

Mach 8 的平板可压缩湍流边界层直接数值模拟及分析

梁贤, 李新亮, 傅德薰, 马延文

(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 对来流马赫数等于 8 的平板, 壁温等于 10.03 倍的来流参考温度的可压缩边界层做了直接数值模拟, 计算涵盖了从层流到转捩以及最终的充分发展湍流的全过程. 本文对湍流的统计特征做了详细的分析, 结果表明, 在当前的计算工况下, 湍流边界层核心区平均速度剖面仍然满足对数率, 且卡门常数基本不变; 可压缩效应明显增强, 由于采用近似恢复温度的等温壁条件, 使得近壁区温度较高, 导致当地声速增大, 使得湍流马赫数绝对值较低, 造成内在压缩性效应不强, 与经典强雷诺比拟相比, 除在数量上一些偏差外, 强雷诺比拟关系近似成立, 且 Morkovin 假设依然有效. 在流动结构方面, 扩展自相似性得到验证, 条带结构, 涡等值面等结构得到分析.

关键词 直接数值模拟, 高超声速, 壁湍流, 可压缩, 边界层

引言

高速可压缩边界层机理分析对于发展高超声速飞行器及其相关技术意义重大, 当飞行器做高速飞行时, 边界层会发生转捩, 由层流转变到湍流流动, 这会给飞行器带来两方面的重要变化, 首先是表面摩擦阻力显著增大, 使得总阻力增大 30% 左右, 其次由于气动加热, 飞行器近壁区域的温度会急剧增加, 密度迅速下降, 甚至会出现非平衡效应和化学反应等真实气体效应. 因此, 当前高超声速飞行器设计需要重点考虑边界层的转捩预测, 湍流降热减阻等重要课题, 这些都需要深入认识可压缩边界层的机理.

直接数值模拟 (DNS) 可以提供大量丰富的相对准确的流场信息, 对分析高速可压缩边界层机理非常重要, 依据 DNS 数据, 通过对湍流机理的认识, 人们可以改进工程计算 (RANS, DES) 中采用的湍流模型, 大涡模拟 (LES) 模型等, 最终为工程应用服务. 高马赫数、高雷诺数平板绕流是当前国际上的计算难题之一, 直接数值模拟这类流动问题有助于增进人们对湍流机理的认识, 目前在这方面国际上 Li X.^[1], S. Pirozzoli^[2] 对来流马赫数等于 2.25, 雷诺数等于 635000 的平板做了直接数值模拟并分析了基本的湍流统计特

征. 压缩折角是超燃冲压发动机进气道的典型外形结构, 有重要的应用背景, 是当前的研究热点, Admas^[3] 对马赫数等于 3, Li X.^[4] 对马赫数等于 2.9 的压缩折角做了 DNS 计算并分析了激波边界层干扰, 分离泡运动特征, 激波和分离涡干扰等复杂的流动现象以及湍流统计特. Martin 详细讨论了利用时间发展模式做可压缩湍流 DNS 分析时的初始值和边值设定问题^[5], 并对马赫数等于 5 的平板还做了壁面温度影响的分析^[6], Li X.^[7] 对马赫数等于 6, 雷诺数等于 2000000 的平板做了空间 DNS 分析, 分析了湍能的生成耗散机制, 以及自相似特征, 在这些计算和分析中我们发现, 虽然可压缩效应不断增大, 强雷诺比拟的数量有所改变, 但整体上看, 在马赫数小于 5 时, Morkovin 假设^[8] 依然成立, 马赫数继续增大时, 某些湍流的统计特征不再严格满足经典的 Morkovin 假设, 人们希望这方面的有更多 DNS 和试验验证.

然而, 随着来流马赫数和雷诺数的增大, 这类问题的 DNS 计算难度也急剧增大, 不仅需要发展高效的格式, 而且还要面对计算量成倍增加的困难. 目前, 国际上还很少有对马赫数等于 8 的平板边界层流动的 DNS 数据. 对于高马赫数的情况, 人们期待有更多的 DNS 结果, 从而能验证

Morkovin 假设在多大程度上依然有效, 以及传统上在低马赫数条件成立的湍流统计特征是否在高马赫数情况下依然成立等重要课题. 本文开展了这方面的探索, 对来流马赫数 $Ma_\infty = 8$, 雷诺数 $Re_\infty = 5000000$ 的平板可压缩边界层做了直接数值模拟, 并对湍流的统计特征, 湍动能的生成耗散机制以及自相似性做了分析.

1 数值计算

1.1 控制方程及参数说明

控制方程为笛卡尔直角坐标系下的可压缩 NS 方程, 本文略去书写, 同时约定上标 ‘*’ 表示带量纲的量, 下标 ‘ ∞ ’ 表示自由来流参考量, 下标 ‘ δ ’ 表示边界层外缘参考量, 无量纲量和有量纲量采用相同的符号, 但没有上标 ‘*’. 计算采用无量纲形式, 其中密度 ρ^* 、速度 $V^* = (u^*, v^*, w^*)$ 和温度 T^* 分别采用自由来流密 ρ_∞ 、速度 u_∞ 和温度 T_∞ 无量纲化, 长度 l^* 采用 l_∞ 无量纲化, 压力 p 采用 $\rho_\infty u_\infty^2$ 无量纲化, 因此 $p = \rho T / (\gamma Ma^2)$.

