

文章编号:1000-8055(2011)05-0961-16

再入飞行中 DSMC 与 Navier-Stokes 两种模型的计算与分析

王保国¹, 黄伟光^{1,2}, 钱 耕¹, 李 翔¹, 李学东¹

(1. 北京理工大学 宇航学院, 北京 100081;

2. 中国科学院 工程热物理研究所, 北京 100190)

摘 要: 首次提出了再入飞行过程中“小 Knudsen 数特征区(即 $[Kn_1, Kn_2]$ 域)”的概念,并用直接模拟蒙特卡罗(DSMC)算法与求解 Navier-Stokes 方程两种模型详细研究了在这个区域中的流动.数值计算表明:采用王保国教授课题组自己编制的 DSMC 源程序和求解多组分、考虑热力学非平衡以及化学反应非平衡、弱守恒型 Navier-Stokes 方程组的源程序均可以完成在该区域的流动计算,而且所得流场气动参数的分布趋势大体上基本一致,对应点处相应参数的值相差较小.计算中发现:采用 DSMC 程序计算时,当来流工况的 Knudsen 数越小、越接近 Kn_1 时则计算所需的时间越长,使用该程序可以得到 $[Kn_1, Kn_2]$ 域的 Kn_1 值,其值近似为 0.0019;采用 Navier-Stokes 方程的程序时,当来流工况的 Knudsen 数越大、越接近 Kn_2 时则计算越不易收敛,使用该程序能够得到 Kn_2 值,其值近似为 0.0125.计算中还发现:在流场计算过程中,分别采用 DSMC 与 Navier-Stokes 方程的源程序,其对应的来流工况 Knudsen 数取值分别越接近 Kn_1 与 Kn_2 时,均会出现收敛速度明显变慢的现象.为此,文中给出了加速流场计算收敛的 3 种措施.正是由于小 Knudsen 数特征区的存在,因此整个再入过程的所有飞行工况可以通过适当选用 DSMC 与 Navier-Stokes 方程的程序完成.显然,这个结论对再入飞行过程中的数值计算来讲是非常重要的.

关 键 词: 再入飞行; 小 Knudsen 数特征区; Navier-Stokes 方程; 直接模拟蒙特卡罗(DSMC); 高超声速气动热力学

中图分类号: V43

文献标志码: A

Computation and analysis of DSMC and Navier-Stokes model in reentry flight

WANG Bao-guo¹, HUANG Wei-guang^{1,2}, QIAN Geng¹,
LI Xiang¹, LI Xue-dong¹

(1. School of Aerospace Engineering,
Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

2. Institute of Engineering Thermophysics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: The concept of “low Knudsen number characteristic region”, which is $[Kn_1, Kn_2]$, in the process of reentry, has been presented for the first time, and the fluid in the region has been studied using direct simulation Monte Carlo (DSMC) and Navier-Stokes model respectively. It has been shown by the numerical computation that both of the DSMC code and weak conservative Navier-Stokes code with multi-species, thermodynamic non-equilibrium and chemical non-equilibrium compiled by Professor Wang Baoguo and his group can complete the computation in this region. The distribution of flowfield shows agreement

收稿日期:2011-02-28; 修订日期:2011-03-16

基金项目:国家自然科学基金(50376004); 高等学校博士学科点专项基金(20030007028)

作者简介:王保国(1947—),男,山东临清人,教授、博士生导师,博士,研究领域为计算流体力学、气动热力学.

with each other, and values of corresponding parameter only have very limited difference. As we can see in the computation: when DSMC is being used, the computation time increases with the decrease of Knudsen number. Value of Kn_1 can be got from this code, which is near 0.001 9. When Navier-Stokes is being used, the computation is more difficult to get convergence with a higher Knudsen number. Value of Kn_2 can be got from this code, which is near 0.012 5. It has also been found that during the computation, for Knudsen number closed to Kn_1 and Kn_2 respectively, the use of DSMC and Navier-Stokes code will lead to a decrease of the convergence rate. There are three measures to accelerate the convergence which will be introduced in this paper. Because of the low Knudsen number characteristic region, all the flight cases of the reentry process could be completed by appropriate selection between DSMC and Navier-Stokes code. Obviously, this conclusion is very important for the numerical computation in reentry flight process.

Key words: reentry flight; low Knudsen number characteristic region; Navier-Stokes; direct simulation Monte Carlo (DSMC); hypersonic aerothermodynamics

航天飞行器的再入飞行,通常要涉及到四个流区(即自由分子流区、过渡流区、滑移流区和连续介质流动区),因此相应流区中流场的数值计算一直是气动热力学领域的热点问题之一^[1-3].在稀薄气体动力学(又称分子气体动力学)中,直接模拟 Monte Carlo (DSMC)方法^[4-6]和求解 Boltzmann 方程^[7]是两种最常用的方法.尽管 DSMC 方法是通过与 Boltzmann 方程相同的物理推理获得的,但由于 DSMC 方法直接模拟的是单个分子的行为,因此比较容易把分子间的碰撞和分子与表面之间碰撞的复杂物理过程加以模拟,显然在这方面 DSMC 方法要比 Boltzmann 方程中右端碰撞项的数学表达方便得多(事实上,对 Boltzmann 方程来讲,右端碰撞项的数学表达一直较为困难,尤其是高温、高速、带有复杂化学反应时的流动更是如此).正是由于 DSMC 方法所具有的分子模拟特性,使得它在许多方面显示出优于直接求解 Boltzmann 方程之处.采用 DSMC 方法计算出的具有复杂外形航天飞机的升阻比与飞行测量数据吻合得非常好^[8].近年来广义 Boltzmann 方程也得到迅速的发展,Cheremisin F G 和 Agarwal R K 教授等都做出了出色的工作.在再入过程的连续介质流区,考虑热力学非平衡以及化学反应非平衡的多组分、弱守恒 Navier-Stokes 方程组为其控制方程,它的数值求解一直是高超声速流体力学和气动热力学领域中的主攻方向^[9-11].另外,Bird G A, Park C 以及 Moss J N, Boyd I D, Yamamoto Y, Candler G V^[12] 和 Gnoffo P A^[13] 等人在高超声速气动热力学计算方面做了大量工作.近 20 多年来,在卞荫贵教授的直

接指导下,王保国教授课题组在 Navier-Stokes 方程组的通用形式^[14]、方程组特征分析^[15]、方程的离散与求解^[16-32]、超声速和高超声速进气道内外流场的计算^[33-37]以及高超速飞行器(例如 Apollo, Orion, Mars Pathfinder, Mars Microprobe^[38], Apollo 工程 AS-202 返回舱, Huygens^[11], PAET 飞行器返回舱^[10], Stardust SRC^[39], MESUR^[40], Galileo, Viking, European ARD^[41], RAM-C II^[42], 70°圆锥体行星探测器^[43], 日本的 ORV^[44], 高超声速双锥体^[45],以及空中变轨问题中著名的 Balute 减速气球^[46]等)再入飞行中的气动力与气动热问题进行了一系列的理论计算与分析^[10-11, 38-53],其中包括再入地球大气层、土卫六大气层以及火星大气层的飞行工况.在本课题组已完成的 179 个飞行工况的计算中,采用 DSMC 模型计算的有 83 个工况,采用 Navier-Stokes 模型计算的有 96 个工况.在已完成的 179 个计算工况中,168 个工况的数值结果已在文献^[10-11, 38-47, 52-53]中做了详细发表,并且还和国外相关飞行数据以及相关的实验进行了比较.大量数值结果初步表明:王保国教授课题组所编制的 DSMC 源程序以及用于高超声速气动热力学数值计算用的 Navier-Stokes 源程序基本上可以完成飞行器以 5~9 km/s 的速度再入地球大气层、土卫六大气层或者火星大气层时气动力与气动热的计算,可以初步预测出飞行器在上述范围内的再入飞行速度飞行时其周围的热环境问题,可以为飞行器的热防护提供理论上的数据,也可以为高超声速流场的热力学非平衡与化学反应非平衡问题的研

