

# 高温气体效应对高超声速槽道湍流边界层的影响

陈小平, 李新亮

(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** 在高超声速飞行情况下, 飞行器表面附近的边界层温度通常很高, 可能诱发空气分子振动能激发、离解或电离反应、甚至电子能级激发等复杂的物理化学现象, 由此产生的对流场和飞行器性能的影响通常称为“高温气体效应”。本文研究高温气体效应对湍流边界层的影响。在平衡流假设下, 利用直接数值模拟的方法, 研究高温气体效应对高超声速槽道湍流边界层的影响, 并与完全气体及变比热的情况进行比较。所谓平衡流, 是指热化学平衡的流动。在热平衡的条件下, 平衡流是化学非平衡流动过程中化学反应速度趋于无穷大而很快达到平衡的极限情况。忽略组分扩散时, 流场的组分分布只取决于该处的压力和温度, 与流动过程无关。本文研究的是平衡流对湍流边界层的影响。因此, 采用曲线拟合的方法来计算热力学物理量及输运特性。该方法适用于温度范围  $500\sim 30000\text{K}$ 、压力范围  $10^{-4}\sim 10^2\text{atm}$  的平衡流。

**关键词** 高超声速, 高温气体效应, 槽道, 湍流边界层, 直接数值模拟

## 引言

可压缩湍流是飞行器流动的主要特征, 也是目前流体力学研究的热点之一。直接数值模拟(DNS)是研究湍流的重要计算手段。该方法不引入湍流模型误差, 且可给出全部流动细节, 可用于探讨湍流机理、进行湍流控制以及改进湍流模型。槽道湍流作为一种壁湍流模型具有外形及边界简单, 易于模拟等优点, 是研究最早、最为广泛的一种湍流计算模型。相对于不可压缩湍流, 可压缩湍流更为复杂, 其 DNS 开展得更晚。

以往<sup>[1,2,3]</sup>的可压缩湍流直接数值模拟中, 一般都将空气视为完全气体, 不考虑高温气体效应。即只考虑分子、原子的平动能和转动能, 而不考虑其它的能量及化学反应。这对于马赫数不很高, 流场中气体温度不太高时是合理的。但当飞行器以高超

声速(马赫数大于 5)飞行时, 高超声速气流通过激波压缩或粘性阻滞减速, 分子随机运动的能量大大增加, 产生了高温。高温会引起气体分子、原子的振动能激发、离解反应、电离反应、以及电子激发和光辐射、烧蚀等一系列复杂的物理和化学现象。由于高温, 传统的完全气体假设不再成立, 高超声速流场中呈现高温气体效应特性<sup>[4,5]</sup>。

根据高超声速空气动力学<sup>[4,5,6]</sup>的论述, 在一个大气压下, 温度  $800\text{K}$  以上时空气中的氧气和氮气的振动自由度会被激发; 而当达到  $2500\text{K}$  时, 氧气开始进行离解反应。在高温气体效应现象中, 根据其经历的特征时间和空气流动特征时间之比, 可以处于平衡、非平衡或者冻结状态。本文研究的是在平衡状态假设下, 高温气体效应对湍流边界层的影响。针对高空  $20\text{km}$  处、来流马赫数为 6、及雷

诺数为 12000，进行平衡流的槽道湍流直接数值模拟。在数值计算中，采用曲线拟合的方法给出热力学物理量及输运特性的函数关系式。并且同完全气体、变比热(仅考虑振动自由度激发)的情况<sup>[7]</sup>进行

## 1 控制方程与计算方法

平衡流的化学计算与流场的求解是相互独立的，流场控制方程组中不需要出现各个组元的独立变量。因此，平衡流的控制方程组可以写为与完全气体相同的形式，则其流动的控制方程为无量纲的可压缩  $N-S$  方程：

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = P + \frac{\partial F^v}{\partial x} + \frac{\partial G^v}{\partial y} + \frac{\partial H^v}{\partial z}$$