本文对马赫数等于 8 的平板绕流做了直接数值模拟, 具体参数如表 1. 其中以来流参考量和参考长度 l_∞ 定义的雷诺数为 $Re_\infty = \rho_\infty u_\infty l_\infty / \mu_\infty$; 以来流参考量和 $x = 33$ 处 (充分发展湍流区) 的动量厚度 θ 定义的雷诺数为 $Re_\theta = \rho_\infty u_\infty \theta / \mu_\infty$; 以上述位置的动量厚度和壁面摩擦速度 $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \bar{\rho}_w}$ 和粘性 $\bar{\mu}_\tau$ 及密度 $\bar{\rho}_w$ 定义的雷诺数为 $Re_\tau = \bar{\rho}_w u_\tau \theta / \bar{\mu}_\tau$.

表 1. 计算参数.

Ma_∞	Re_∞	T_w / T_∞	Re_θ	Re_τ
8	5×10^6	10.03	37063.3	4815
$Nx \times Ny \times Nz$	$Lx \times Ly \times Lz$	$\Delta x^+ \times \Delta y^+ \times \Delta z^+$		
$12460 \times 100 \times 320$	$39 \times 0.68 \times 0.3$	$12.2 \times 0.96 \times 4.8$		

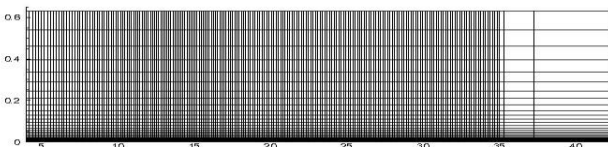


图 1. 计算网格示意.

1.2 网格及数值方法

计算网格如图 1 所示, 在法向采用指数型拉伸, 边界层内分布 70 多个点, 近壁第一个网格点约等于一个壁面尺度, 整个粘性底层大约有 10 个网格点; 流向在 $x < 35$ 的区域内采用均匀网格, 其后区域采用逐渐放大的拉伸网格做缓冲区, 这样可以有效地克服边界出口的数值振荡和反射波. 计算中, 采用 Steger-Warming 方法对流动矢量进行分裂, 且采用 7 阶 WENO 格式进行离散, 粘性项采用 8 阶中心格式, 同时采用三步三阶 TVD 型的 Runge-Kutta 方法进行时间方向的离散和推进, 时间步长等于 0.0001. 计算规模约 4 亿网格量, 计算区域和网格剖分如表 1 所示. 计算采用我们自主研发的 OpenCFD-SC 高精度 CFD 科学计算模块, 在天津天河超级计算机上采用 9216CPU 核心并行计算约 128 个小时完成.

我们首先计算了一个含前缘的二维平板层流解, 并在 $x = 4$ 附近截断, 同时向展向拓展, 这样就得到了超声速的入口来流条件, 上部和出口采用无反射边界条件, 壁面采用等温无滑移的固壁边界条件 (壁温设置见表 1). 为使流动尽早发生转捩, 且在感兴趣的区域得到充分发展湍流, 在壁面上 $4.5 \leq x \leq 5$ 的区域加入了周期性的吹吸扰动, 基频 $\beta = 0.5$, 扰动幅值 $A = 0.08$, 具体形式参见文献[2].

2 湍流平均量统计特征

本文约定, \bar{f} 表示变量 f 的 Reynolds 平均, $\tilde{f} = \overline{\rho f} / \bar{\rho}$ 表示其 Favre 平均, 它们所对应的脉动量分别为 $f' = f - \bar{f}$ 和 $f'' = f - \tilde{f}$. 此外, 本文定义脉动量 α' 和 β' 两点相关性为

$$R_{\alpha\beta}(y, z) = \frac{\overline{\alpha'(x, y, z' + z)\beta'(x, y, z')}}{\sqrt{\overline{\alpha'^2(x, y, z')}}\sqrt{\overline{\beta'^2(x, y, z')}}},$$

其中, 上横杠表示时间和展向的平均, 则对于任意脉动量 α' 的自相关函数定义为

$$R_{\alpha\alpha}(y, z) = \frac{\overline{\alpha'(x, y, z' + z)\alpha'(x, y, z')}}{\overline{\alpha'^2(x, y, z')}}.$$

图 2 给出了 $x = 33$, $y^+ = 63.3$ 处的展向两点相关性, 其结果可以看出, 展向两点的相关性趋于 0,

图中的结果在 0 附近有振荡，是统计不够造成的。结果表明我们所选的展向区域足够宽，适合 DNS 计算需求了。

图 3 给出了壁面平均摩阻沿流向的变化趋势，这里定义摩阻 $C_f = \tau_w / (\rho \bar{u}^2 / 2)$ ，其中 $\tau_w = [\mu_w \partial \bar{u} / \partial y]_w$ 表示壁面粘性应力。从图中可以看到，摩阻在扰动之后在 3 个单位长度内有所减少，大约在 8 到 10 之间迅速上升，并发生转捩，大约在 $x=15$ 左右转捩完成到达充分发展湍流阶段。