究提供出 3 种无量纲参数(即 $|T - T_v|/T$ 数、Damköhler 数以及沿壁面热流系数或者沿壁面的 Stanton 数)的等值线分布图。

对高超声速飞行器再入飞行进行计算与分析的过程中,为了便于讨论与分析,通常是按再入的不同时刻或者相应的飞行高度去计算出相应来流的 Knudsen 数,以此作为区分不同来流计算工况的界限,例如文献[11]在计算 Apollo 工程 AS-202 返回舱再入地球大气层以及 Huygens 探测器再入土卫六大气层的飞行过程中,就是按再入飞行的不同时刻各分成了 6 个工况(可参阅文献[11]的表 3 与表 4)进行计算的。由于上述两个飞行器在所选的 12 个工况下,相应的来流 Knudsen 数都符合连续介质流动的条件,因此便采用了 Navier-Stokes 模型进行计算。在上述计算的 6 种工况下,AS-202 返回舱再入地球大气层的飞行马赫数在 15.52~22.63 的范围内,而 Huygens 再入土卫六大气层的飞行马赫数为 17.29~24.47。再如文献[38]计算 Orion 再入地球大气层和 Mars Pathfinder 再入火星大气层时分别选取了 13 个和 9 个计算工况,在上述工况下 Orion 再入高度从 250 km 降到 100 km,相应来流工况的 Knudsen 数从 111.0 变到 0.026 3,而 Mars Pathfinder 再入高度从 141.8 km 降到 95.0 km,来流攻角从 0° 变到 15° ,相应来流工况下的 Knudsen 数从 100.0 变到 0.206,显然上面选取的 22 个计算工况都符合稀薄气体流动的条件,故可采用 DSMC 模型进行求解。然而,对于一个高超声速飞行器的再入飞行过程,通常要涉及到四个流区,因此用数值计算的办法去预测出 DSMC 程序与 Navier-Stokes 程序的大致适用范围应当讲是件十分重要的事,本文正是针对这个问题展开讨论的。

1 再入过程中高超声速流动的两类物理模型及其源程序

正如文献[11]和文献[38]所讨论的,飞行器再入过程中流场的计算主要涉及到两类物理模型:一类是 Navier-Stokes 模型;一类是 DSMC 模型。下面对此作十分简要的介绍。

1.1 Navier-Stokes 模型及其源程序

1.1.1 弱守恒型 Navier-Stokes 基本方程组

对于三维高超声速处于高温、离解电离状态的空气多为多组元、带有化学反应的混合物,因此流场中存在着质量交换、动量交换和能量交换的过程,存在着热化学非平衡效应(即存在转动非平

衡、振动非平衡、化学非平衡和电离非平衡),存在着振动/离解耦合效应(V-D)、自由电子/振动耦合效应(E-V)、平动/振动耦合效应(T-V)、自由电子/平动耦合效应(E-T)、非平衡辐射效应以及气体组分中束缚电子激发效应等。在热化学非平衡效应中,通常会涉及到三温度模型(即平动温度 T_t 、振动温度 T_v 和电子温度 T_e)或者双温度模型(即平动温度 T_t 和振动温度 T_v)的概念,本文选用 Navier-Stokes 方程时,选用了双温度模型。另外,在 Navier-Stokes 方程组中,能量方程通常有 3 个(即振动能量守恒方程、电子和电子激发能量守恒方程以及总的能量守恒方程),而对于双温度模型,能量方程则只需要 2 个(即振动-电子-电子激发能量守恒方程以及总的能量守恒方程)。因此本文在选用双温度模型下 Navier-Stokes 方程组的弱守恒形式为^[3,11,54]

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \mathbf{U} d\Omega + \iint_{\partial\Omega} (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v) n_x dS + \iint_{\partial\Omega} (\mathbf{G} - \mathbf{G}_v) n_y dS + \iint_{\partial\Omega} (\mathbf{H} - \mathbf{H}_v) n_z dS = \iiint_{\Omega} \tilde{\mathbf{W}} d\Omega \quad (1)$$

式中 Ω 与 $\partial\Omega$ 分别代表控制体与控制表面; $\mathbf{U}$ 为方程组所对应的守恒型基本变量,它为列向量; $\mathbf{F}$, $\mathbf{G}$ 和 $\mathbf{H}$ 为无黏通量,它们均为列向量; $\mathbf{F}_v$, $\mathbf{G}_v$ 和 $\mathbf{H}_v$ 为黏性通量; $\tilde{\mathbf{W}}$ 代表方程组的右端源项。它们的具体表达式为

$$[\mathbf{U} \quad \mathbf{F} \quad \mathbf{G} \quad \mathbf{H} \quad \tilde{\mathbf{W}}] = \begin{bmatrix} \rho & \rho_1 u & \rho_1 v & \rho_1 w & \omega_1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \rho_s & \rho_s u & \rho_s v & \rho_s w & \omega_s \\ \rho u & \rho u^2 + p & \rho uv & \rho uw & 0 \\ \rho v & \rho uv & \rho v^2 + p & \rho vw & 0 \\ \rho w & \rho uw & \rho vw & \rho w^2 + p & 0 \\ E_t & (E_t + p)u & (E_t + p)v & (E_t + p)w & 0 \\ E_v & E_v u & E_v v & E_v w & \omega_v \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} -\rho_1 \tilde{u}_1 \\ \vdots \\ -\rho_s \tilde{u}_s \\ \tau_{xx} \\ \tau_{yx} \\ \tau_{zx} \\ k \frac{\partial T}{\partial x} + k_{vib} \frac{\partial T_v}{\partial x} - \sum \rho_s h_s \tilde{u}_s + u\tau_{xx} + v\tau_{yx} + w\tau_{zx} \\ k_{vib} \frac{\partial T_v}{\partial x} - \sum \rho_s e_{v,s} \tilde{u}_s \end{bmatrix} \quad (2)$$

另外 $\mathbf{G}_v$ 与 $\mathbf{H}_v$ 在形式上与 $\mathbf{F}_v$ 相类似. 注意式(2)中 $\rho_s, \bar{u}_s, \omega_s, h_s$ 和 e_{vs} 分别代表第 s 个组元气体的分密度、 x 方向上的扩散速率、单位体积化学反应质量生成率、单位质量的焓值和单位质量的振动能. 对于边界条件提法的问题可参阅文献[11], 这里就不再给出. 这里还需要特别强调的是: 在高超声速 Navier-Stokes 方程的求解中, 壁面条件的处理非常重要, 在本文的计算中仍采用了壁面辐射热平衡边界条件.

1.1.2 化学反应模型、能量传递模型以及输运特性模型

化学反应模型因飞行器再入不同的大气层以及不同的再入速度而有所不同. 在本文进行 Navier-Stokes 方程计算时, 对于再入地球大气层采用了 5 组元($\text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}, \text{N}$ 和 O)、17 基元反应模型(具体反应机制及其反应速率系数可参阅文献[11]的表 1); 对于再入土卫六大气层则采用 13 组元($\text{C}, \text{C}_2, \text{H}, \text{H}_2, \text{N}, \text{N}_2, \text{CH}, \text{CH}_2, \text{CH}_3, \text{CH}_4, \text{CN}, \text{HCN}$ 和 Ar)、143 基元反应模型(其反应机制与相关反应速率系数见参考文献[11]的表 2); 对于再入火星大气层采用了 8 组元($\text{C}, \text{O}, \text{N}, \text{N}_2, \text{CO}, \text{CO}_2, \text{NO}$ 和 O_2)、44 基元反应模型(其具体反应机制及其反应速率系数可参阅文献[46]的表 6). 文中所选用的再入三种大气层时飞行马赫数的范围是 7.1~32.81, 显然在这个范围时流场的热化学非平衡特性是需要认真考虑的.

对于能量方程, 这里仅给出振动-电子-电子激发能项的表达式, 即

$$\omega_v = -P_e \nabla \cdot \mathbf{V} + \sum_{s=\text{mol}} (\omega_s \hat{D}_s) - \sum_{s=\text{ion}} (\dot{n}_{e,s} \tilde{I}_s) + Q_{v-v} + Q_{v-e} \quad (3)$$

式中等式右端第 1 项代表电子压力梯度所产生的电场力对电子所作的功; 右端第 2 项反映了分子各组元由于化学反应而导致的振动能的获得(借助于复合反应)与丢失(借助于离解反应); 右端第 3 项反映了正离子由于电子碰撞电离反应而导致的能量丢失; 等式右端最后两项 Q_{v-v} 以及 Q_{v-e} 项分别代表平动能与振动能之间的能量传递速率以及由于弹性碰撞而产生的重粒子与电子间的能量传递速率, 文献[10-11]分别给出了它们的表达式.

高温混合气体输运特性的计算主要有两种模型: 一种是使用 Blottner 曲线以及 Eucken 关系式分别计算出每一组元的黏度、平动导热系数以及振动导热系数等, 之后使用 Wilke 混合律从而

得到混合气体的相关输运系数; 另一种是 Gupta 碰撞截面模型. 在本文的计算中采用了前者的模型.

