

振动激发对高超声速气动力/热影响¹⁾张子健²⁾ 刘云峰 姜宗林

(中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190)

(中国科学院大学, 北京 100049)

摘要 随着飞行马赫数的不断提高, 空气的高温气体效应越来越明显, 对高超声速飞行器的气动力/热特性产生重要影响. 高温气体效应对气动力/热的影响机理复杂, 影响参数众多, 迄今为止国内外尚未完全研究清楚. 发生高温气体效应时, 多个非线性物理过程耦合在一起, 地面试验和数值模拟无法将这些过程解耦, 无法给出关键物理机理. 为了解决这一问题, 文章提出一种理论分析与数值模拟相结合的两步渐进新方法: 先通过牛顿迭代法得到发生振动激发过程的斜激波无黏解; 再将该无黏解的结果作为边界条件, 求解边界层的黏性解. 利用该方法研究了振动激发过程对二维斜劈的气动力/热特性的影响规律. 研究表明, 振动激发过程对斜激波后的温度、密度、马赫数、雷诺数和斜激波角影响较大, 而对压力和速度影响较小. 斜激波波后的无黏流动与边界层流动是耦合在一起的. 发生振动激发后, 斜激波波后雷诺数的增大会导致边界层厚度减小, 结合多个物理量的变化, 如速度增大和温度减小, 共同对边界层内的摩擦阻力和气动热产生影响. 对比完全气体的结果发现, 振动激发使壁面摩擦升高, 而使壁面热流降低. 分别通过影响激波层和边界层, 振动激发对摩擦的影响是弱耦合的, 而对热流的影响则是强耦合的.

关键词 振动激发, 气动力/热, 边界层, 高温气体效应

中图分类号: V211.22 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-16-307

EFFECT OF VIBRATION EXCITATION ON HYPERSONIC AERODYNAMIC AND AEROTHERMODYNAMIC¹⁾Zhang Zijian²⁾ Liu Yunfeng Jiang Zonglin

(State Key Laboratory of High-Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, CAS, Beijing 100190, China)

(University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract With the increasing of flight Mach number, the high-temperature gas effect of air has becoming remarkable, which has significant impacts on the aerodynamics and aerothermodynamic characteristics of hypersonic vehicles. Because of the complex mechanism and numerous key parameters of high-temperature gas effect, it has not been fully studied at home and abroad. When the high-temperature gas effect occurs, multiple nonlinear physical processes are coupled together. However, ground tests and numerical simulations can not decouple these processes and can not explain the key physical mechanisms. To solve this problem, a new two-step asymptotic approximation method combining theoretic analysis and numerical simulation is proposed. In this method, the oblique shock relation with vibration excitation effect is obtained by Newton iterative method, then the results are used as the boundary conditions of the boundary layer and

2016-11-02 收稿, 2017-01-24 录用, 2017-01-24 网络版发表.

1) 国家自然科学基金资助项目 (11672312, 11532014).

2) 张子健, 博士研究生, 主要研究方向: 高温气体动力学. E-mail: zhangzijian@imech.ac.cn

引用格式: 张子健, 刘云峰, 姜宗林, 振动激发对高超声速气动力/热影响. 力学学报, 2017, 49(3): 616-626

Zhang Zijian, Liu Yunfeng, Jiang Zonglin. Effect of vibration excitation on hypersonic aerodynamic and aerothermodynamic. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2017, 49(3): 616-626

it is solved numerically. By using this method, the effect of vibration excitation on the aerodynamics and aerothermodynamic characteristics of a two dimensional wedge is studied. The results show that, the vibration excitation process has great effect on the shock angle, the temperature, density, Mach number, and Reynolds number behind the oblique shock, but little influence on the pressure and velocity. The inviscid flow behind the oblique shock is coupled together with the boundary layer flow. The changes of multiple physical quantities, including the increase of velocity and the decrease of the temperature behind the oblique shock, and the decrease of the boundary layer thickness due to the increase of the Reynolds number, have an effect on the friction and aerodynamic heating in the boundary layer. Comparing with perfect gas model, vibration excitation increases the wall friction and decreases the wall heat flux of the wedge. By influencing the shock layer and the boundary layer respectively, the effects of vibration excitation on heat flux are strong coupled, while they are weak coupled on friction.

Key words vibration excitation, aerodynamic and aerothermodynamic, boundary layer, high-temperature gas effect

引言

近十几年来,高超声速飞行器由于具有巨大的战略价值,受到了许多国家的高度重视,成为世界航空航天领域的重要发展方向和研究热点.高超声速飞行器是指在大气层内实现高超声速机动飞行的飞行器,其飞行速度一般超过 5 倍声速,主要包括航天运载器、太空作战飞行器、高超声速巡航导弹、高超声速飞机等.

在高超声速飞行器的飞行过程中,高速空气经过激波压缩和黏性阻滞后减速,空气巨大的动能转变为热能,导致飞行器表面激波层和边界层内空气的温度急剧升高.空气分子在如此高的温度下将发生振动激发、解离和电离等热化学反应,这就是高温气体效应^[1-4].在高温气体效应的影响下,空气介质性质发生变化,进而影响飞行器的外部流动,最终导致高超声速飞行器的气动力/热特性偏离完全气体理论的预测结果.

高温气体效应对高超声速飞行器气动力特性的影响最早是在航天飞机再入时所发生的“上仰异常”现象中发现的^[5-11].与航天飞机大钝头体、大攻角再入不同的是,新一代高超声速飞行器的飞行空域为 20~100 km 高度的临近空间,多采用乘波体或升力体构型,飞行器头部不会形成很强的弓形激波,而主要是斜激波.飞行马赫数为 6~15 时,斜激波后空气温度为 600~2 500 K,发生的热化学反应主要是空气分子振动激发^[3-4].另一方面,与航天飞机相比,新一代高超声速飞行器飞行时间长、飞行距离远,其所受的气动力/热的预测精度要求非常高,希望实现精细控制.因此,非常有必要深入细致地研究空气分子振动激发对高超声速飞行器气动力/热特性的影响.

中国科学院力学研究所的 JF12 激波风洞^[12-13],是国际上首座可复现 25~40 km 高空、马赫数 5~9 飞行条件、喷管出口直径 $\Phi 2.5/\Phi 1.5$ m、试验气体为洁净空气、试验时间超过 100 ms 的超大型高超声速风洞.目前,在 JF12 复现激波风洞上正大量开展高温气体效应对气动力/热特性影响的研究,并取得了一些成果^[14-15].

高温气体效应对高超声速飞行器气动力/热特性的影响主要体现在以下两个方面^[3-4]:一是对激波形状和激波层内压力、温度等的影响,这将会影响飞行器表面的压力分布以及激波与激波相互作用、激波与边界层相互作用的位置和强度;二是对边界层内流动的影响,这将会直接影响飞行器的摩阻和热流.更重要的是,高温气体效应对激波和边界层的影响会相互耦合叠加,使其对气动力/热的影响机理变得极其复杂.