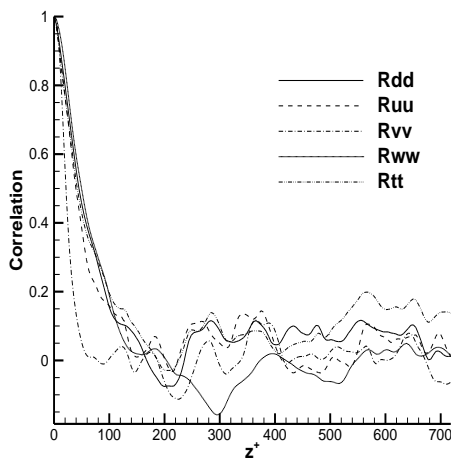


图 2. $y^+=63.3$ 位置的展向两点相关

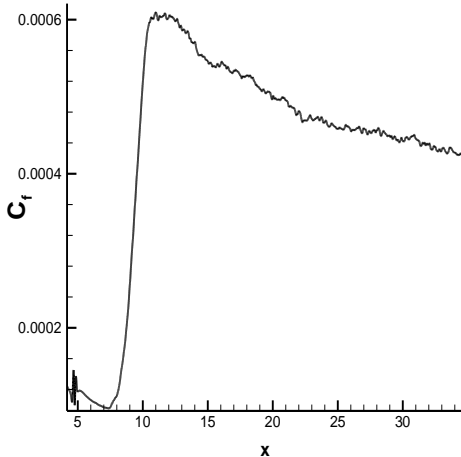


图 3. 壁面摩阻.

图 4 给出了充分发展湍流区 $x=33$ 处的平均速度剖面沿法向的变化，速度剖面仍满足传统的线性区、过度区和对数区，经 Van Driest 变化后速度型与理论值吻合，卡门常数基本不变，截距增大为 6.5，即对数律的表达式为 $u^+ = 1/0.41 \ln y^+ + 6.5$ ，因此，虽然边界层外缘的马赫数很高，但在内层马赫数基本小于 3，流动和不可压缩流仍具有相似性，在这一点上，Morkovin 假设依然成立。

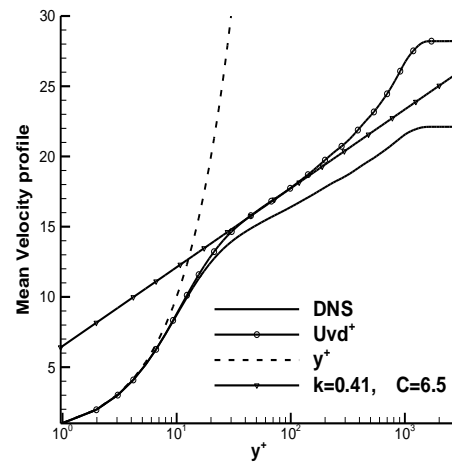


图 4. 平均速度剖面.

图 5 给出了 $x=33$ 附近近壁面法方向上的湍流强度，即扰动速度的 RMS（均方根）值，且用当地的平均量做了无量纲化，同时也给出了不可压缩湍流的实验的值，这些在内层 $y^+ < 30$ 时基本上一致，再往外层发展，由于可压缩性增强，差别会有所增加，限于实验结果有限，图中没有太多显示，这说明在粘性底层压缩性并没有很强，平均速度的剖面与不可压缩流动的平均速度剖面相似。

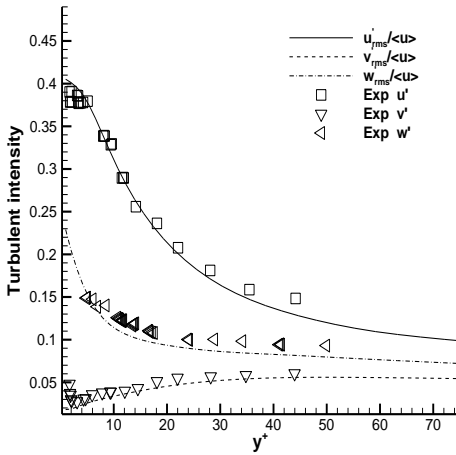


图 5. 扰动速度的 RMS.

定义湍流马赫数 $M_t = \sqrt{u'^2 + v'^2 + w'^2} / \bar{c}$, 是另外一个表征内在压缩性效应的物理量, 图 6 表明湍流马赫数最大达到 0.4, 且 $y^+ < 200$ 以内的值都在 0.3 以上, 这说明流动的内在压缩性效应非常显著, 且区域扩大. 由于当地声速 $\bar{c} = \sqrt{\bar{T}} / Ma_\infty$, 因此当壁面温度较高时, 虽然来流马赫数很大, 但内层温度会很高, 声速增大, 造成湍流马赫数增大不多, 因此, 高壁温条件时表征边界层内的压缩性效应的湍流马赫数的极大值比低壁温条件时的要小, 甚至比低温壁温低马赫数的情况也要小, 但整体增强, 如图 6 所示, Li X. [7]给出了 $Ma_\infty = 6$ 的结果, 近壁区 $y^+ \approx 20$ 时 M_t 达到极值, 之后迅速减少, 而对于本文的情况, M_t 的极值点没有很大变化, 但在整个边界层内层维持较大的值, 大部分区域的值在 0.35 以下. Li X. 采用的壁面温度为 $T_w / T_\infty = 6.98$, 由于来流温度相同, 因此, 这个壁温比本文的要低很多, 这说明降低壁温会使湍流马赫数增大, 压缩性效应增强, 这一点 P. Martin^[6]也给出了相似的结论.