1.2 DSMC 模型及其源程序

1.2.1 DSMC 的基本算法以及源程序总框图

在质点 Monte Carlo 方法的基础上, 1957 年 Alder B J 和 Wainwright T E 提出了适用于求解过渡流区的分子动力学方法(molecular dynamics method, 简称 MD 方法). 作为对分子动力学方法的某种改进, 1963 年 Bird G A 教授首先提出了 DSMC 方法, 之后分别于 1976 年、1994 年、1999 年和 2006 年进行了多次的完善; 从 1963 年到 2006 年长达 43 年的时间里, Bird 教授一直致力于 DSMC 方法的研究, 他提出了用有限个模拟分子代替真实气体分子、用对网格内的模拟分子运动状态进行统计平均以实现求解真实流动的目的. DSMC 方法与分子动力学方法的本质区别是 DSMC 方法可以在较小的时间间隔内将模拟分子的运动与模拟分子之间的碰撞解除耦合. 文献[46]中的图 1 给出了非结构网格下模拟分子运动的子程序框图; 文献[38]给出了三维 DSMC 算法的 7 个具体步骤, 该文献的图 1 给出了 DSMC 计算的总框图.

1.2.2 热力学碰撞传能的 6 种类型以及 8 种类型的化学反应

如何正确地构造出反映物理化学本质的反应抽样几率函数以及反应后的碰撞计算是非平衡态化学反应过程中 DSMC 方法的核心问题. 现象学方法符合微观方法与宏观方法相统一的哲学原理, 所以它能够得到正确的宏观量以及反应系统过程的集体表现. 1981 年 Bird G A 首先提出了可变硬球(variable hard sphere, 简称 VHS)的概念以及通过输运系数去确定碰撞截面的现象学方法, 改进了由无结构分子组成的气体流动的碰撞对抽样几率函数. 另外, 在实现热力学非平衡流动的 DSMC 方法中, 其关键技术是构造反映物理本质且适用于 DSMC 方法的气体分子内能松弛抽样几率函数, 并确定传能之后各碰撞分子所具有的能量. 为此, 文献[38]与文献[46]中都采用了 1975 年 Borgnakke C 和 Larsen P S 提出的现象学模型(即 B-L 模型). B-L 模型实质上是根据能量守恒原理将碰撞分子对能量按照平衡态分布的方式重新分配给碰撞后各分子而实现碰撞计算的, 因此该模型正确地反映了分子碰撞过程的物理本质. 对于高温化学反应气体流动的 DSMC 方

法,首先需要应用现象学方法导出高温气体中发生各种化学反应的抽样几率函数,并注意用化学反应细致平衡原理去确定出现在抽样几率函数中的待定常数.最后再根据能量守恒原理以及化学反应能细致平衡原理去构造符合物理本质并且适合 DSMC 方法的反应碰撞计算模型.在文献[46]中详细讨论了热力学碰撞传能的6种类型以及化学反应碰撞过程的8种类型,并且该文献中的图3与图4给出了实现热力学碰撞传能与化学反应碰撞过程的子程序框图.这里还必须指出的是,基元反应的个数是与化学反应过程的组元数以及再入飞行的大气层性质、飞行速度等有着密切关系.在文献[38]中就曾将再入地球大气层中的5组元17基元反应发展为5组元23基元反应,将再入火星大气层中的8组元44基元反应发展为9组元59基元反应,以便使源程序更有效地反映飞行马赫数较高时热化学非平衡的流动现象.

2 小 Knudsen 数特征区及其典型工况流场的计算与分析

2.1 典型算例——选用 Navier-Stokes 模型

2.1.1 RAM-C II 算例——选用 Navier-Stokes 模型

RAM-C II 是 20 世纪 60 年代进行的近第一宇宙速度飞行的实验^[55-56].飞行器的外型为头部半径为 0.1524 m,半锥角为 9° ,总长度为 1.295 m,飞行高度为 81 km,自由来流条件如表 1 所示.壁面假定为等壁温,壁温 $T_w=1500$ K,并且认为是非催化壁.自由来流组分的质量分数: N_2 为 79%, O_2 为 21%.

表 1 RAM-C II 的飞行工况

Table 1 Free stream condition for RAM-C II flight experiment

h/km	$V_\infty/(\text{m/s})$	p_∞/Pa	T_∞/K	T_w/K
81	7650	1.50	181	1500
71	7658	4.764	216	1500
61	7636	19.85	254	1500

本文给出了飞行高度 $h=81$ km 时的全部计算结果,这时来流 $Kn_\infty=0.0125$;对于飞行高度为 71 km 和 61 km 时的工况,这里仅给出部分计算结果,更多的结果可见文献[42].图 1 给出了平动-转动温度与分子振动温度沿驻点线的分布,由平动-转动温度的分布可以看出,当飞行高度为

81 km,此时已经十分接近过渡区了.沿驻点线,激波后的区域内,平动-转动温度持续下降,除了壁面的临近区域,流场全部为化学非平衡态区域,化学非平衡态现象十分明显.气体分子的振动能被很明显地激发,除了在壁面临近区域外,整个头部流场区域平动-转动温度和分子振动温度的差值也非常明显,热力学非平衡态十分显著.

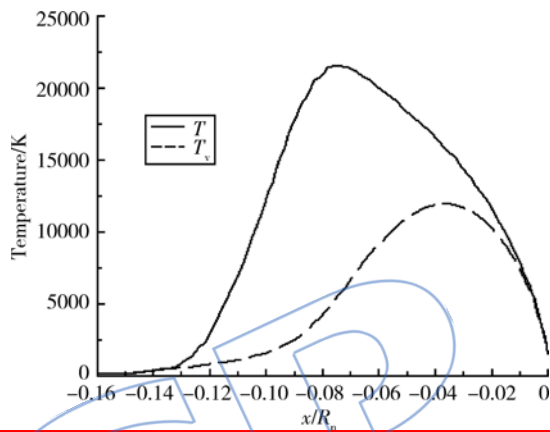


图 1 温度沿驻点线的分布 ($h=81$ km)

Fig. 1 Temperature distribution on stagnation streamline ($h=81$ km)

图 2 和图 3 分别给出了头部区域流场的平动-转动温度和分子振动温度等值线的分布.由于该工况点下再入速度较高,激波后头部驻点区域的气动加热效应十分剧烈,平动-转动温度峰值已达到 21600.9 K,分子振动温度峰值为 12983.7 K.

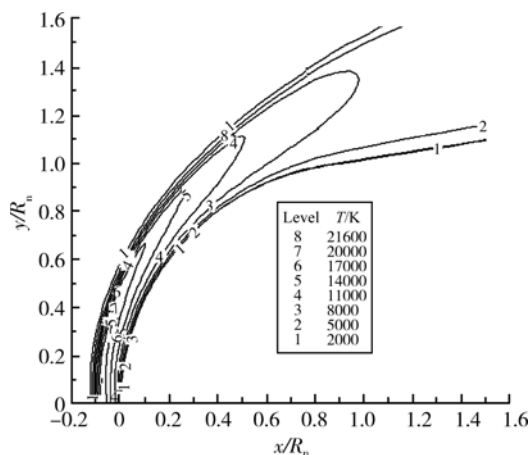
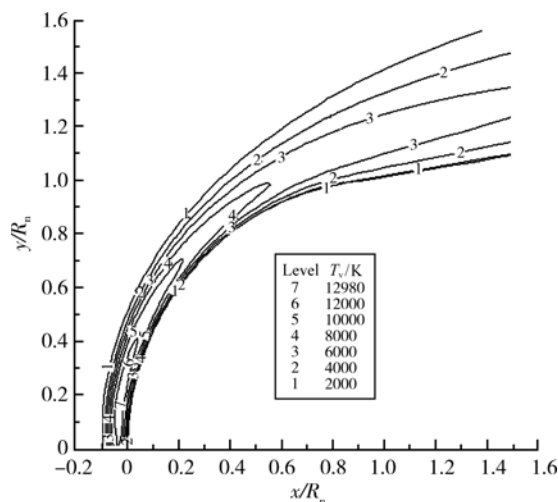
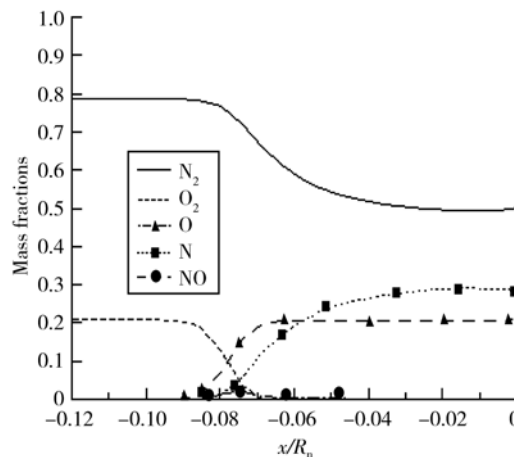
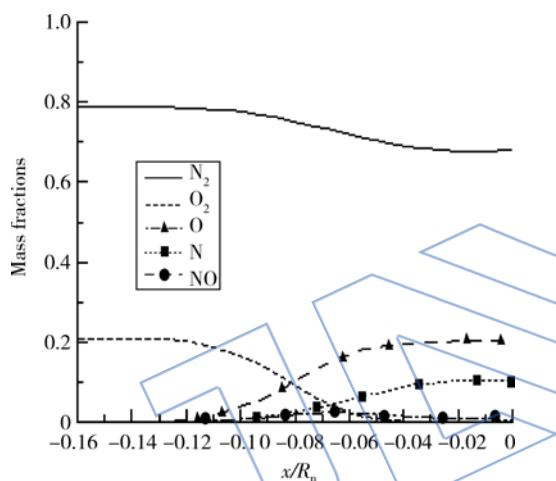
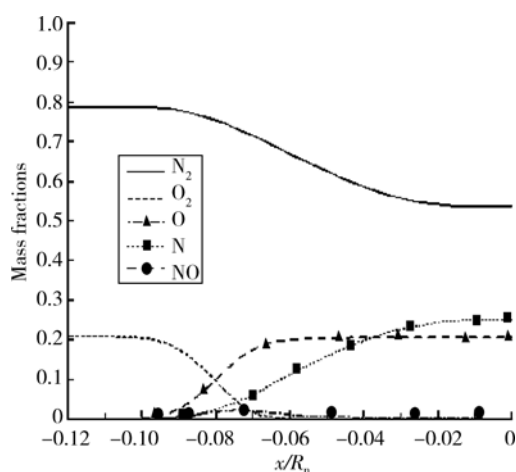