本文主要研究高温下空气分子振动激发对高超声速气动力/热的影响,暂时不考虑解离和电离等过程.先给出考虑振动激发的空气热力学模型,以及斜激波与边界层的求解方法;然后分别单独讨论振动激发对斜激波波后流场和边界层内壁面摩阻、热流的影响;最后采用两种方法分析斜激波和边界层共同考虑振动激发时,对气动力/热特性的影响,并讨论其影响机制.

1 热力学模型与研究方法

1.1 高温空气的热力学模型

常温下,空气一般不考虑热化学反应,按完全气体来处理,其比内能、比焓、比定压热容和比热比等满足以下热力学关系

$$e(T) = \frac{5}{2}RT \quad (1)$$

$$h(T) = \frac{7}{2}RT \quad (2)$$

$$c_p = \frac{dh}{dT} = \frac{7}{2}R \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_p - R} = 1.4 \quad (4)$$

式中, R 是空气的气体常数, 取值 $288.28 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$.

但考虑振动激发后, 空气的比定压热容和比热比不再是常数, 而是温度的非线性函数. 为了简化分析, 假设空气是由 79% 的 N_2 和 21% 的 O_2 组成的, 则考虑振动激发后, 比内能和比焓中将多出振动能项 e_v .

$$e(T) = \frac{5}{2}RT + e_v(T) \quad (5)$$

$$h(T) = \frac{7}{2}RT + e_v(T) \quad (6)$$

$$e_v(T) = \chi_{\text{N}_2} \cdot R \frac{T_{\text{ve,N}_2}}{e^{T_{\text{ve,N}_2}/T} - 1} + \chi_{\text{O}_2} \cdot R \frac{T_{\text{ve,O}_2}}{e^{T_{\text{ve,O}_2}/T} - 1} \quad (7)$$

式中, χ_{N_2} 和 χ_{O_2} 分别是 N_2 和 O_2 的摩尔分数, 而 $T_{\text{ve,N}_2}$ 和 $T_{\text{ve,O}_2}$ 是振动特征温度, 取值为^[16]

$$T_{\text{ve,N}_2} = 3340 \text{ K}, \quad T_{\text{ve,O}_2} = 2230 \text{ K} \quad (8)$$

则比定压热容和比热比分别为

$$c_p = \frac{7}{2}R + \chi_{\text{N}_2} \cdot R \left(\frac{T_{\text{ve,N}_2}}{T} \right)^2 \frac{e^{T_{\text{ve,N}_2}/T}}{(e^{T_{\text{ve,N}_2}/T} - 1)^2} + \chi_{\text{O}_2} \cdot R \left(\frac{T_{\text{ve,O}_2}}{T} \right)^2 \frac{e^{T_{\text{ve,O}_2}/T}}{(e^{T_{\text{ve,O}_2}/T} - 1)^2} \quad (9)$$

$$\gamma = 1 + \left[\frac{5}{2} + \chi_{\text{N}_2} \left(\frac{T_{\text{ve,N}_2}}{T} \right)^2 \frac{e^{T_{\text{ve,N}_2}/T}}{(e^{T_{\text{ve,N}_2}/T} - 1)^2} + \chi_{\text{O}_2} \left(\frac{T_{\text{ve,O}_2}}{T} \right)^2 \frac{e^{T_{\text{ve,O}_2}/T}}{(e^{T_{\text{ve,O}_2}/T} - 1)^2} \right]^{-1} \quad (10)$$

根据以上热力学关系, 静止空气比振动能占比焓的比例以及空气比热比随温度的变化关系分别如图 1 所示. 可见, 当温度上升到 800 K 时, 空气振动能所占比例已达 2.5%, 比热比从 1.4 降低到 1.353, 此时振动激发对空气热力学性质的影响已不可忽略^[2]. 当温度达到 2500 K 时, 空气振动能所占比例达 12.6%, 比热比降低到 1.296, 此时振动激发是相当可观的, 空气的热力学性质将会发生较大变化, 进而影响飞行器的外部流动, 最终影响高超声速飞行器的气动力/热特性.

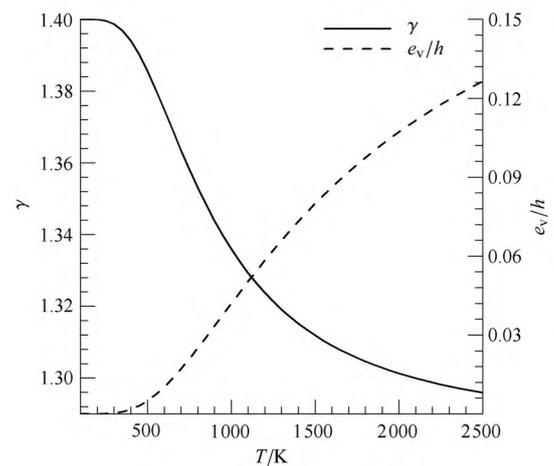


图 1 静止空气比振动能占比焓的比例和空气比热比随温度的变化
Fig. 1 Variation of proportion of specific vibration energy in specific enthalpy of stationary air and the specific heat ratio with temperature

1.2 激波-边界层组合结构的两步渐进方法

本文提出一种理论求解斜激波与数值求解边界层相结合的两步渐进方法, 将振动激发对激波和边界层的影响分开, 来分析振动激发效应在激波层与边界层内的传递和干扰机理. 高超声速飞行器的气动力/热特性是由其周围流场决定的, 基本的流场结构是来流先经过一道激波压缩, 然后通过边界层作用在飞行器壁面上. 本文采用斜劈作为基本几何构型进行分析, 将振动激发当成是一种扰动施加在流场上, 如图 2.