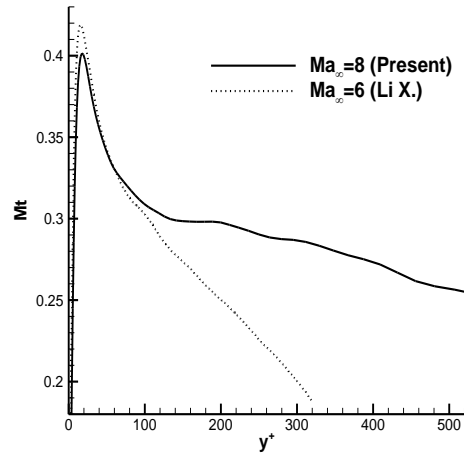


图 6. 湍流马赫数.

上述分析表明, 虽然来流马赫数很高, 但是由于壁面温度较高, 使得近壁区温度升高, 当地声速增大, 造成湍流马赫数变化不大, 压缩性效应增大不明显.

3 强雷诺比拟分析

Morkovin 假设认为, 当来流马赫数比较小时, 可以通过某些变换, 如 Favre 平均、Van Driest 变换, 将平均密度变化的影响考虑进去, 使得可压缩湍流的统计平均特征与不可压缩湍流的统计平均特征很相似. 1962 年 Morkovin^[8]提出了 5 个强雷诺比拟 (SRA) 关系, 本列出下面 4 个关系式

$$\frac{T''_{ms} / \bar{T}}{(\gamma - 1) Ma^2 (u''_{rms} / \bar{u})} \approx 1, \quad (1)$$

$$R_{uT} \approx -1, \quad (2)$$

$$R_{uv} = -R_{vT} \left[1 - \frac{v'' T''_t}{v'' T''} \right], \quad (3)$$

$$Pr_t = \frac{\overline{\rho u'' v''} (\partial \bar{T} / \partial y)}{\overline{\rho v'' T''} (\partial \bar{u} / \partial y)} \approx 1, \quad (4)$$

其中, $Ma^2 = \bar{u}^2 / (\gamma R \bar{T})$. 在后来的发展中, 基于考虑壁面热流的影响, 或者消除壁面温度的影响等因素, SRA 关系式被不断地修正. Cebeci 和

Smith [9] 推导了一种扩展的强雷诺比拟关系 (ESRA) :

$$-\frac{T''_{rms}/\tilde{T}}{(\gamma-1)Ma^2(u''_{rms}/\tilde{u})} \approx \left[1 + C_p \frac{\tilde{T}_w - \tilde{T}_{i\delta}}{\tilde{u}\tilde{u}_\delta} \right] \quad (5)$$

其中 T_i 表示总温. Gaviglio [10], Rubesin [11] 以及 Huang [12] 也分别给出了修正的雷诺比拟关系式:

$$-\frac{T''_{rms}/\tilde{T}}{(\gamma-1)Ma^2(u''_{rms}/\tilde{u})} \approx \frac{1}{c[1-\partial\tilde{T}_i/\partial\tilde{T}]} \quad (6)$$

分别记为 GSRA, RSRA, HSRA, 对应上式中 $c=1.6$, $c=1.34$ 和 $c=Pr_t$. 如图 7 所示, 各种雷诺比拟关系式均不再满足近似等于 1 的结果, 但除了边界层内层外, RSRA 结果偏离较大外, 其它结果都集中在 $y=0.8$ 附近, 基本在 1 的量级, 这种近似关系表明, Morkovin 假设虽不再象低马赫数情况下那样完适用, 但在一定程度上仍然有效.

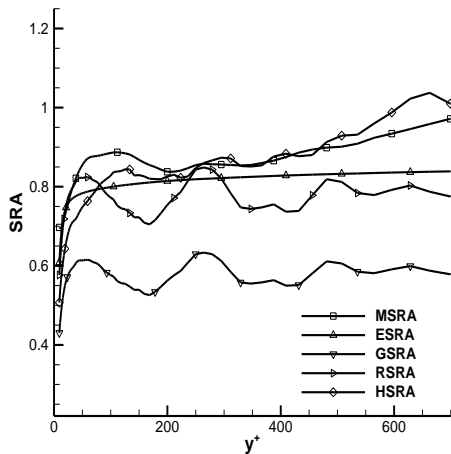


图 7. 强雷诺比拟.

图 8 给出了穿过边界层法向速度和温度扰动量的相关性, 根据 (2) 式, u'' 和 T'' 是负相关的, 本文的计算表明在 2.5 个壁面尺度以内二者的相关性是正的, 之后二者的负相关程度加大, 大约在 30 个壁面尺度的地方达到极小值, 约等于 -0.802, 之后又不断减弱并稳定在 -0.6, 这一结论已被很多研究者所证实 [6]. (3) 式表明

$R_{wv} \approx -R_{vT}$, 图 8 的结果反映了这一关系, 这进一步说明 Morkovin 假设依然成立.