图 2 平动-转动温度等值线的分布 ($h=81$ km)

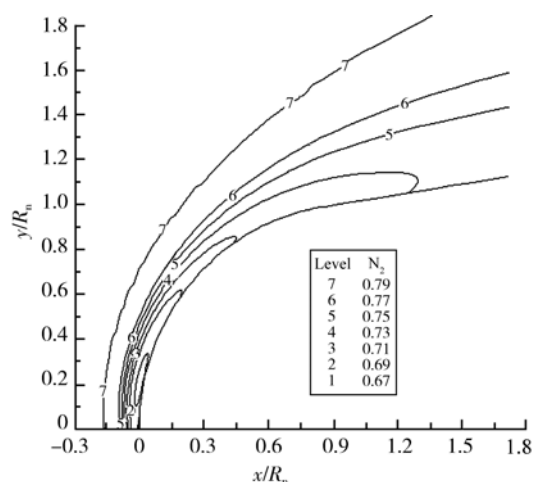
Fig. 2 Translational-rotational temperature contours ($h=81$ km)

图 4~图 6 分别给出了 3 个飞行高度下 5 种气体组分质量分数沿驻点线分布的曲线,由于反应所需的活化能较小, O_2 分子已基本离解为 O

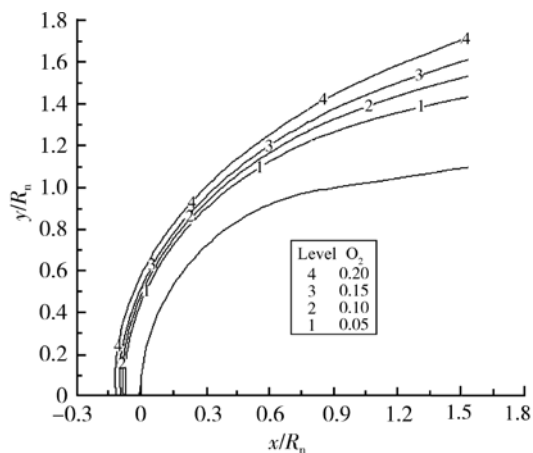
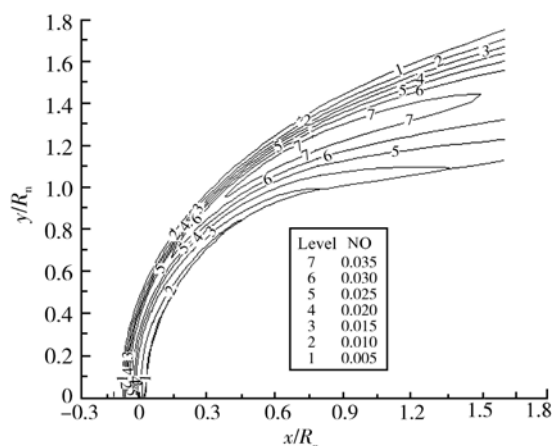
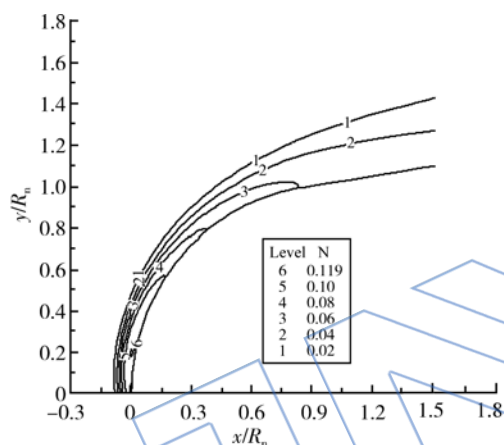
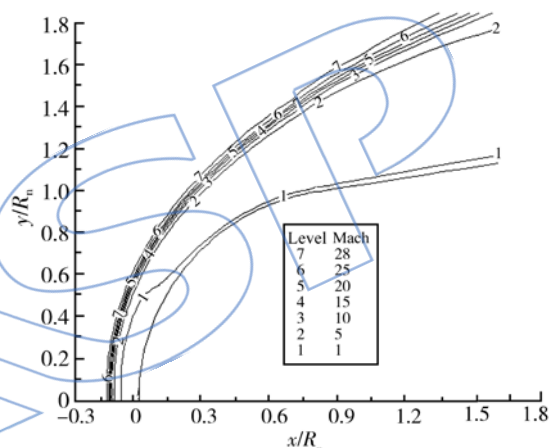
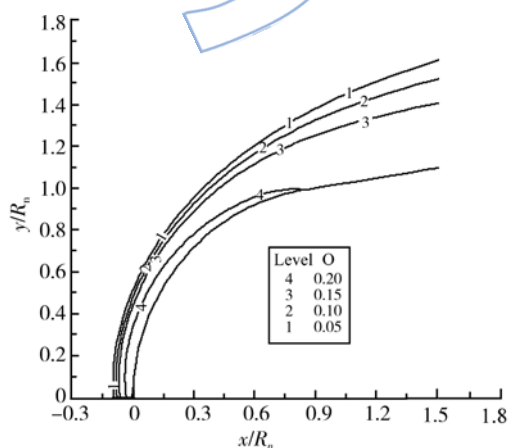
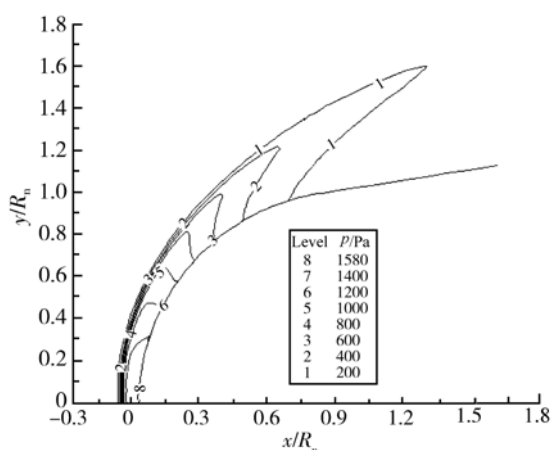
图3 振动温度等值线的分布 ($h=81$ km)Fig. 3 Vibrational temperature contours ($h=81$ km)图6 组分质量分数沿驻点线的分布 ($h=61$ km)Fig. 6 Species mass fractions on stagnation streamline ($h=61$ km)图4 组分质量分数沿驻点线的分布 ($h=81$ km)Fig. 4 Species mass fractions on stagnation streamline ($h=81$ km)图5 组分质量分数沿驻点线的分布 ($h=71$ km)Fig. 5 Species mass fractions on stagnation streamline ($h=71$ km)