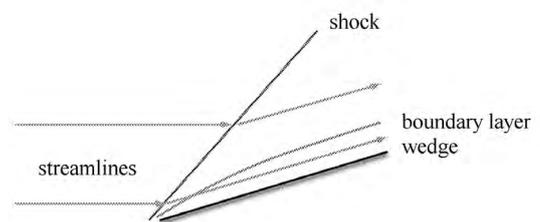


图 2 流场示意图

Fig. 2 Schematic of the flow field

根据边界层理论, 壁面压力主要由斜激波波后压力决定, 而摩阻和热流则主要由斜激波波后流动和边界层共同决定. 于是, 振动激发先对斜激波波后流场产生影响, 使其压力、温度、速度等发生变化, 从而对壁面压力产生影响; 接着斜激波波后流动作为边界层的外流, 其速度、温度的变化结合振动激发共同影响边界层内流动, 最终影响壁面摩阻、热流. 作为近似, 忽略边界层对斜激波的反馈作用. 这种近

似方法在振动激发效应分析中的误差将在后续 2.3.2 节中进行简要说明。

因此, 在渐进求解时, 先求解斜激波关系, 然后将斜激波波后流场参数作为平板边界层问题的来流参数进一步求解, 最后根据边界层内流场得到壁面摩阻和热流。由于边界层内压力与外流压力非常接近, 因此壁面压力可以直接取为斜激波后压力。另外, 本文还直接求解黏性斜劈问题来验证以上两步渐进分析方法的准确性。

1.3 精确求解斜激波关系

考虑振动激发后, 空气的焓是温度的非线性函数, 难以得到解析的斜激波关系。本文从基本方程出发, 推导出精确求解斜激波关系的牛顿迭代公式

$$\beta_{i+1} = \beta_i - \frac{f(\beta_i)}{f'(\beta_i)} \quad (11)$$

$$f(\beta, u_{2n}, T_2) = h(T_2) + \frac{1}{2}u_{2n}^2 - h(T_1) + \frac{1}{2}u_1^2 \sin^2 \beta \quad (12)$$

$$T_2(\beta, u_{2n}) = \frac{u_{2n}}{R} \left(\frac{RT_1}{u_1 \sin \beta} + u_1 \sin \beta - u_{2n} \right) \quad (13)$$

$$u_{2n}(\beta) = u_1 \cos \beta \tan(\beta - \theta) \quad (14)$$

$$f'(\beta) = \frac{df}{d\beta} = \frac{\partial f}{\partial \beta} + \frac{\partial f}{\partial u_{2n}} \cdot \frac{du_{2n}}{d\beta} + \frac{\partial f}{\partial T_2} \cdot \left(\frac{\partial T_2}{\partial \beta} + \frac{\partial T_2}{\partial u_{2n}} \cdot \frac{du_{2n}}{d\beta} \right) \quad (15)$$

其中, β 是斜激波角, θ 是楔面角, 其余流场参数的下标 1 表示激波前, 下标 2 表示激波后, 下标 n 表示垂直于激波的分量。对于完全气体, $h(T)$ 采用式 (2) 进行计算, 而对于振动激发, $h(T)$ 则采用式 (6) 进行计算。根据以上牛顿迭代公式可以求出斜激波角 β , 进而求出所有斜激波波后流场参数。

1.4 数值求解边界层问题

控制方程采用二维 Navier-Stokes 方程^[17-18]

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial x} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial y} = 0 \quad (16)$$

其中, U 为守恒变量, F, G 分别为 x, y 方向的无黏守恒通量, F_v, G_v 分别为 x, y 方向的黏性守恒通量, 具体形式为

$$U = [\rho, \rho u, \rho v, \rho e]^T \quad (17)$$

$$F = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (\rho e + p)u]^T \quad (18)$$

$$G = [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, (\rho e + p)v]^T \quad (19)$$

$$F_v = [0, \tau_{xx}, \tau_{xy}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} - q_x]^T \quad (20)$$

$$G_v = [0, \tau_{xy}, \tau_{yy}, u\tau_{xy} + v\tau_{yy} - q_y]^T \quad (21)$$

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (22)$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (23)$$

$$\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (24)$$

$$q_x = -k \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -k \frac{\partial T}{\partial y} \quad (25)$$

其中对于内能 e , 完全气体采用式 (1), 而振动激发采用式 (5)。黏性系数 μ 随温度 T 变化的近似关系由 Sutherland 公式给出, 而热传导系数 k 则由普朗特数 Pr 给出^[19]

$$\mu = \frac{C_1 T^{\frac{3}{2}}}{T + C_2}, \quad k = \frac{c_p \mu}{Pr} \quad (26)$$

式中, $C_1 = 1.458 \times 10^{-6}$, $C_2 = 110.4$, $Pr = 0.72$ 。

计算中采用有限差分方法、LUSGS 隐式格式^[20]进行求解。其中对无黏通量 F 和 G 的求解采用 AUSMPW+ 格式^[21-22], 将流动通量分为对流项和压力项两部分, 分别进行近似求解。该数值格式在高超声速流动的求解中, 对激波和边界层的捕捉均表现出较好的性能^[23-24]。迎风格式基本上是一阶的, 为了取得更好的空间精度, 采用 MUSCL 格式^[25]对原始变量进行重构, 并引入 Van Albada 限制器来限制重构时产生过大或过小的梯度

$$W_{i+1/2}^L = W_i + \frac{S}{4} [(1 - S\kappa)\Delta^- + (1 + S\kappa)\Delta^+]_i \quad (27)$$

$$W_{i+1/2}^R = W_{i+1} - \frac{S}{4} [(1 - S\kappa)\Delta^+ + (1 + S\kappa)\Delta^-]_i \quad (28)$$

$$S = \frac{2\Delta^+ \cdot \Delta^- + \varepsilon}{(\Delta^+)^2 + (\Delta^-)^2 + \varepsilon}, \quad \varepsilon = 10^{-10} \quad (29)$$

$$\Delta^+ = W_{i+1} - W_i, \quad \Delta^- = W_i - W_{i-1} \quad (30)$$

其中, W 是原始变量。当 $\kappa = 1/3$ 时, 该方法具有三阶空间精度^[26]。

对于平板边界层问题, 计算域和网格示意图如图 3。其中总网格数为 $858 \times 812 \approx 7.0 \times 10^5$, 边界层第一层网格间距为 $5 \mu\text{m}$ 。壁面边界条件为等温壁, $T_w = 1500 \text{ K}$ 。

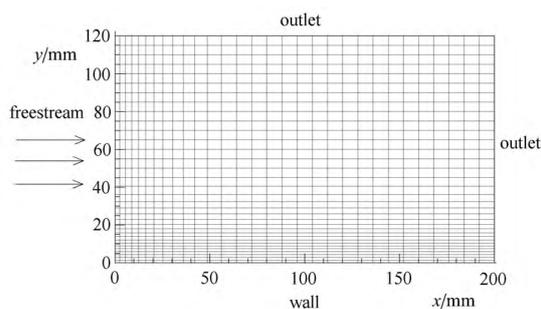


图3 计算域和网格示意图

Fig. 3 Computational domain and grids

2 结果与讨论

2.1 振动激发对斜激波的影响

这里采用 1.3 节提出的牛顿迭代公式分别对完

全气体和考虑振动激发的斜激波关系进行精确求解, 以分析振动激发对斜激波波后流场的定量影响. 计算时, 来流采用 40 km 高空空气参数 ($T = 250 \text{ K}$, $p = 287 \text{ Pa}$), 楔面角为 30° .