(4) 式表示湍流 Prandtl 数, 表征了平均运动中动量交换和热交换之比, 强雷诺比拟中该值近似为 1, 事实上当来流马赫数大于 3 以上, 这个结果已受到质疑, 至少不再是常数, S. Pirozzoli [2], P. Martin [6] 和 Li X. [7], 分别对马赫数等于 2.25, 5 和 6, 的计算都表明, Pr_t 不再是近似于 1 的值. 此外, 人们还给出了表征湍流质量扩散的特征参数 Pr_ρ , 定义为

$$Pr_\rho = \frac{\overline{u''v''}(\partial\bar{\rho}/\partial y)}{\overline{\rho v''}(\partial\tilde{u}/\partial y)} \quad (7)$$

根据 S. Pirozzoli, $Pr_t \approx Pr_\rho$, 也就是说在 Morkovin 假设下, 湍流边界层中动量交换, 热交换以及质量交换处于近似相等. 图 8 结果表明, 在内层 $Pr_t \approx Pr_\rho$ 成立, 数值接近 1 的量级, Morkovin 假设依然有效. 在外层, Pr_t 和 Pr_ρ 相差甚远, 这是由于和内层相比, 在外层外压缩性效应会明显增强, 说明在这种情况下, Morkovin 假设的适用程度会有所降低.

上述分析表明, 在当前的计算工况下, 强雷诺比拟关系式在量级上基本成立, 变化并不大, Morkovin 假设基本成立, 这说明边界层近壁区的可压缩性或其它流动特征并非单一取决于来流马赫数, 而是要综合边界条件等因素的共同作用, 并最终通过平均流的特征表现.

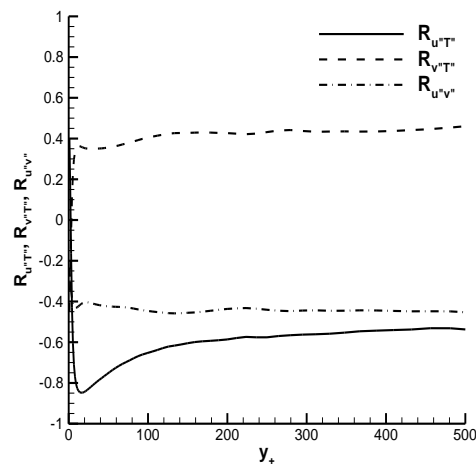


图 8. 速度温度扰动量的相关

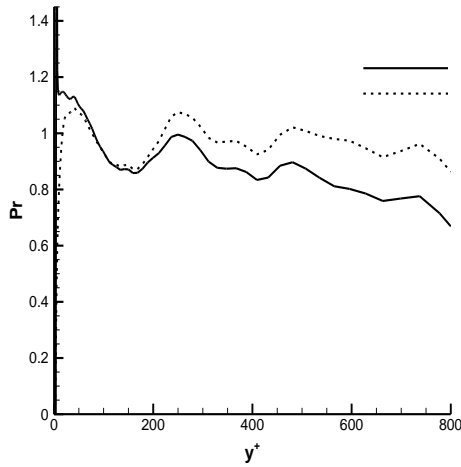


图 9. Prandtl 数沿法向分布.

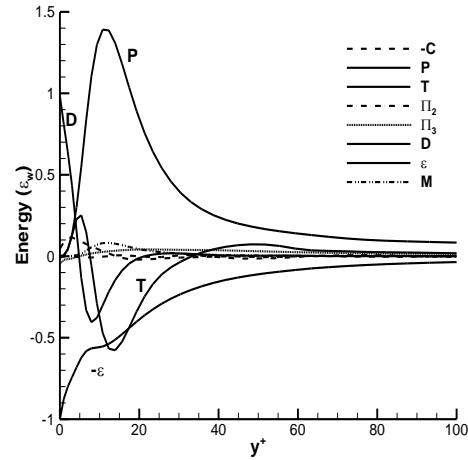


图 10. 湍动能亏损关系.

4 湍动能生成耗散机制分析

湍动能输运方程反应了湍流脉动能生成、耗散等输运机制，定义湍动能为 $K = \frac{1}{2} \overline{\rho u_j'' u_j''} / \bar{\rho}$ ，其输运方程可表示为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} K) = -C + P + T + \Pi + D + M + \epsilon \quad (8)$$

其中， $C = \partial(\tilde{u}_j \bar{\rho} K) / \partial x_j$ 表示对流项， $P = -\overline{\rho u_j'' u_j'' \partial \tilde{u}_i} / \partial x_j$ 是湍动能生成项， $T = -\partial(\frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_j''}) / \partial x_j$ 是湍能输运项， $\Pi = -\overline{u_j'' \partial p} / \partial x_j$ 表示压力相关项， $D = \partial(\overline{u_i'' \sigma_{ij}'}) / \partial x_i$ 是粘性扩散项，表示由于粘性应力引起的湍动能的空间输运， $M = \overline{u_i'' \partial \sigma_{ij}} / \partial x_j$ 表示脉动速度导致的平均流粘性应力的扩散， $\epsilon = -\overline{\sigma_{ij}' \partial u_i''} / \partial x_j$ 是粘性耗散项，表征湍流脉动运动引起的粘性耗散。上式中 $\Pi = \Pi_p + \Pi_d + \Pi_t$ ，其中， $\Pi_p = -\overline{u_j'' \partial p} / \partial x_j$ 表示平均运动中压力做功项，反应了脉动速度对湍动能的贡献， $\Pi_t = -\partial(\overline{p' u_j''}) / \partial x_j$ 是压力输运项，与声速相关，反应声的强度， $\Pi_d = \overline{p' \partial u_i''} / \partial x_i$ 是压力膨胀项，表征了可压缩效应所产生的脉动密度对湍动能增长率的影响。上式中 $\epsilon = \epsilon_s + \epsilon_d + \epsilon_i$ 其中，