其中  $U = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad E]^T$ ， $F, G, H, F^v, G^v, H^v, P$  分别为方程的无粘项，粘性项和外加体积力项。二者的区别在于状态方程与热力学关系式有所不同。平衡流的状态方程与压缩因子  $Z$  有关，无量纲化之后为：

$$p = Z \rho T \frac{RT_\infty}{U_\infty^2}$$

式中  $R, T_\infty, U_\infty$  分别为气体常数，来流温度及速度。压缩因子  $Z$  随温度和压力变化，平衡流的内能和输运系特性也是当地压力和温度的函数。通过配分函数的计算可以获得精确的平衡流热力学特性，但往往比较复杂。本文主要关注的是在平衡状态假设下，分析讨论高温气体效应对湍流边界层的影响；而对平衡流本身的现象并不在本文研究范围内。因此，为了简化其热力学特性及输运特性的计算，采用曲线拟合或者逼近公式来近似。本文采用了

了比较，研究该温度范围内高温气体效应对湍流平均量及脉动量的影响。

$Srinivasan S$ <sup>[8,9]</sup>的方法计算相关热力学物理量，而采用  $Roop N. Gupta$ <sup>[10]</sup>的方法计算平衡流的输运特性。

相对于无穷远来流(参考点)的无量纲参数定义为

$$Re_\infty = \frac{\rho_m U_m L}{\mu_\infty}, \quad Ma_\infty = \frac{U_m}{c_\infty}$$

其中  $c_\infty, \mu_\infty$  为参考点的声速和粘性系数。 $L$  为槽道的半宽度， $U_m$  为槽道平均速度， $\rho_m$  为槽道的平均密度。本研究的参考点取为高空 20km 处的值；此时，根据地球标准大气层表<sup>[6]</sup>可知：

$$T_\infty = 216.65 K, \rho_m = 0.08891 \text{ Kg/m}^3,$$

$$c_\infty = 295.1 \text{ m/s}, \mu_\infty = 1.421 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}。$$

计算无量纲参数设定为

$$Re_\infty = 12000, \quad Ma_\infty = 6$$

方程无粘部分在  $Lax-Friedrichs$  矢通量分裂后采用七阶  $WENO$ <sup>[11]</sup>格式离散，粘性部分采用 8 阶中心差分格式。时间方向推进采用显式的三阶  $R-K$ <sup>[11]</sup>方法。与完全气体的计算不同，本计算过程中气体的热力学物理量及输运特性将不再只是温度的函数，而是随温度和压力变化的函数，相关的拟合公式可参见上述文献。

表 1 中给出了可压缩槽道湍流的计算参数，其中包括计算区域和网格点数。固壁处的温度相等且恒于来流温度的 6 倍。坐标的选取及边界条件的给

定可以参看文献[7]。

表 1 可压缩槽道湍流的计算参数

$L_x$	$L_y$	$L_z$	$n_x$	$n_y$	$n_z$
$4\pi$	2	$4\pi/3$	128	161	128

## 2 流场统计及分析

表 1 中给出了槽道的计算区域及网格点数, 计算的初值为文献[7]中完全气体在马赫数 6 时的充分发展流场。数值计算在中国科学院网络中心的升腾 7000 上以多 CPU 通信的形式并行运算, 时间步长为  $1.e-03$ , 每步平均耗时 0.9 s (64 CPU 并行)。计算到无量纲时间 200 左右流动达到统计平均态。每 500 步保留流场以形成高超声速槽道湍流数据库并进行统计平均, 统计平均的跨度为 100 个无量纲时间单位。为了研究平衡流对湍流场的影响, 本文的计算结果与文献[7]中得到完全气体(A)及变比热(B)的情况进行比较。

在马赫数比较高的情况下, 由于机械能的耗散及壁面的等温条件使得槽道内部的平均温度较壁面温度有了明显升高, 高温气体效应变得明显, 并由此改变流动的平均速度剖面分布。从图 1(a)中可以看出, 三者的平均速度分布在粘性底层和过渡层

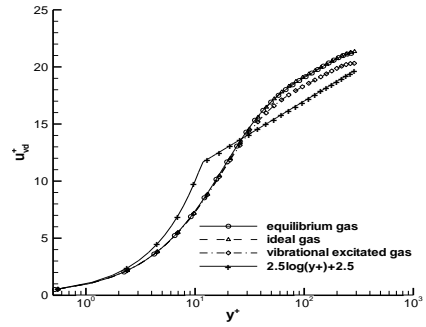
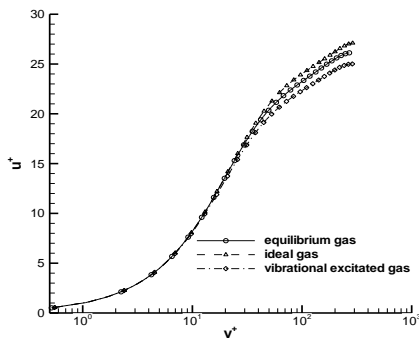