原子了;而 N_2 分子只有一小部分离解为 N 原子。由于气体较稀薄,并且由于化学非平衡态效应较明显, N_2 分子离解的总量非常低, N_2 分子的最低值以及 N 原子的峰值的位置都更远离激波,与驻点的距离很近,化学反应的剧烈程度下降得很明显。

图7~图11分别给出了头部区域5种组分质量分数的等值线分布图, N_2 分子质量分数最小离解到0.666,而 O_2 分子已基本全部离解,作为离解产物的 N 原子和 O 原子质量分数最大值分别为0.119和0.207。NO 分子质量分数峰值为0.037。

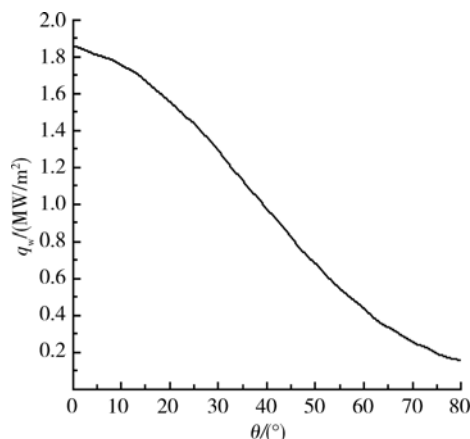
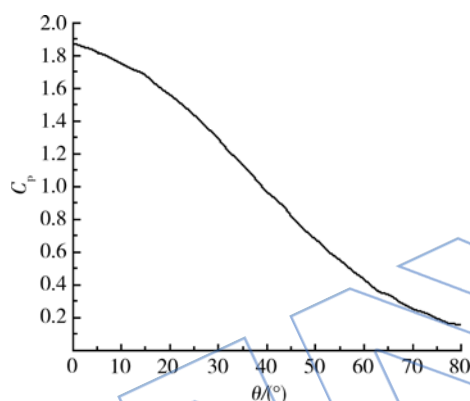
图7 N_2 质量分数等值线的分布 ($h=81$ km)Fig. 7 N_2 mass fraction contours ($h=81$ km)

激波后头部区域马赫数等值线的分布如图12所示,来流马赫数为28.27,激波后流动速度显著降低;激波后的亚声速流场主要分布在声速线

图8 O₂ 质量分数的等值线分布 ($h=81$ km)Fig. 8 O₂ mass fraction contours ($h=81$ km)图11 NO 质量分数的等值线分布 ($h=81$ km)Fig. 11 NO mass fraction contours ($h=81$ km)图9 N 质量分数的等值线分布 ($h=81$ km)Fig. 9 N mass fraction contours ($h=81$ km)图12 马赫数等值线的分布 ($h=81$ km)Fig. 12 Mach number contours ($h=81$ km)图10 O 质量分数的等值线分布 ($h=81$ km)Fig. 10 O mass fraction contours ($h=81$ km)图13 压强等值线的分布 ($h=81$ km)Fig. 13 Pressure contours ($h=81$ km)

与壁面之间的头部驻点区域。激波后头部区域流场压强等值线的分布如图13所示,在驻点处峰值为1585.71 Pa。

头部弧面区域壁面热流密度的分布如图14所示,在驻点处热流密度的最大值为 1.26 MW/m^2 ,并沿着壁面逐渐降低;壁面压力系数的分布如图15所示,在驻点处压力系数的最大值为1.85。

图14 壁面热流密度的分布($h=81\text{ km}$)Fig. 14 Distribution of wall heat flux density
($h=81\text{ km}$)图15 壁面压强系数的分布($h=81\text{ km}$)Fig. 15 Distribution of wall pressure coefficient
($h=81\text{ km}$)

2.1.2 OREX 算例——选用 Navier-Stokes 模型

日本国家空间发展中心(NASDA)与日本国家宇航实验室(NAL)于1994年开展了轨道再入实验(OREX)^[57],轨道再入飞行器(ORV)由新型H-II运载系统送入地球空间轨道,该实验是用于提供典型几何外型的钝头体飞行器重返大气层过程时,不同飞行高度下壁面热流密度及壁面压强分布等相关数据.该飞行器的头部半锥角为 50° ,头部半径为1.35 m,底部直径为3.4 m.计算选取了两个飞行高度(即96.77 km与92.82 km),具体来流条件如表2所示.

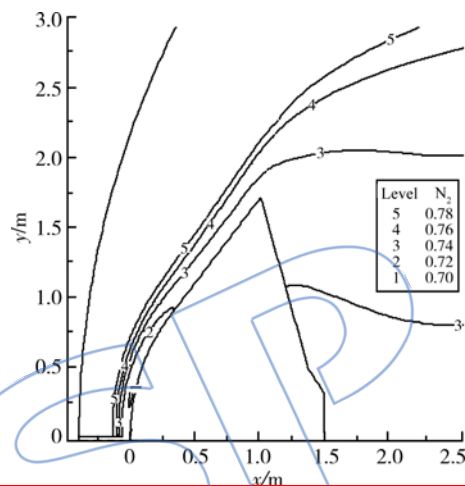
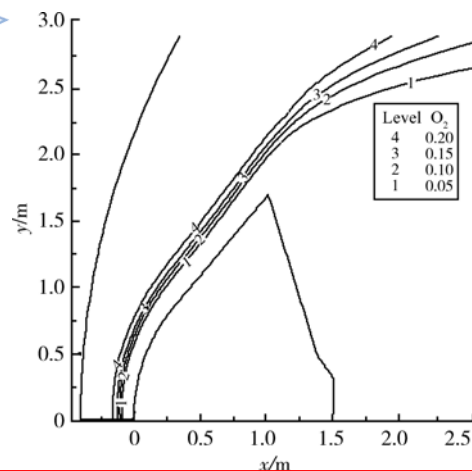
图16和图17分别给出了流场中 N_2 和 O_2 质量分数等值线的分布图, N_2 分子质量分数最小值离解到0.7,而 O_2 分子已基本全部离解.

激波后流场马赫数等值线的分布如图18所示,来流马赫数为26.95,激波后流动速度显著降

表2 OREX 的飞行工况

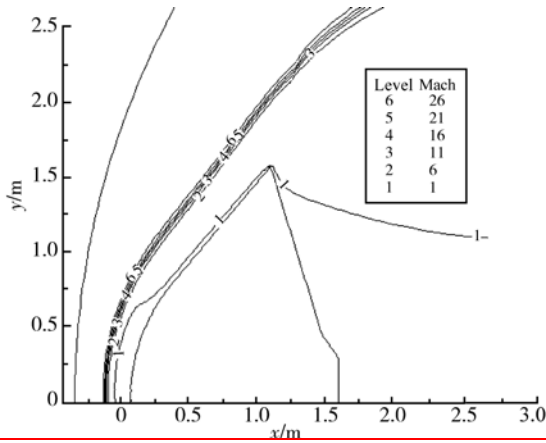
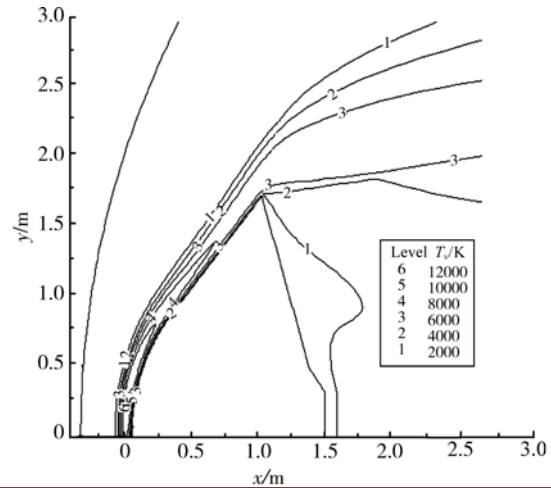
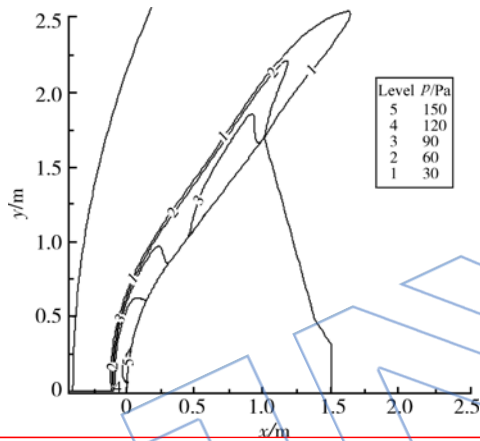
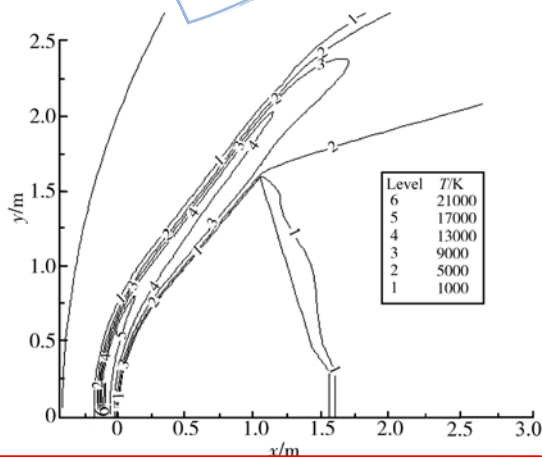
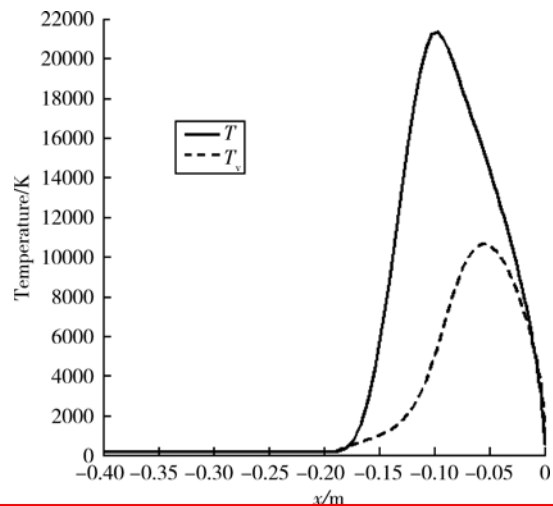
Table 2 Free stream condition for OREX vehicle