$\epsilon_s = -\overline{\mu \omega_i'' \omega_i''}$ 为螺旋耗散项， $\epsilon_d = -\frac{4}{3} \mu \frac{\partial u_i''}{\partial x_i} \frac{\partial u_k''}{\partial x_k}$ 为膨胀耗散项， $\epsilon_i = \epsilon - \epsilon_d - \epsilon_s$ 为脉动密度相关项^[13]。

图 10 给出了 $x = 33$ 处的湍动能生成耗散输运关系，图中所有的项都用壁面处的粘性耗散项 ϵ 归一化，从图中可看到，湍能生成项 P ，湍能输运项 T ，扩散项 D 和粘性耗散项 ϵ 在湍能亏损系统中占主导，其它项都很小，对于高马赫数流动而言，压力膨胀项显著偏大。对于不可压缩流动，由于脉动速度的散度为零，故 Π_d ， ϵ_d 和 ϵ_i 均为零，当考虑内在压缩性效应，即压缩效应由脉动量表现时，这些结果都不为零，内在压缩性越强，其绝对值越大。

图 11 给出了压力相关项中三个分量与当地生成项的比值，用于考察压力相关项在湍动能生成项中所占的比例，结果表明在边界层压力膨胀项 Π_d 明显占有很大比例，而压力输运项和压力做功项比值都很小，这说明内在压缩性效应显著。图 12 给出了膨胀耗散项和螺旋耗散项的比， ϵ_d / ϵ_s ，该比值用以表征粘性耗散中，压缩性部分占不可压缩部分的比例，结果表明由可压缩性效应带来的粘性耗散占不可压缩耗散的比例在湍流核心区不到 2%，几乎可以忽略，这进一步说明高温壁条件下，压缩性效应所带来的粘性耗散会减弱。

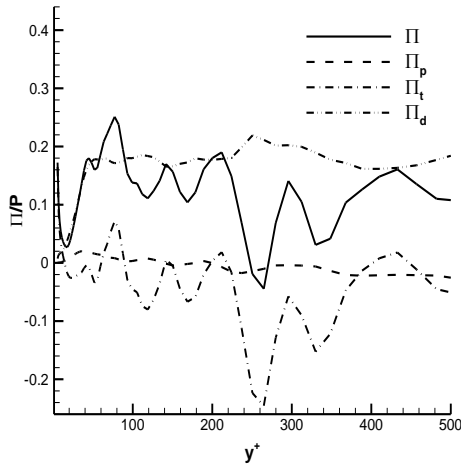


图 11. 压力相关项的各项与生成项的比.

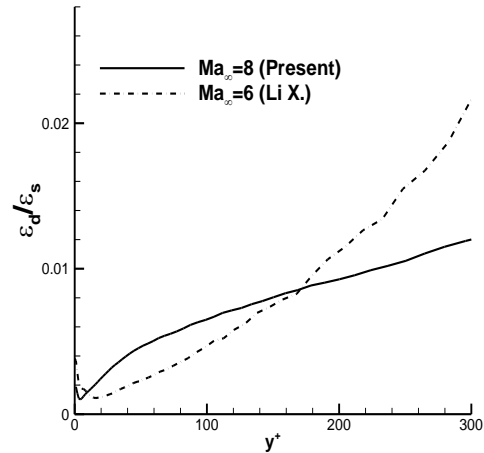


图 12. 粘性耗散项.

5 扩展自相似性

扩展自相似性 (ESS) 是湍流研究的重要发展 [14], 根据 ESS 理论, p 阶速度结构函数 $\langle |v(x+l) - v(x)|^p \rangle$ 是 3 阶速度结构函数的指数函数. ESS 理论在充分发展的均匀各向同性湍流中得到非常好的验证, 但本文的研究发现, 在高马赫数壁湍流的近壁区域 ESS 仍然满足. 图 13 给出了 $x = 33$, $y^+ = 98.88$ 处的 p 阶展向速度 w 的结构函数 $S_p(k) = \langle |w(z+k\Delta z) - w(z)|^p \rangle$, 其中横坐标是三阶展向速度 w 的结构函数 $S_3(k)$. 可以发现在对数坐标下, 各阶结构函数在较宽的范围内都是 3 阶结构函数的线性函数, 计算表明对于 $p \leq 6$ 的情况, 当 $k \leq 30$ 时, ESS 都是成立的, 也就是 ESS 的范围是 $l^+ = 30\Delta z \approx 144$. 当 p 增大时, k 值有所减小.

图 14 给出了 $y^+ = 5.35$ 处的上述结构速度函数的值, 其中横轴依然是 $S_3(k)$, 此时, 满足有效的 ESS 区域为 $k \leq 10$, 且 $p \leq 5$, 明显缩小. ESS 有效范围减小主要由于近壁条带结构影响, 以及近壁粘性耗散增强所致 [15].

Li X. [7] 对马赫数 6 的平板也做了扩展自相似分析, 结果表明, 当法向位置相同, 马赫数减小时, 满足线性关系的阶数值增大, 同时在展向满足 ESS 的区域也有所扩大.