图 4 给出了来流马赫数从 6 增大到 12 时, 斜激波后的温度、压力、密度、速度、马赫数和激波角的变化. 从图中可以看出, 与完全气体相比, 考虑振动激发后斜激波波后温度降低、压力变小、密度变大、速度和马赫数变大、激波角变小. 且随着来流马赫数的增大, 激波压缩增强, 波后温度增大, 振动激发变得越来越显著, 斜激波波后流场参数的偏差也越来越大. 事实上, 其他使斜激波波后温度增大的过程, 如升高来流温度或增大楔面角, 都会使振动激发变得显著, 进而导致振动激发对斜激波的影响变大.

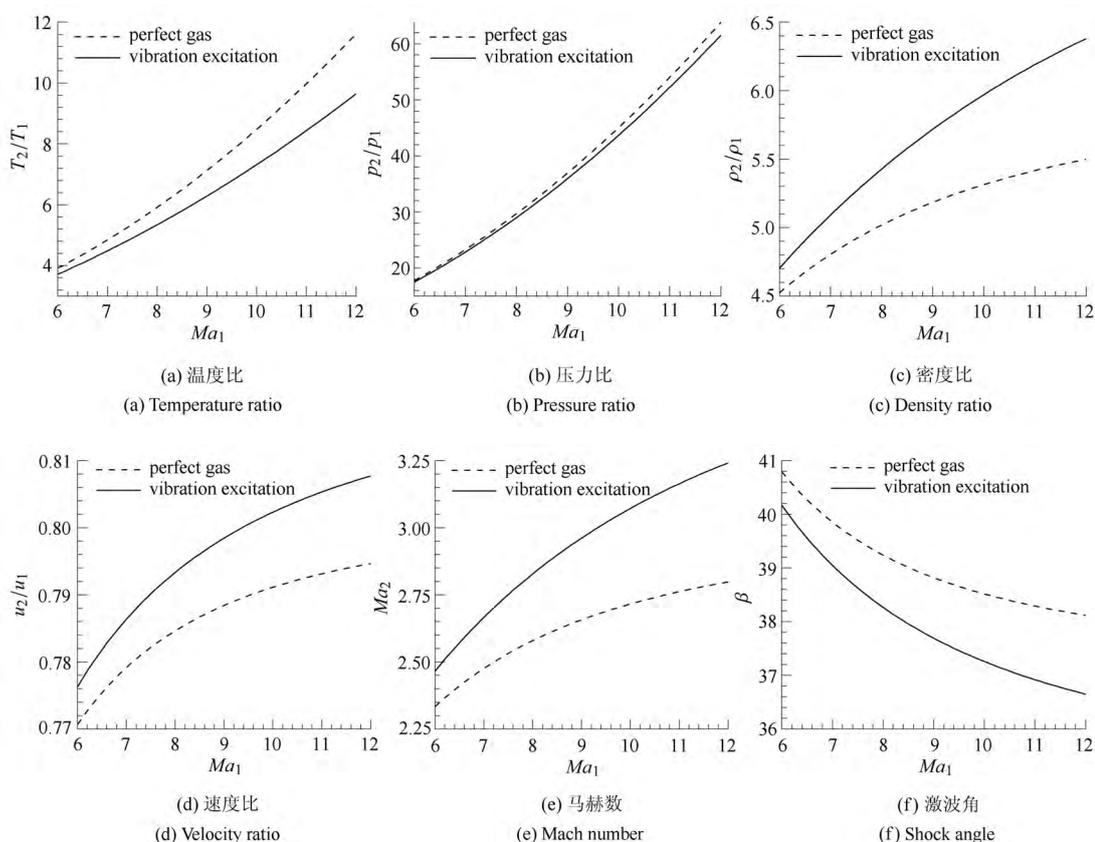


图4 斜激波前后流场参数

Fig. 4 Flow field parameters across oblique shock

取 $Ma = 10$ 的斜激波关系如表 1 所示. 可见, 振动激发对斜激波波后温度、密度、马赫数和激波角的影响较大, 超过 12%; 而对波后压力和速度的影响较小, 在 4% 以内. 事实上, 考虑振动激发后, 斜激波波后气体能量有较大一部分转化成气体分子的振动

能, 使得气体分子平动能和转动能显著变小, 于是作为表征分子平动能的温度比完全气体的相应值要小得多. 这是振动激发对流场最直接的影响. 温度显著变小, 则声速也将显著变小, 由于速度基本保持不变, 导致波后马赫数显著变大. 另外, 由于压力变化

表 1 $Ma = 10$ 斜激波关系

Table 1 Oblique shock properties at $Ma = 10$

	T_2/T_1	p_2/p_1	ρ_2/ρ_1	U_2/U_1	Ma_2	$\beta - \theta$	Re_x/m^{-1}
perfect gas	8.48	45.08	5.31	0.791	2.72	8.52°	8.33×10^5
vibration excitation	7.32	43.71	5.97	0.802	3.07	7.26°	1.03×10^6
difference	-13.68%	-3.04%	12.43%	1.39%	12.87%	-14.79%	23.65%

不大, 从状态方程可得密度将显著变大.

注意到, 考虑振动激发后, 斜激波波后流动的单位雷诺数 Re_x 变化明显, 达到 23.65%. 雷诺数的增大会导致边界层厚度减小, 结合多个物理量的变化, 如速度和温度, 将共同对边界层内的摩擦阻力和气动热产生一定影响. 由式 (26) 可知, 温度显著降低将导致黏性系数 μ 显著变小, 且由于密度显著变大, 则式 (31) 给出的单位雷诺数 Re_x 显著变大.

$$Re_x = \frac{\rho U}{\mu} \quad (31)$$

振动激发对斜激波波后流场参数产生显著影响, 该流场又作为边界层的外流, 将与振动激发对边界层流动的影响进行耦合, 共同对边界层内流场产生影响, 最终影响壁面处的气动特性.

2.2 振动激发对边界层的影响

这里分析边界层外流取斜激波波后流场参数时, 振动激发对边界层流动的影响. 采用 1.4 节中的数值方法求解平板边界层问题, 即可得到边界层内流场以及壁面热流和摩擦阻.

当将斜激波波后流场取为边界层外流时, 由表 1 可知, 完全气体与考虑振动激发的流场温度差异很大, 从而声速差异很大, 马赫数差异也很大. 即在高温气体效应显著时, 采用速度描述流动比马赫数更准确. 另外, 与边界层内壁面摩擦阻直接相关的是速度而不是马赫数. 因此, 在本小节采用速度替代马赫数来描述流动. 斜激波前自由来流为 $U = 3176 \text{ m/s}$ ($Ma = 10$), $T = 250 \text{ K}$, $p = 287 \text{ Pa}$, $\theta = 30^\circ$ 时, 完全气体或考虑振动激发, 斜激波波后流场参数约为 $U = 2530 \text{ m/s}$, $T = 2000 \text{ K}$, $p = 12750 \text{ Pa}$.