h/km	$V_\infty/(\text{m/s})$	T_∞/K	T_w/K	$\rho_\infty/10^{-7}(\text{kg/m}^3)$	Kn
96.77	7454.1	192	485	9.3644	0.0102
92.82	7454.1	189	586	109.53	0.0086

图16 N_2 质量分数等值线的分布($h=92.82\text{ km}$)Fig. 16 N_2 mass fraction contours ($h=92.82\text{ km}$)图17 O_2 质量分数等值线的分布($h=92.82\text{ km}$)Fig. 17 O_2 mass fraction contours ($h=92.82\text{ km}$)

低;激波后的亚声速流场主要分布在声速线与壁面之间的头部驻点区域.激波后流场压强等值线分布如图19所示,在驻点处峰值为157.24 Pa.

图20和图21分别给出了流场的平动-转动温度和分子振动温度等值线的分布,由于该工况下再入飞行速度较高,头部驻点区域激波后流场的气动加热效应十分剧烈,平动-转动温度峰值已

图 18 马赫数等值线的分布 ($h=92.82\text{ km}$)Fig. 18 Mach number contours ($h=92.82\text{ km}$)图 21 振动温度等值线的分布 ($h=92.82\text{ km}$)Fig. 21 Vibrational temperature contours
($h=92.82\text{ km}$)图 19 压强等值线的分布 ($h=92.82\text{ km}$)Fig. 19 Pressure contours ($h=92.82\text{ km}$)图 20 平动-转动温度等值线的分布 ($h=92.82\text{ km}$)Fig. 20 Translational-rotational temperature
contours ($h=92.82\text{ km}$)图 22 温度沿驻点线的分布 ($h=92.82\text{ km}$)Fig. 22 Temperature distribution on stagnation
streamline ($h=92.82\text{ km}$)

达到 21380.9 K , 分子振动温度峰值为 12010.9 K .

图 22 给出了平动-转动温度与分子振动温度沿驻点线的分布, 由平动-转动温度分布的这张图可以看出, 在飞行高度为 92.82 km 时, 这里气体分子的平均自由程较大, 碰撞的频率较低, 激波本身的厚度变得较大. 激波后沿驻点线的区域内, 平动-转动温度持续下降, 除了壁面的临近区域, 流场全部为化学非平衡区域, 化学非平衡现象十分明显. 另外, 气体分子的振动能也被很明显地激发, 除了在壁面临近区域外, 整个头部流场区域的平动-转动温度和分子振动温度差值非常明显, 热力学非平衡态的现象十分显著.

沿头部弧面区域壁面热流密度的分布如图 23 所示, 在驻点处热流密度的最大值为 8.6 W/cm^2 ,

并沿着壁面逐渐降低。

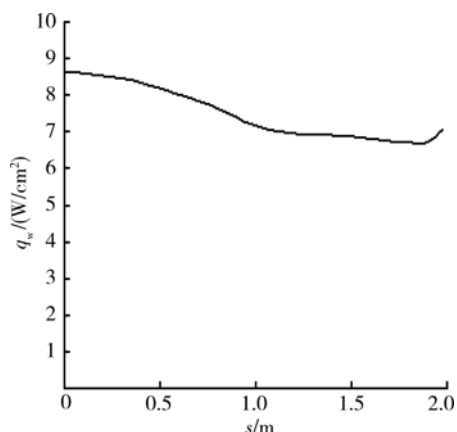


图 23 壁面热流密度的分布 ($h=92.82$ km)

Fig. 23 Distribution of wall heat flux ($h=92.82$ km)

2.1.3 Orion 算例——选用 Navier-Stokes 模型

Orion 是国际上著名的探测器之一,文献[38]对飞行高度由 250 km 变到 100 km 的 13 个飞行工况进行了 DSMC 模型的计算,本文选取 $h=85$ km 的飞行工况进行 Navier-Stokes 模型的计算,其具体来流条件如表 3 所示。

表 3 Orion 的飞行工况

Table 3 Free stream condition for Orion probe

h/km	Kn_∞	T_∞/K	T_w/K	$\rho_\infty/10^{-6} (\text{kg}/\text{m}^3)$
95	0.0108	189	951	1.380
85	0.0019	181	1184	7.955

图 24 给出了飞行高度为 85 km 工况时压强沿驻点流线的分布曲线,图 25 给出了上述飞行工况下热流密度沿壁面的分布图。

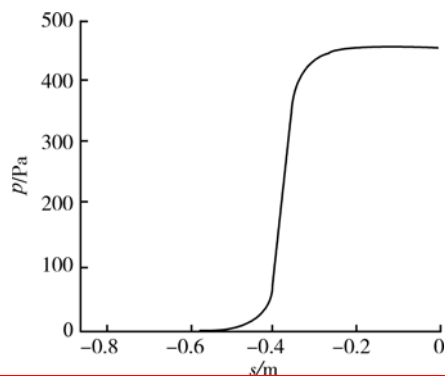


图 24 压强沿驻点流线的分布 ($h=85$ km)

Fig. 24 Pressure distribution on stagnation streamline ($h=85$ km)

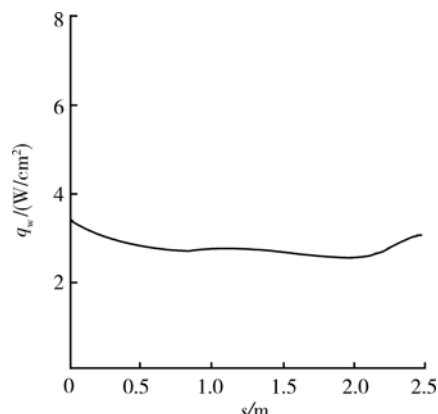


图 25 热流密度沿驻点流线的分布 ($h=85$ km)

Fig. 25 Heat flux distribution on stagnation streamline ($h=85$ km)

2.2 典型算例——选用 DSMC 模型

2.2.1 RAM-C II 算例——选用 DSMC 模型

图 26 分别给出了飞行高度为 71 km 与 81 km 时沿驻点线各种温度的分布曲线,由这张图所给出的平动温度、转动温度和振动温度的变化曲线可以很清楚地看出这里气体处于热力学非平衡的状态,另外,这里总的温度是借助于平动温度、转动温度和振动温度的加权平均得到的。

如果用理想气体的能量守恒关系式去计算驻点温度 T_0 时,其表达式为

$$T_0 = T + \frac{U_\infty^2}{2c_p} = T \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \right)$$

取比热比 $\gamma=1.4$,并且取 $U=7.65$ km/s、来流静温 $T=181$ K 时,用上式计算出的 T_0 将远远大于采用 DSMC 程序计算得到的总温值,因此总温的计算要考虑真实气体效应。从温度分布图可以看出,平动温度远在转动温度与振动温度前开始上升,而且上升得很快,这主要是因为平动能松弛速率要高于内能松弛速率的原因。随着流动靠近壁面,气体分子密度逐渐增加,碰撞平动能与内能模式之间的能量交换加快,从而使气体温度趋于平衡。由于气体分子振动的松弛时间远大于平动和转动的松弛时间,气体内分子的振动平衡需要更多的分子碰撞时间,因此激波附近气体的振动温度明显低于气体平动温度和转动温度。