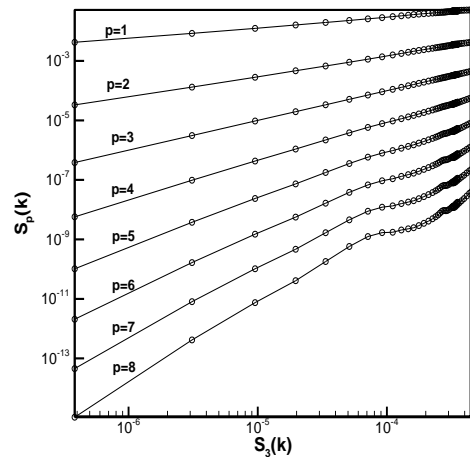


图 13. 扩展自相似性.

6 流动结构分析

近壁条带结构是湍流研究的重要发展, 图 14 给出了 $y^+ = 10$ 左右的一个二维 xoz 平面上速度分量 u 的云图, 从图中可以清晰看到沿展向分布的高速低速条带结构, 大约有 15 个左右的条带结构, 这样每个条带结构大约有 120 个壁面尺度或 $22\Delta z^+$.

在分析壁湍流拟序结构时, 目前常采用速度梯度张量第二部变量 (Q) 的等值面来描述, 这些等值面反应了相干涡结构和发卡涡在边界层内

的生成, 发展等演化过程. 图 15 给出了 $Q = 1000$ 的流场不同位置的等值面, 其中, 图 15 (a) 和 (b) 图展示了转捩起始段的拟序涡结构的发展规律, 可以发现这个阶段大量的涡结构快速生成, 并随着向下游推进迅速破碎成大量小尺度结构,

在这个过程中, 如图 3 所示, 壁面摩擦会急剧增加. 当转捩结束后, 流动进入充分发展湍流阶段, 如图 15 (c) 图和 (d) 图所示, 大量小尺度涡分布规律基本保持不变了.

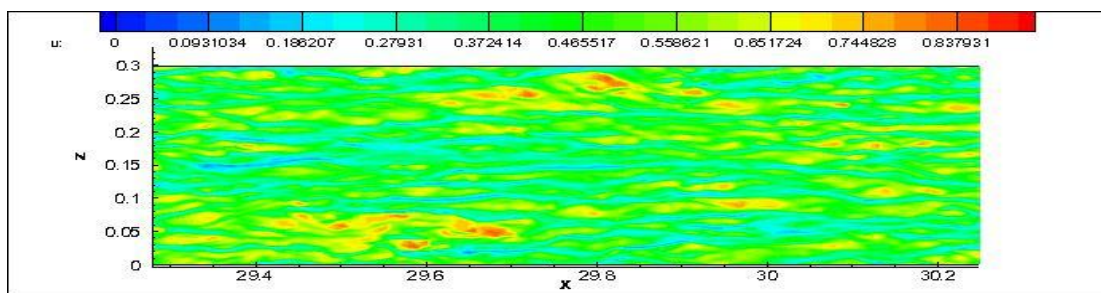


图 14. 沿展向分布的条带结构.

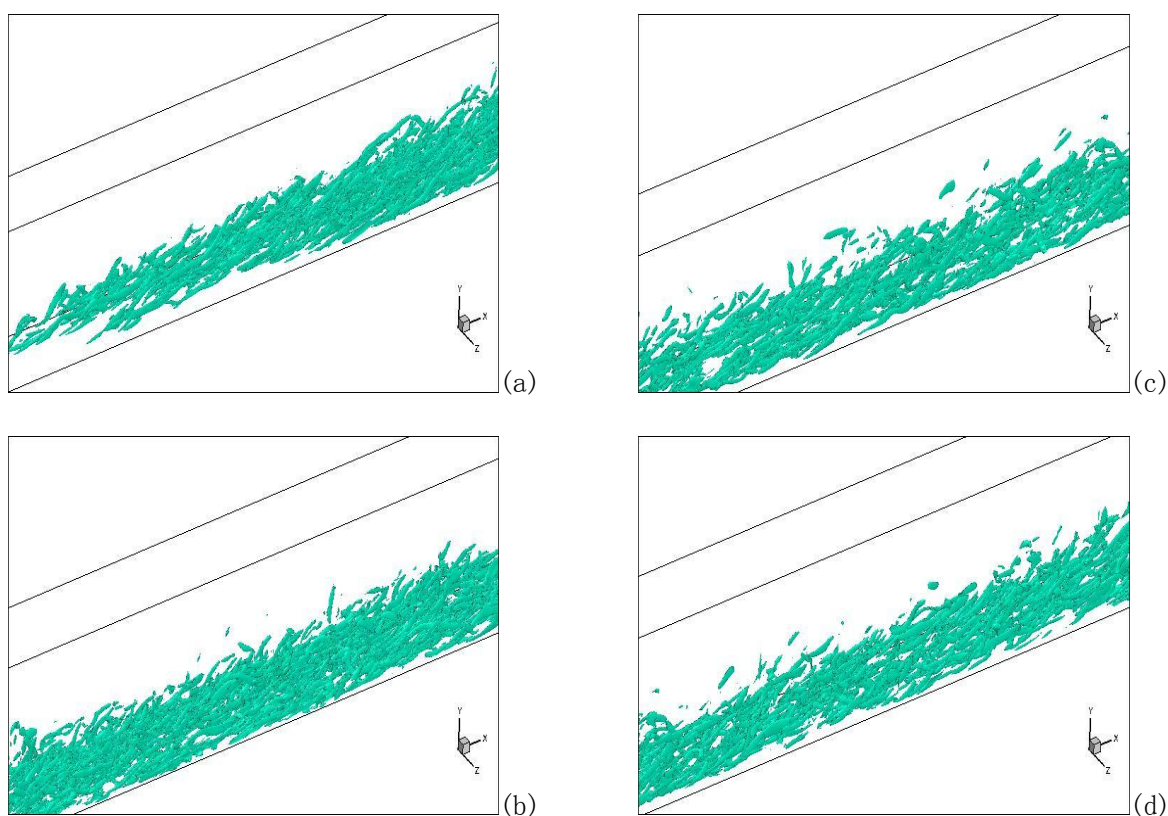


图 15. 可视化 Q 等值面.

