的转捩区热流计算, 采用了代数型转捩间歇因子模型。在数值计算上, 根据飞行器复杂布局工程计算的特点, 在粘性项的离散和热流计算上应用了积分的方法, 避免了数值的奇异性。在壁面附近, 采用了工程模型迭代的方法, 减少了网格的依赖性, 并有利于可压缩流动边界层的描述。

参考文献

1. John J.B., Russell M.C. Fifty Years of Hypersonics: Where We've Been, Where We're Going[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2003, 39:511-536
2. Moses P.L., Rausch V.L., Nguyen L.T., et al. NASA Hypersonic Flight Demonstrators – Overview, Status and Future Plans[J]. Acta Astronautica, 2004, 55:619-630
3. Walter C., Scott D.H., Charles E., et al. Aerodynamic Database Development for the Hyper-X Airframe Integrated Scramjet Propulsion Experiments[R]. AIAA Paper 2000-4006, 2000
4. Kim Kyu Hong, Kim Chongam, Rho Oh-Hyun. Method for the Accurate Computations of Hypersonic Flows I: AUSMPW + Scheme[J]. Journal of Computational Physics, 2001, 174: 38-80
5. Turan Coratekin, Jorn van Keuk, Josef Ballmann. Performance of Upwind Schemes and Turbulence Models in Hypersonic Flows[J]. AIAA Journal, 2004, 42(5): 945-957