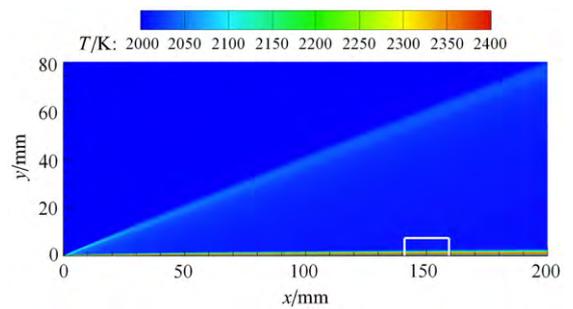
2.2.1 对边界层流场参数的影响

取 $U = 2530 \text{ m/s}$, $T = 2000 \text{ K}$, $p = 12750 \text{ Pa}$ 为边界层外流, 壁面温度为 $T_w = 1500 \text{ K}$, 此时平板边界层流场的温度云图如图 5 所示. 距离平板前缘 $x = 150 \text{ mm}$ 处, 完全气体或考虑振动激发的温度边界层及速度边界层的对比如图 6. 该位置的边界层厚度及与壁面热流、摩擦阻相关的参数汇总如表 2 和表

3 所示. 其中速度边界层厚度 δ 、壁面热流 q_w 和壁面摩擦阻 τ_w 分别按式 (32) 和式 (33) 定义为

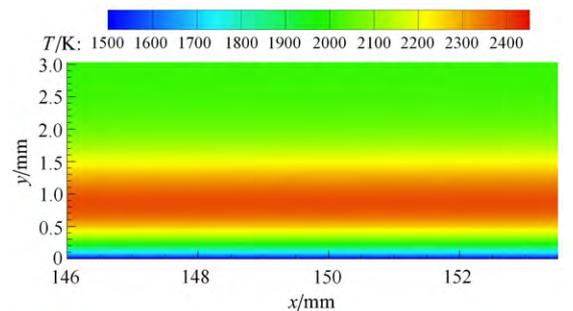
$$U|_{y=\delta} = 0.99U_e \quad (32)$$

$$q_w = k_w \cdot \left(\frac{dT}{dy} \right)_w, \quad \tau_w = \mu_w \cdot \left(\frac{du}{dy} \right)_w \quad (33)$$



(a) 全图

(a) Full figure



(b) 局部放大图

(b) Partial enlarged view

图 5 平板边界层 (完全气体) 流场温度云图

Fig. 5 Temperature contour of flat-plate boundary layer of perfect gas

从图 6 和表 2 可见, 与完全气体对比, 考虑振动激发后, 边界层内最高温度 T_{\max} 下降明显, 从 2390 K 降低到 2278 K , 降低了 4.69%. 而边界层内最高温度所在位置 $y|_{T_{\max}}$ 变化较小. 由此可得, 振动激发使壁面温度梯度显著降低, 计算结果给出变化为 -13.11%. 然而壁面是等温壁, $T_w = 1500 \text{ K}$, 由式 (9) 可得, 壁面处的比定压热容 $c_{p|w}$ 考虑振动激发后多出与分子振动能相关的项, 从而显著增大. 而黏

性系数仅与温度有关,等温壁处的黏性系数 μ_w 保持不变.因此,由式 (26) 可得壁面处的热传导系数 k_w 显著增大,变化为 20.18%.根据壁面热流的定义式 (33),壁面热流 q_w 的变化为

$$(1 + 20.18\%)(1 - 13.11\%) - 1 = 4.42\% \quad (34)$$

从图 6 和表 3 可知,与完全气体对比,考虑振动激发后,速度边界层厚度稍微减小,减小了 2.82%.在外流速度相同时,壁面速度梯度也稍微增大,变化为 0.95%.另外,等温壁的黏性系数 μ_w 保持不变.因此,根据壁面摩擦阻的定义式 (33),壁面摩擦阻 τ_w 与壁面速度梯度的变化趋势相同,也有 0.95% 的小变化.

综上,在边界层外流条件相同时,振动激发对边界层内流动以及壁面热流、摩擦阻都产生一定影响.

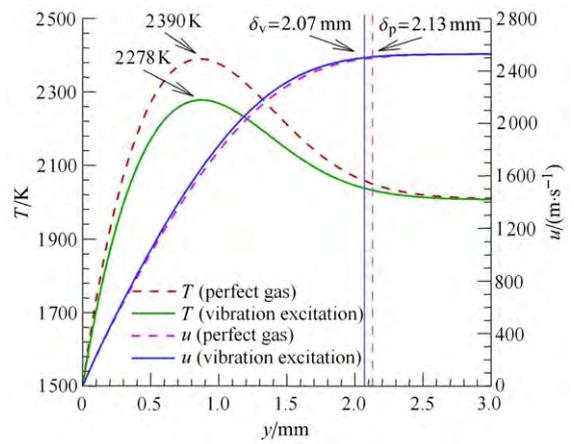


图 6 边界层的温度和速度剖面 ($x = 150 \text{ mm}$)

Fig. 6 Profiles of temperature and velocity in boundary layer at $x = 150 \text{ mm}$

表 2 壁面温度梯度与热流 ($x = 150 \text{ mm}$)

Table 2 Temperature gradient and heat flux at wall of $x = 150 \text{ mm}$

	T_{\max}/K	$y T_{\max}/\text{mm}$	$(dT/dy)_w/(\text{K}\cdot\text{m}^{-1})$	$k_w/(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	$q_w/(\text{kW}\cdot\text{m}^{-2})$
perfect gas	2390	0.86	2.6194×10^6	7.3707×10^{-2}	193.07
vibration excitation	2278	0.87	2.2760×10^6	8.8580×10^{-2}	201.60
difference	-4.69%	1.16%	-13.11%	20.18%	4.42%

表 3 壁面速度梯度与摩擦阻 ($x = 150 \text{ mm}$)

Table 3 Velocity gradient and friction at wall of $x = 150 \text{ mm}$

	δ/mm	$(du/dy)_w/\text{s}^{-1}$	$\mu_w/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	τ_w/Pa
perfect gas	2.13	2.3602×10^6	5.2597×10^{-5}	124.14
vibration excitation	2.07	2.3826×10^6	5.2597×10^{-5}	125.32
difference	-2.82%	0.95%	0	0.95%

2.2.2 随外流参数的变化规律

边界层内流动和壁面热流、摩擦阻主要受外流速度 U 、温度 T 以及压力 p 的共同影响.在 $U = 2530 \text{ m/s}$, $T = 2000 \text{ K}$, $p = 12750 \text{ Pa}$ 条件下,固定其中两个,改变另一个,可以得到完全气体或考虑振动激发的壁面热流 q_w 、摩擦阻 τ_w 以及振动激发对其影响大小随外流参数的变化规律,如图 7.其中,分别按式 (35) 和式 (36) 将振动激发对壁面热流和摩擦阻的影响定义成两个物理量: δq_w 和 $\delta \tau_w$.

$$\delta q_w = \frac{q_{w,\text{vibration}} - q_{w,\text{perfect}}}{q_{w,\text{perfect}}} \times 100\% \quad (35)$$

$$\delta \tau_w = \frac{\tau_{w,\text{vibration}} - \tau_{w,\text{perfect}}}{\tau_{w,\text{perfect}}} \times 100\% \quad (36)$$

由图 7 可见,壁面热流 q_w 对外流速度 U 、温度

T 、压力 p 都比较敏感,而壁面摩擦阻 τ_w 对外流速度 U 和压力 p 比较敏感,外流温度 T 对 τ_w 影响较小.壁面热流 q_w 、摩擦阻 τ_w 随外流速度 U 、温度 T 和压力 p 而变化说明,斜激波波后流动作为边界层外流,在振动激发使斜激波波后流场参数发生变化时,最终通过边界层的传递作用,会对壁面热流和摩擦阻产生影响.