图 1 平均速率分布 (a) 平均速度剖面分布; (b) Van Driest 变换后的平均速度剖面分布

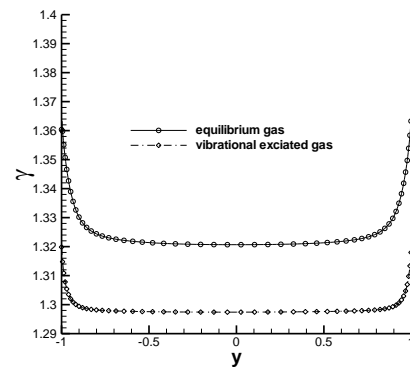


图 2 平均比热比分布

区域相差很小, 说明该温度下高温气体效应在该区域很弱。主要是因为本计算采用冷壁模型, 近壁处温度较低, 因而高温气体效应不明显。在远离壁面的区域, 高温气体效应对湍流平均速度影响开始变得明显。从图中可以看出, 在远离壁面的区域, 平衡流的速度要明显低于完全气体的值, 但又比变比热的值更大。

在马赫数不是很高的情况下, *Morkovin* 假说<sup>[12]</sup>指出: 如果考虑平均密度的变化并且密度脉动量相对平均密度比较小时, 壁面剪切湍流边界层的结构与不可压缩湍流边界层的结构是一样的。*Coleman* 等人<sup>[1]</sup>采用 *Van Driest* 变换消除由于平均密度变化得影响, 得到等效平均速度:

$$u_{vd}^+ = \int_0^{u^+} \left( \frac{\bar{\rho}}{\rho_w} \right)^{1/2} du^+$$

在经过 *Van Driest* 变换后的图(b)中，我们可以看到平衡流的速度分布基本上与完全气体的情况重合；并不像变比热一样，在对数率区比完全气体小。因此，在平衡流中，对数率的速度值比完全气体小是由于平均密度变化引起的。

图 2 为变比热及平衡流的平均比热比分布。其中变比热的结果在文献[7]已经给出，此种情况的比热比处于  $1.295 \leq \gamma \leq 1.32$  之间，明显小于完全气体(1.4)的值。而在平衡流中统计平均得到的比热比在  $1.32 \leq \gamma \leq 1.36$  范围。这是因为在高温气体效应中，考虑了分子、原子的振动能激发过程，而这种过程是需要吸收能量的，使得空气比热及比热比为温度的函数，从而降低了比热比的值。同时，在平衡流中还考虑了压力的影响，此时的热力学物理量及输运特性不只是温度的函数而且还是压力的函数，进而影响比热比的值。高温气体效应的影响还体现在统计平均量上，如图 3 所示。

从图中可以看出，三者的平均密度差别很小，仅是在壁面附近完全气体的平均密度值要比其它两种情况高些。完全气体、变比热及平衡流的壁面

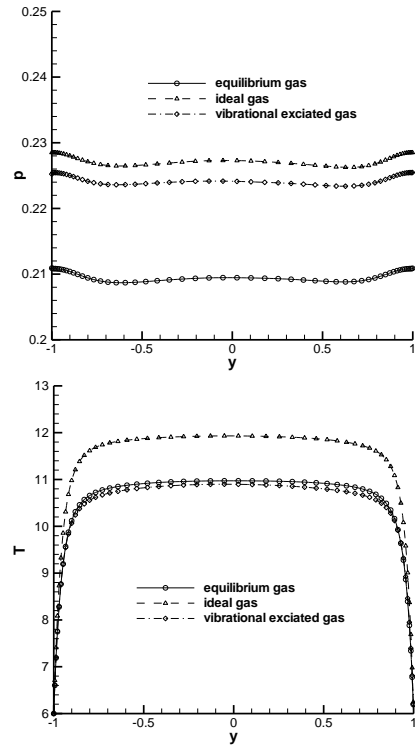
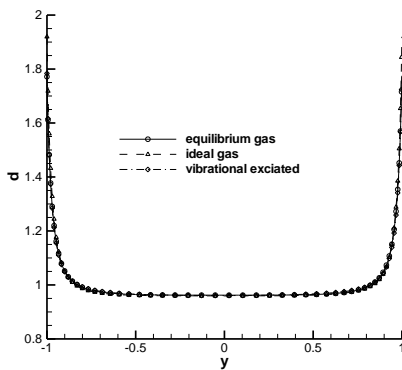