图 27 给出了头部区域流场总温度等值线的分布曲线,由于该工况下再入速度较高,激波后头部驻点区域的气动加热效应十分剧烈,总温度的峰值已达到 24 000 K。

图 28 给出了 71 km 高空处沿驻点线各组分质量分数的变化曲线,从这张分布图可以看出,气

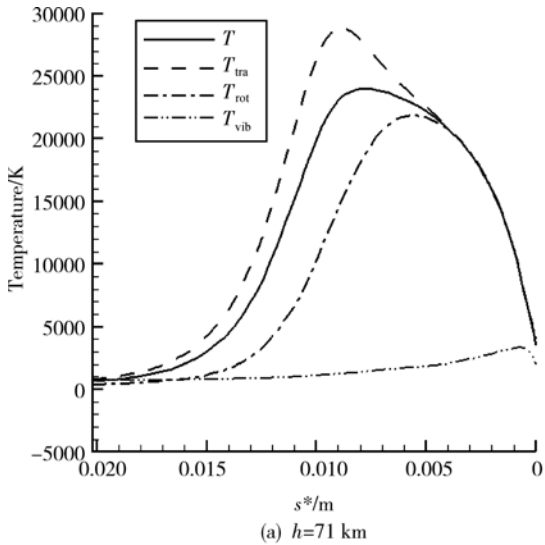
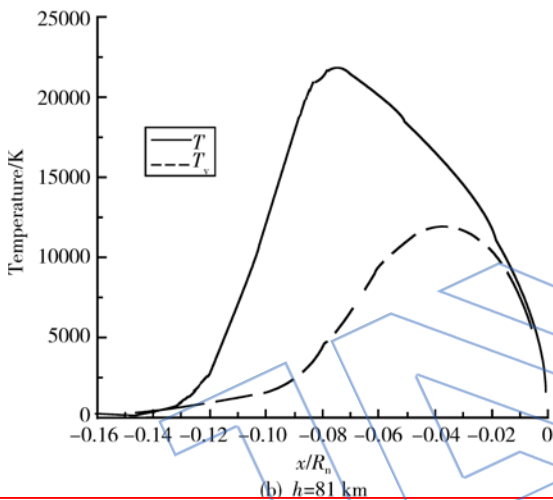
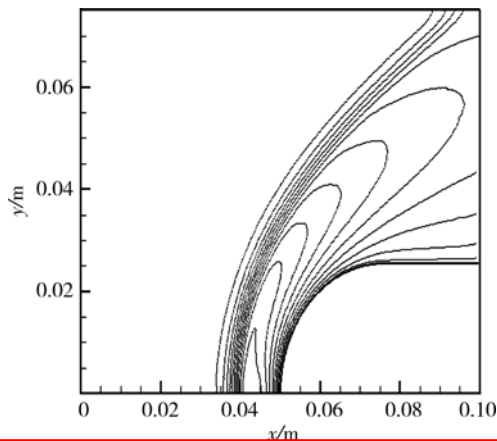
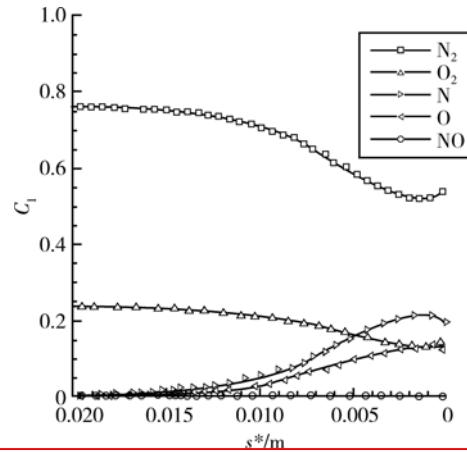
(a) $h=71$ km(b) $h=81$ km

图 26 温度沿驻点线的分布

Fig. 26 Temperature distribution on stagnation streamline

图 27 温度等值线的分布 ($h=71$ km)Fig. 27 Temperature contours ($h=71$ km)图 28 组分质量分数沿驻点线的分布 ($h=71$ km)Fig. 28 Species mass fractions on stagnation streamline ($h=71$ km)

体穿过激波之后被剧烈压缩,气体分子密度增大,碰撞数目增大,气体分子化学反应非常剧烈.随着流动进一步靠近壁面,由于离解反应、置换反应和复合反应的发生,可以看出氮气与氧气组分逐渐降低,而氮原子与氧原子逐渐升高的现象.另外,还需指出的是:由于冷壁效应的存在,在靠近壁面的区域还会有氮气与氧气组分略有升高,氮原子与氧原子略有降低的现象发生.

2.2.2 OREX 算例——选用 DSMC 模型

图 29 给出了飞行高度为 92.82 km 时由流场平动温度和分子振动温度而得到的总的(overall)动理学温度^[38]等值线的分布曲线.由于该工况下再入速度较高,激波后头部驻点区域的气动加热效应已十分剧烈.图 30 给出了该工况下压强等值线的分布曲线图.

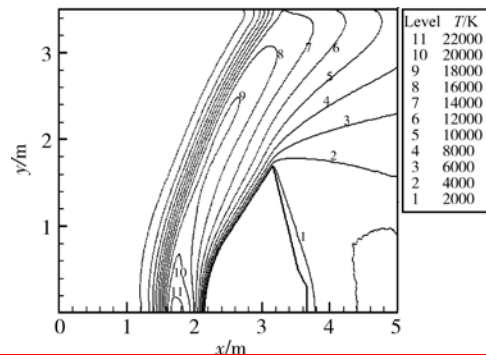
图 29 总的温度等值线的分布 ($h=92.82$ km)Fig. 29 Overall temperature contours ($h=92.82$ km)

图 31 给出了沿驻点线气体组分质量分数的分布曲线.图 32 给出热流密度沿壁面的分布图.显然,这里图 32 给出的结果与前面图 23 的分布

曲线尽管对应点在数值上有差别,但变化趋势上是一致的。

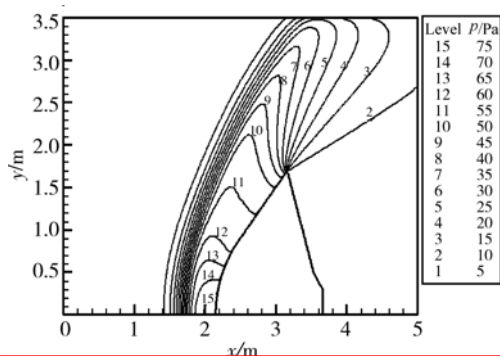


图 30 压强等值线的分布 ($h=92.82$ km)

Fig. 30 Pressure contours ($h=92.82$ km)

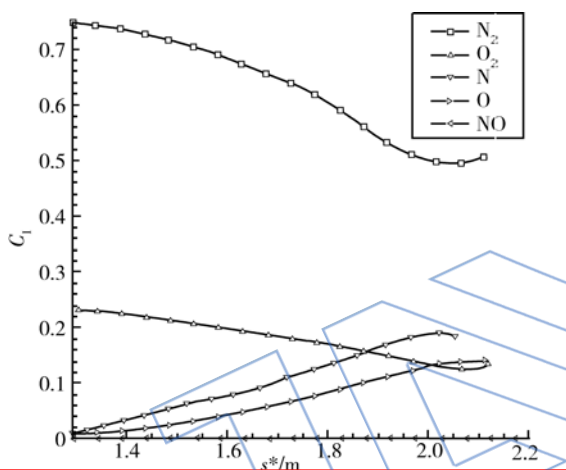


图 31 组分质量分数沿驻点线的分布 ($h=92.82$ km)

Fig. 31 Species mass fractions on stagnation streamline ($h=92.82$ km)

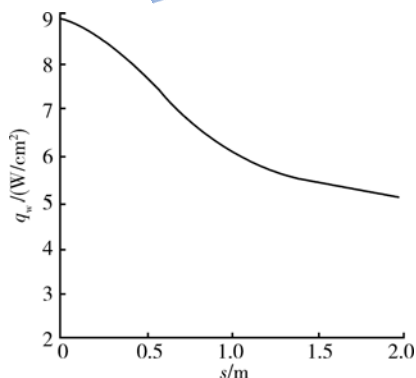


图 32 壁面热流密度的分布 ($h=92.82$ km)

Fig. 32 Distribution of wall heat flux ($h=92.82$ km)