7 结论

利用 7 阶 WENO 格式和 8 阶中心格式, 本文给出了空间发展的马赫数等于 8 且壁温取 10.03 倍参考温度的平板可压缩湍流边界层的直接数值模拟结果. 结果分析表明:

(1) 湍流边界层核心区平均速度剖面仍然满足对数率, 且卡门常数基本不变, Morkovin 假设有效;

(2) 由于壁面采用近似恢复温度的等温壁, 近壁温度较高, 当地声速增大, 湍流马赫数相对较低, 相比低来流马赫数的情况, 内在压缩性效应增强, 但仍不十分明显, 强雷诺比拟在量级上依然成立;

(3) 近壁区湍流流动的统计特征取决于来流条件, 边界条件的共同作用, 并非单一取决于来流马赫数;

(4) 扩展自相似性得到验证, 对于壁湍流, 马赫数增大, 扩展自相似性的有效范围会减小, 同时接近壁面时, 其范围也会减小.

致谢 感谢中国科学院网络中心超级计算中心、上海超级计算中心、国家超级计算天津中心提供计算机时.

参考文献

- 1 Li Xinliang, Fu Dexun, Ma Yanwe, Gao Hui, Acoustic calculation for supersonic turbulent boundary layer flow. CHIN PHYS LETT, 2009, 26(9):094701
- 2 Pirozzoli S, Grasso F. Direct numerical simulation and analysis of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at $M=2.25$ [J]. Phys Fluids, 2004, 16(3): 530-545.
- 3 Adams N, Direct simulation of the turbulent boundary along a compression ramp at $M=3$ and $Re_\tau=1685$, J Fluid Mech, 420: 47-83.
- 4 Li Xingliang, Fu Dexun, Ma Yanwen and Liang Xian, Direct numerical simulation of shock/turbulent boundary layer interaction in a supersonic compression ramp, Sci China Phys Mech Astron, 2010, 53(9):1651-1658.
- 5 Martin P, Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. Part 1. Initialization and comparison with experiments. J. Fluid Mech, 2007, 570: 347-363.
- 6 Martin P, Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. Part 2. Effects of wall temperature. J Fluid Mech, 2010, 655: 419-445.
- 7 Li Xinliang, Fu Dexun, Ma Yanwe. Direct numerical simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at $Ma=6$ [J]. Chin Phys Lett, 2006, 23(6): 1519-1522.
- 8 Morkovin M, Effects of compressibility on turbulent flows. In *Mechanique de la Turbulence*, CNRS: 367-380.
- 9 Cebeci T and Smith AMO, *Analysis of Turbulent Boundary Layers*, 1974, Academic.
- 10 Gaviglio J, Reynolds analogies and experimental study of heat transfer in the supersonic boundary layer, Intl J Heat Mass Transfer, 1987, 30(5):911-926.
- 11 Rubesin MW, Extra compressibility terms for Favre-averaged two-equation models of inhomogeneous turbulent flows, Tech. Rep. CR-177556. NASA.
- 12 Huang PG, Coleman GN and Bradshaw P, Compressible turbulent channel flows: DNS results and modeling, J Fluid Mech, 1995, 305:185-218.
- 13 傅德薰, 马延文, 李新亮, 等. 可压缩湍流直接数值模拟[M]. 北京: 科学出版社, 2010: 189-258.
- 14 Benzi R, Ciliberto S and Baudet C, Extended self-similarity in dissipation range of fully developed turbulence, Europhys Lett, 1993, 24(4):275-279.
- 15 Amati G, Benzi R. and Succi S., Extended self-similarity in boundary layer turbulence, Physical Review E, 1997, 55(6):6985-6988.

Direct numerical simulation and analysis of a spatially evolving hypersonic plate flat boundary layer at mach 8

Liang Xian*, Li Xinliang, Fu Dexun & Ma Yanwen

(Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

Abstract Direct numerical simulation is investigated for hypersonic flat plate with $Ma_\infty=8$ and $T_w/T_\infty=10.03$. Present computation covers the procedure from laminar flow to final full developed turbulent flow. A deliberate analysis of turbulent statistics characteristics has been presented in this paper. The results show that, with present computational conditions, mean velocity profile in core region of turbulence satisfies logarithm law, and Karmann constant is kept here. Because of the wall temperature is high, so the local sound speed increases and turbulent Mach number decrease, as the results that intrinsic compressible effects is not

strong. The strong Reynolds analogy is still validity with small deviation of value compare to traditional results. And Morkovin hypothesis is still validity in present study. Extended self-similarity is also tested and verified. Finally, near-wall streaks and iso-vorticity are also tested and analyzed.

Key words direct numerical simulation; hypersonic; wall turbulence; compressibility effects; boundary layer