图 3 平均密度(a)、压力(b)和温度分布(c)

平均密度分别为 1.920、1.784 和 1.772。平衡流的平均压力分布要比其它两种情况都小，在壁面相对于完全气体的值来说，减少了 7.7%。高温气体效应对平均温度的影响也很大，在变比热及平衡流中都有很好的体现，后者在  $y=0$  处比完全气体的值小了 8%，而又比变比热的值稍高些。

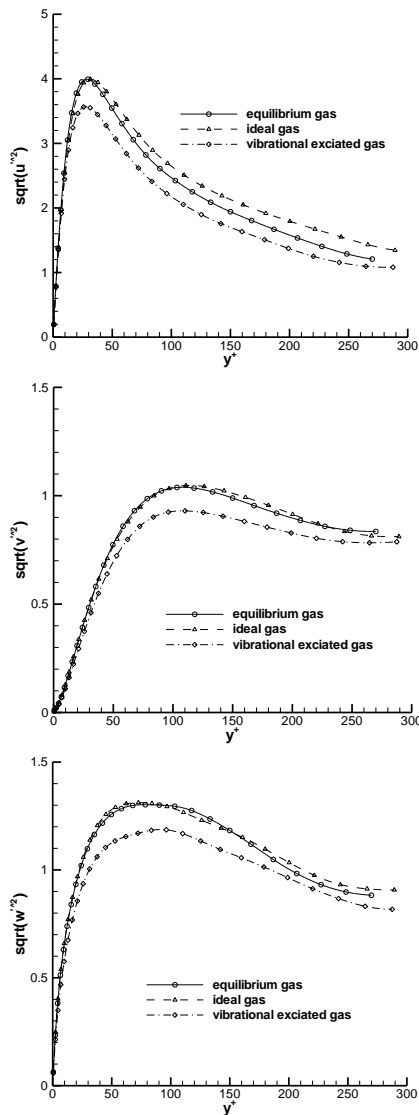
从平均量的分布可以得出流场的壁面摩擦速度及由此定义的 *Reynolds* 数： $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$ ，

$$Re_\tau = \frac{u_\tau L}{\nu} \quad \text{其中} \quad \tau_w = \mu_w \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_w \quad (\text{下标“w”表示壁面处得值})$$

表 2 给出了充分发展后壁面平均粘性系数、壁面法向速度倒数、壁面摩擦速度及壁面雷诺数。由表中可以看出，曲线拟合的壁面粘性系数比 *Sutherland* 公式计算的要稍微大些，但是壁面法向导数却比完全气体的更小。平衡流的壁面摩擦速度要比完全气体大(3.3%)，而比变比热的值要小

表 2 物理参数

算例	$\mu_w$	$(\frac{\partial w}{\partial y}) _w$	$u_\tau$	$Re_\tau$	$\Delta x^+$	$\Delta y_w^+$	$\Delta z^+$
完全气体	3.41	13.057	0.0439	297.58	29.14	0.557	9.71
变比热	3.41	13.859	0.0470	295.14	28.96	0.554	9.65
本文	3.49	12.599	0.0454	277.11	28.21	0.518	9.07

图 4 脉动速度均方根分布(用壁面摩擦速度  $u_\tau$  无量纲化)

(a) 流向; (b) 法向; (c) 展向

(3.5%)。同时, 壁面雷诺数却明显比另外两种情况的小, 相对于完全气体来说, 小了 6.879%。

图 4 为三种情况下的脉动速度均方根分布。其

中, 以壁面法向距离为横轴, 脉动速度用壁面摩擦速度  $u_\tau$  无量纲化。从图 4 中可以看出, 平衡流在三个方向上的脉动速度均方根跟完全气体的接近, 而并不像变比热那样更小。