从图 7 还可得到,振动激发的影响大小 δq_w 和 $\delta \tau_w$ 也会随外流速度 U 和外流温度 T 而变化.这又说明,边界层的存在不仅传递振动激发对外流产生的影响,还将其与振动激发对自身的影响进行耦合,使振动激发对气动力/热特性的影响机理变得复杂.其中从图 7(a) 和图 7(b) 可得, δq_w 随 U, T 变化较大,即振动激发通过斜激波使边界层外流发生变化时,会极大地干扰振动激发通过改变边界层内流动而对壁面热流 q_w 产生的影响大小.这说明,振动激发通过在斜激波中改变边界层外流而对 q_w 产生的影响与通过改变边界层内流动而对 q_w 产生的影响是强烈耦合在一起的,不是简单的叠加.

从图 7(d) 和图 7(e) 可得, $\delta \tau_w$ 随 U, T 变化相对较小,即在振动激发通过斜激波使边界层外流发生

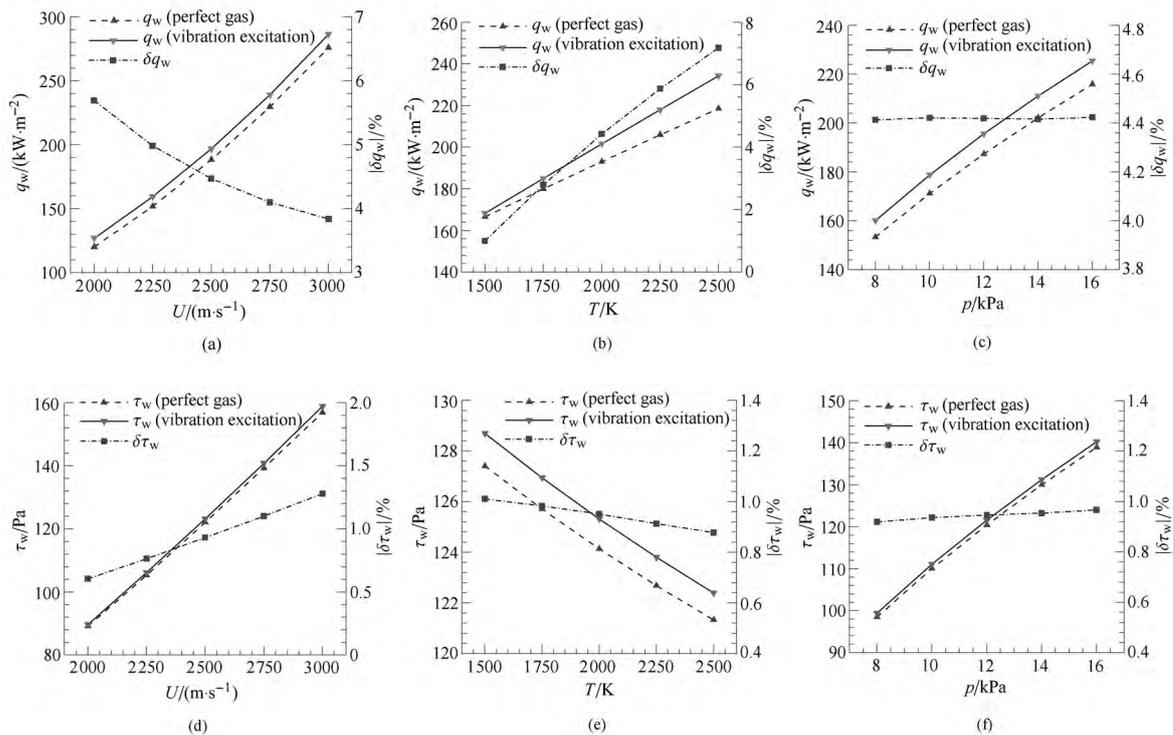


图 7 $q_w, |\delta q_w|, \tau_w, |\delta \tau_w|$ 随 U, T, p 的变化

Fig. 7 Variation of $q_w, |\delta q_w|, \tau_w, |\delta \tau_w|$ as functions of U, T, p

变化时，振动激发通过改变边界层内流动而对壁面摩擦阻 τ_w 产生的影响大小相对较稳定，所受干扰较小。这说明，振动激发通过在斜激波中改变边界层外流而对 τ_w 产生的影响，与通过改变边界层内流动而对 τ_w 产生的影响的耦合作用较弱，基本是解耦的。

2.3 综合分析

2.3.1 渐进求解的结果

为了分析斜激波和边界层同时考虑振动激发时对壁面压力、摩擦阻和热流的影响，这里选择速度 $U = 3176 \text{ m/s}$ ($Ma = 10$)、温度 $T = 250 \text{ K}$ 、压力 $p = 287 \text{ Pa}$ 的空气流过角度 $\theta = 30^\circ$ 、长度 $L = 20 \text{ cm}$ 的斜劈作为实例，采用 1.2 节中提出的渐进分析方法分两步求解。分析结果如图 8，图中点标志 X_X ($X = P, R$) 中，第 1 个字母表示斜激波的计算模型，第 2 个字母表示边界层的计算模型，P 表示完全气体模型，R 表示考虑振动激发的热完全气体模型，两点之间连线上的百分比代表的是两者的差别大小。

由图 8 (a) 可见，振动激发对壁面压力系数的影响基本上是通过改变斜激波波后压力实现的，边界层的作用较小，符合边界层理论。

从图 8 (b) 可见，斜激波或边界层单独考虑振动激发时，都会使壁面摩擦阻 τ_w 增大，分别为 1.85% 和

0.92%，斜激波的影响较大。注意到，P.P, R.P, P.R, R.R 四个点组成的图形非常接近平行四边形。这说明斜激波考虑振动激发时对壁面摩擦阻 τ_w 产生的影响与边界层考虑振动激发产生的影响近似可以叠加，叠加结果为： $1.85\% + 0.92\% = 2.77\%$ ，与斜激波和边界层同时考虑振动激发时的结果 (2.85%) 非常接近。即振动激发通过在斜激波中改变边界层外流而对 τ_w 产生的影响，与通过改变边界层内流动而对 τ_w 产生的影响的耦合作用较弱，基本是解耦的。2.2.2 节中指出，这是因为振动激发通过改变边界层内流动而对壁面摩擦阻 τ_w 产生的影响大小相对较稳定，受边界层外流参数变化的干扰较小，即受振动激发对斜激波影响的干扰较小。

由图 8(c) 可见，斜激波考虑振动激发时会使壁面热流 q_w 减小，影响为 -6.51% 。而边界层考虑振动激发时会使壁面热流 q_w 增大，影响为 5.18% 。即在斜激波或边界层这两种流场结构中，振动激发对壁面热流 q_w 的影响方向是相反的，当斜激波和边界层同时考虑振动激发时，两者的作用会发生一定的抵消，最终削弱了振动激发对壁面热流 q_w 产生的影响 (-3.46%)。注意到，与壁面摩擦阻的结果不同的是，P.P, R.P, P.R, R.R 四个点组成的图形与平行四边形 (图中

虚线) 差异较大. 当将斜激波考虑振动激发时对壁面热流 q_w 产生的影响与边界层考虑振动激发产生的影响进行叠加, 结果为: $-6.51\% + 5.18\% = -1.33\%$, 图中 (+) 点. 对比斜激波和边界层同时考虑振动激发时的结果 (-3.46%), 差异较大, 相差 $-1.33\% - (-3.46\%) = 2.13\%$. 这说明振动激发通过在斜激波中改变边界层

外流而对 q_w 产生的影响与通过改变边界层内流动而对 q_w 产生的影响是强烈耦合在一起的, 不能简单叠加. 2.2.2 节中指出, 这是因为在振动激发通过斜激波使边界层外流发生变化时, 会极大地干扰振动激发通过改变边界层内流动而对壁面热流 q_w 产生的影响大小.

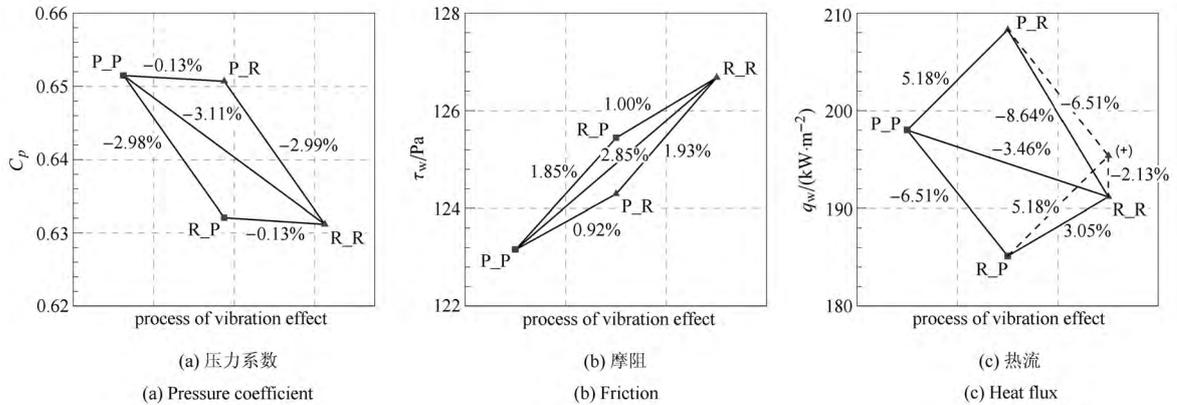


图 8 振动激发对气动力/热特性影响的路径图

Fig. 8 Paths of vibration effects on aerodynamic and aerothermodynamic characteristics

2.3.2 直接求解的结果

为了验证以上两步渐进分析方法的合理性, 对同样的高超声速黏性斜劈问题采用 1.4 节中给出的数值方法进行直接求解. 图 9 是完全气体和考虑振动激发的斜劈流场温度云图的对比图. 从图中可见, 考虑振动激发斜激波波后温度从完全气体的 2143 K 降低到 1844 K, 变化显著. 另外, 与完全气体进行对比, 考虑振动激发后激波层厚度明显变薄, 激波角明显变小. 这些变化规律与 2.1 节的结果吻合.

距离斜劈前缘 $x = 150 \text{ mm}$ 处, 完全气体和考虑

振动激发两种气体模型的壁面压力系数 C_p 、摩擦阻 τ_w 和热流 q_w 的计算结果如表 4. 可见, 对比完全气体的结果, 考虑振动激发后壁面压力系数 C_p 变化 -3.08% , 摩擦阻变化 3.45% , 热流变化 -3.09% . 将该结果与图 8 给出的结果对比发现, 渐进求解得到的振动激发对高超声速气动力/热特性的影响大小与该直接求解得到的结果非常接近, 误差较小. 这说明以上提出的两步渐进分析方法及其结果是合理的, 且该方法对在斜激波与边界层组合结构中分析振动激发对壁面摩擦阻、热流的影响规律以及估计其影响大小具有很大的工程应用价值.

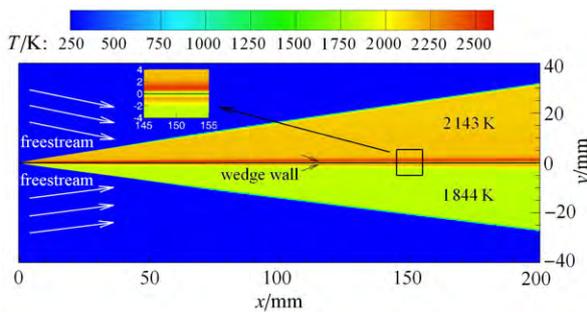


图 9 完全气体 (a) 和考虑振动激发 (b) 的斜劈流场温度云图的对比图

Fig. 9 Comparison of temperature contour of wedge of perfect gas (a) and vibration excitation (b)

表 4 斜劈的气动力/热特性 ($x = 150 \text{ mm}$)

Table 4 Aerodynamic and aerothermodynamic characteristics of wedge at $x = 150 \text{ mm}$

	C_p	τ_w/Pa	$q_w/(\text{kW}\cdot\text{m}^{-2})$
perfect gas	0.649	118.43	194.14
vibration excitation	0.629	122.51	188.14
difference	-3.08%	3.45%	-3.09%
results in Fig.8	-3.11%	2.85%	-3.46%

3 结 论

高超声速气流通过斜激波与边界层的加热诱

导空气分子振动激发, 从而影响飞行器表面的气动力/热特性. 本文新提出一种理论求解斜激波与数值求解边界层相结合的两步渐进方法, 研究了振动激发过程对二维斜劈的气动力/热特性的影响规律, 并分析了振动激发效应在激波层与边界层内的传递和干扰机理.