### 3 讨论

本文中, 我们采用直接数值模拟的方法计算了马赫数  $Ma=6$ 、雷诺数  $Re=12000$  的平衡流槽道湍流, 并与完全气体及变比热的结果进行比对。在充分发展段, 分析讨论平衡流对湍流统计平均量及脉动量的影响。

平衡流对统计平均量的影响不仅体现在温度上, 而且对压力也有作用, 它能够抑制湍流场中平均温度及压力的升高。平均密度的不同主要在壁面附近。同时, 正是平均密度的变化改变了平均速度在对数率上的分布。相对于完全气体来说, 平衡流会引起壁面摩擦速度的升高, 及壁面雷诺数的降低。在马赫数为 6 时, 平衡流对于湍流脉动速度的影响不是很明显。这与变比热(仅考虑振动自由度的激发)的结果是有所不同的。是不是空气中的离解反应影响了湍流边界层?

樊菁<sup>[13]</sup>通过分析提出了空气离解耗能判据, 一般来言, 来流马赫数小于 7, 空气分子发生离解反

应所消耗的能量与来流分子平均能量之比小于 5%。槽道的壁面 ( $y=\pm 1$ ) 为等温条件且恒等于参考点的 6 倍 (1299.9K), 完全气体在  $y=0$  处的统计平均温度为 2584.9K; 此时, 离解反应不大。当离解反应明显时, 其对湍流边界层的影响, 是我们今后要进一步研究的又一个问题。

### 参考文献

- 1 Coleman G N, Kim J, Moser R D. A numerical study of turbulent supersonic isothermal-wall channel flow. *J Fluid Mech*, 1995, 305: 159–183
- 2 Huang P G, Coleman G N, Bradshaw P. Compressible turbulent channel flows: DNS results and modeling. *J Fluid Mech*, 1995, 305: 185–218
- 3 Morinishi S, Tamano S, Nakabayashi K. Direct numerical simulation of compressible turbulent channel flow between adiabatic and isothermal walls. *J Fluid Mech*, 2004, 502: 273–308
- 4 Anderson J D. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. McGraw-Hill Book Company 2<sup>nd</sup> Edition, AIAA, 2006
- 5 卞荫贵, 徐立功. 气动热力学. 合肥: 中国科技大学出版社, 1997
- 6 王保国, 刘淑艳, 黄伟光. 气体动力学. 北京: 北京理工大学出版社, 2005
- 7 陈小平, 李新亮, 樊菁. 变比热真实气体效应的高超声速槽道湍流直接数值模拟. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2011, 41(6): 1-11
- 8 S. Srinivasan, J. C. Trannehill, K. J. Weilmuenster. Simplified curve fits for the thermodynamic properties of equilibrium air. NASA RP-1181. 1987
- 9 S. Srinivasan, J. C. Trannehill. Simplified curve fits for the transport properties of equilibrium air. NASA CR-17841. 1987
- 10 Roop N. Gupta, Kam-Pui Lee, Richard A. Thompson, Jerrold M. Yos. Calculations and curve fits of thermodynamic and transport properties for equilibrium air to 30000K. NASA RP-1260. 1991
- 11 Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes. *J Comput Phys*, 1996, 126: 202–228
- 12 Morkovin M V. Effects of compressibility on turbulent flows. In: Favre A, ed. *Mecanique de la Turbulence*. Paris: CNRS, 1962, 367-380
- 13 Fan J. Criteria on high-temperature gas effects around hypersonic vehicles (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2010, 42: 591-596 [樊菁. 高超声速高温气体效应判据. *力学学报*, 2010, 42: 591-596]

## Direct numerical simulation of hypersonic turbulent channel flow in high temperature effects

CHEN XiaoPing<sup>1</sup> LI XinLiang<sup>1</sup>

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

**Abstract** The air particles in the high temperature shock layer of hypersonic flight undergo various physical and chemical processes such as vibrational excitation, dissociation and (possibly) ionization. The effects of these thermo-chemical phenomena, will be termed “high temperature effects”. In this paper, the effects of high temperature effects, assumed to be in thermo-chemical equilibrium, on the statistics in hypersonic channel flow are investigated using direct numerical simulation (DNS), and comparing with the perfect gas.

**Key words** hypersonic flow, high temperature effects, compressible turbulent channel flows, direct numerical simulation