研究表明, 对比完全气体, 振动激发使壁面摩擦阻升高, 使壁面热流降低. 在斜激波中, 振动激发使波后温度、压力降低, 密度、速度、马赫数升高, 激波角减小, 单位雷诺数增大. 其中, 振动激发对斜激波波后温度、密度、马赫数、激波角和单位雷诺数的影响较大. 发生振动激发后, 斜激波波后雷诺数的增大会导致边界层厚度减小, 结合多个物理量的变化, 如速度和温度, 共同对边界层内的摩擦阻力和气动热产生影响. 在边界层流动中, 壁面热流、摩擦阻随外流速度、温度和压力而变化, 表明边界层的存在会传递斜激波的振动激发效应对壁面热流和摩擦阻产生影响. 另外, 振动激发对壁面热流、摩擦阻的影响大小也随外流速度和温度而变化, 说明边界层内的振动激发效应会与斜激波的振动激发效应发生相互干扰. 采用渐进方法分析发现, 振动激发通过在斜激波中改变边界层外流而对壁面热流产生的影响与通过改变边界层内流动而产生的影响是强烈耦合的, 不能简单叠加. 而在对壁面摩擦阻的影响中, 耦合作用较弱, 基本是解耦的. 对高超声速黏性斜劈问题的直接求解结果验证了提出的两步渐进分析方法的合理性.

参 考 文 献

- 姜宗林. 触摸高温气体动力学. 力学与实践, 2006, 28(5): 1-7 (Jiang Zonglin. Feeling high temperature gas dynamics. *Mechanics in Engineering*, 2006, 28(5): 1-7 (in Chinese))
- 樊菁. 高超声速高温气体效应判据. 力学学报, 2010, 42(4): 591-596 (Fan Jing. Criteria on high-temperature gas effects around hypersonic vehicles. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2010, 42(4): 591-596 (in Chinese))
- Anderson JD. Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics, 2nd Edition. AIAA, 2006
- 童秉纲, 孔祥言, 邓国华. 气体动力学. 第 2 版. 北京: 高等教育出版社, 2012 (Tong Binggang, Kong Xiangyan, Deng Guohua. Gas Dynamics. 2nd Edition. Beijing: Higher Education Press, 2012 (in Chinese))
- Hirschel EH, Weiland C. Selected Aerothermodynamic Design Problems of Hypersonic Flight Vehicles. Berlin: Springer, 2009
- Compton HR, Schiess JR, Suit WT, et al. Stability and control over the supersonic and hypersonic speed range. Conference Paper, NASA Langley, 1983
- Brauckmann GJ, Paulson JW. Experimental and computational analysis of shuttle orbiter hypersonic trim anomaly. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1995, 32(5): 758-764
- Muylaert J, Walpot L, Rostand P, et al. Extrapolation from wind tunnel to flight: shuttle orbiter aerodynamics. Technical Report, NASA Langley, 1998
- Griffith BJ, Maus JR, Best JT. Explanation of the hypersonic longitudinal stability problem: lessons learned. NASA, 1983
- Romere PO, Young JC. Space shuttle entry longitudinal aerodynamic comparisons of flight 2 with preflight predictions. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1983, 20(6): 518-523
- Calloway RL. Real-gas simulation for the shuttle orbiter and planetary entry configurations including flight results. AIAA, 1984
- Jiang ZL, Yu HR. Experimental and development of the longest-duration hypervelocity detonation-driven shock tunnel (LHDst). AIAA, 2014
- 姜宗林, 李进平, 赵伟等. 长试验时间爆轰驱动激波风洞技术研究. 力学学报, 2012, 44(5): 824-831 (Jiang Zonglin, Li Jinping, Zhao Wei, et al. Investigating into techniques for extending the test-duration of detonation-driven shock tunnels. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2012, 44(5): 824-831 (in Chinese))
- 刘云峰, 汪运鹏, 苑朝凯等. 复现高超声速飞行条件下 10° 尖锥标模气动力特性试验研究. 中国力学大会, 上海, 2015 (Liu Yunfeng, Wang Yunpeng, Yuan Chaokai, et al. Aerodynamic force and moment characteristics of 10 degree sharp cone at Mach 7.0 in JF12 shock tunnel. The Chinese Congress of Theoretical and Applied Mechanics, Shanghai, 2015 (in Chinese))
- 汪运鹏, 刘云峰, 苑朝凯等. 长试验时间激波风洞测力技术研究. 力学学报, 2016, 48(3): 545-556 (Wang Yunpeng, Liu Yunfeng, Yuan Chaokai, et al. Study on force measurement in long-test duration shock tunnel. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2016, 48(3): 545-556 (in Chinese))
- 汪志诚. 热力学·统计物理. 第 4 版. 北京: 高等教育出版社, 2008 (Wang Zhicheng. Thermodynamics & Statistical Physics. 4th Edition. Beijing: Higher Education Press, 2008 (in Chinese))
- 张德良. 计算流体力学教程. 北京: 高等教育出版社, 2010 (Zhang Deliang. A Course in Computational Fluid Dynamics. Beijing: Higher Education Press, 2010 (in Chinese))
- 任玉新, 陈海昕. 计算流体力学基础. 北京: 清华大学出版社, 2006 (Ren Yuxin, Chen Haixin. Fundamentals of Computational Fluid Dynamics. Beijing: Tsinghua University Press, 2006 (in Chinese))
- 卞荫贵, 徐立功. 气动热力学. 第 2 版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2010 (Bian Yingui, Xu Ligong. Aerothermodynamics. 2nd Edition. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2010 (in Chinese))
- Seokkwan Y, Antony J. Lower-upper symmetric-gauss-seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations. *AIAA Journal*, 1988, 26(9): 1025-1026
- Kim KH, Kim C, Rho OH. Methods for the accurate computations of hypersonic flows I. AUSMPW+ scheme. *Journal of Computational*

- Physics*, 2001, 174(1): 38-80
- 22 Kim KH, Lee JH, Rho OH. An improvement of AUSM schemes by introducing the pressure-based weight functions. *Computers & Fluids*, 1988, 27(3): 311-346
- 23 Keiichi K, Eiji S, Yoshiaki N, et al. Evaluation of Euler flux for hypersonic heating computations. *AIAA Journal*, 2010, 48(4): 763-776
- 24 Ren Yuxin. A robust shock-capturing scheme based on rotated Riemann solvers. *Computers & Fluid*, 2003, 32(10): 1379-1403
- 25 Van Leer B. Towards to the ultimate conservation difference schemes: V. a second-order sequel to Godunov method. *Journal of Computational Physics*, 1979, 32(1): 101-136
- 26 Collela P. A direct Eulerian MUSCL scheme for gas dynamics. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, 1985, 6(1): 104-117