2.2.3 Orion 算例——选用 DSMC 模型

计算工况仍选取 $h=85$ km 的飞行高度,相关来流参数由表 3 给出。图 33 给出了该工况下压强

沿驻点线的分布曲线,图 34 给出了该工况下热流密度沿壁面的分布图。

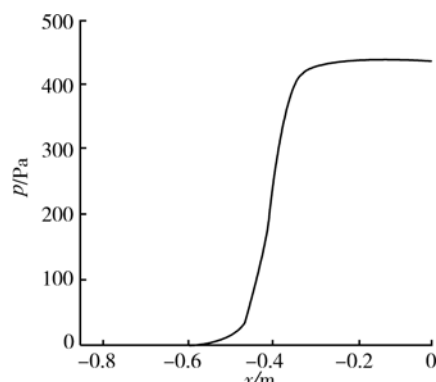


图 33 压强沿驻点流线的分布 ($h=85$ km)

Fig. 33 Pressure distribution on stagnation streamline ($h=85$ km)

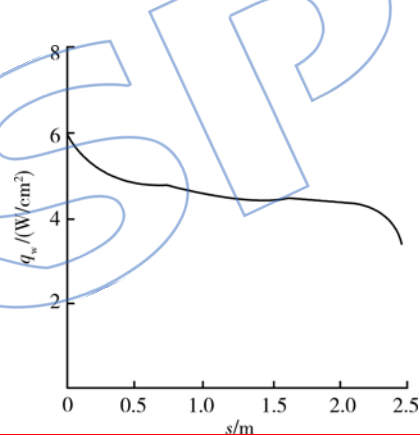


图 34 壁面热流密度的分布 ($h=85$ km)

Fig. 34 Distribution of wall heat flux ($h=85$ km)

2.3 小 Knudsen 数特征区及其重要特征

由前面 2.1 节与 2.2 节的几个典型算例可以发现:采用 DSMC 程序计算时,当来流工况的 Knudsen 数越小,则流场计算所需的时间越长,在上述几个算例中能够计算的来流工况最小 Knudsen 数(这里记作 Kn_1)为 0.0019;采用 Navier-Stokes 程序计算时,当来流工况的 Knudsen 数越大,则流场计算越不易收敛,在上述几个算例中能够计算的来流工况最大 Knudsen 数(这里记作 Kn_2)为 0.0125;因此便可以称 $[Kn_1, Kn_2]$ 为再入飞行过程中的小 Knudsen 数特征区。另外,因篇幅所限,对于上述各算例流场计算的详细收敛过程与曲线将另文发表,这里不再给出。正是由于再入过程中存在着小 Knudsen 数特征区,因此原则上只要两个源程序(即 DSMC 程序与 Navier-

Stokes 程序)便可以完成整个再入飞行过程中所有工况的流场计算。

3 加速收敛的三点措施

针对在小 Knudsen 数特征区进行流场计算的特点,在来流工况的 Knudsen 数接近 Kn_1 (当采用 DSMC 程序)或者 Kn_2 (当采用 Navier-Stokes 程序)时可以采取如下三种加速计算收敛的办法:

1) 发展上述两个源程序的高效算法,进一步提高两个源程序本身的计算效率。这里需指出的是,对于 Navier-Stokes 方程的快速求解来讲,可供借鉴的算法很多^[32,58],但对于 DSMC 方法如何再进一步提高它的计算效率乃是一个需要进一步深入研究的新课题。

2) 在选用 Navier-Stokes 源程序求解流场的情况下,当计算来流 Knudsen 数接近 Kn_2 高马赫数飞行工况时可以采用来流马赫数逐渐爬升的办法去解决计算不易收敛的困难。大量的数值计算表明,这个办法十分有效。

3) 在进一步探讨 DSMC 高效算法的同时还应该开展对广义 Boltzmann (即 Wang Chang-Uhlenbeck) 方程的求解。广义 Boltzmann 方程是一个微分积分型方程,对于三维流动问题来讲这个方程右端的积分项为 5 重积分,该方程的表达式为

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \xi \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \tilde{\mathbf{g}} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \xi} = \sum_{j,k,l} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Omega} (f_k f_l - f_i f_j) g \sigma_{ij}^k d\Omega d\xi \quad (4)$$

对于这个方程,可以考虑分子内部量子数以及简并度,可以考虑弹性与非弹性碰撞,可以考虑化学反应,也可以考虑气体的离解、电离问题。对此方程,文献[6]中有详细描述,这里因篇幅所限不再进行详细说明与讨论。显然,对方程(4)的数值求解来讲,计算流体力学书上许多加速收敛的办法^[58]是可以采用的,而且这个方程所包含的物理信息要比 BGK (即以 Bhatnagar, Gross 和 Krook 三人名字所命名)方程丰富得多。

4 主要结论

1) 首次提出了高超声速再入飞行过程中“小 Knudsen 数特征区(即 $[Kn_1, Kn_2]$)”的概念,并采用数值计算的办法确定了该区域的边界值。文中还详细研究了在这个特征区域中采用两种模型进

行数值计算时的一些特点,并提出了加速计算收敛的措施。另外,本文在小 Knudsen 数特征区中分别用 Navier-Stokes 模型与 DSMC 模型完成了多个典型算例,而且还将两种模型的计算结果进行了比较,可以发现:文中用 Navier-Stokes 模型得到的值与 DSMC 的有差别,但差值不大,而且两个结果的变化趋势基本一致。

2) 原则上讲,恰当地选取 DSMC 模型与 Navier-Stokes 模型,可以完成整个再入过程中所有飞行工况(当飞行速度在 5~9 km/s 范围时)的数值计算^[11,38,46,59]。显然,这个结论对再入飞行过程中的数值计算来说是非常重要的。

3) 开展对 Wang Chang-Uhlenbeck (即广义 Boltzmann) 方程数值算法的研究与求解是十分必要的。这个方程可以考虑分子内部量子数以及简并度,可以考虑弹性与非弹性碰撞,可以考虑化学反应,也可以考虑气体的离解与电离方面的问题,因此上它与 BGK 方程相比可以更多地反映物理过程的相关信息,而且与 DSMC 方法相比更有利于发展数值求解的高效算法。

最后,还有一点需要特别说明:这篇文章仅仅是提出一个重要概念、提出一种选择流场计算模型的办法,并对整个再入飞行过程提出一个初步的计算方案,即高超声速飞行器再入飞行过程中通常会存在着一个“小 Knudsen 数特征区”,在该区可以用来流的 Kn 数作为选取流场计算模型时的依据,进行流场计算。另外,由本文的分析可知,整个再入飞行的全部过程可通过适当地选取 DSMC 与 Navier-Stokes 两种计算模型便可以完成。当然,这样选取流场计算模型的办法有时流场计算的效率可能不高。一个更为有效的办法是以流场局部 Kn 数或者局部的 Kn_{gl} (即 the gradient-length Knudsen number) 作为当地流场计算选用模型的依据,这时整个流场中可能会出现局部区域采用 Navier-Stokes 模型、局部区域采用 DSMC 模型的情景,对于这种复杂的计算情况将另文专门详细讨论,对此本文不作赘述。

参考文献:

- [1] 卞荫贵,徐立功. 气动热力学[M]. 合肥:中国科学技术大学出版社,1997.
- [2] Anderson J D, Jr. Hypersonic and high temperature gas dynamics[M]. New York:Mc Graw-Hill,1989.
- [3] 王保国,黄伟光. 高超声速气动热力学[M]. 北京:科学出版社,2011.
- [4] Bird G A. Molecular gas dynamics and the direct simula-

- tion of gas flow[M]. Oxford:Clarendon Press,1994.
- [5] 沈青. 稀薄气体动力学[M]. 北京:国防工业出版社,2003.
- [6] 王保国,刘淑艳. 稀薄气体动力学计算[M]. 北京:北京航空航天大学出版社,2011.
- [7] Cercignani C. The Boltzmann equation and its applications[M]. New York:Springer-Verlag,1988.
- [8] Bird G A. Application of the DSMC method to the full shuttle geometry[R]. AIAA Paper 90-1692,1990.
- [9] Bertin J J. Hypersonic aerothermodynamics[M]. Washington D C:American Institute of Aeronautics and Astronautics,1994.
- [10] 王保国,李翔. 多工况下高超声速飞行器再入时流场的计算[J]. 西安交通大学学报,2010,44(1):71-76.
WANG Baoguo,LI Xiang. Prediction of hypersonic vehicle reentry flowfields in multiple cases[J]. Journal of Xi'an Jiaotong University,2010,44(1):71-76. (in Chinese)
- [11] 王保国,李翔,黄伟光. 激波后高温高速流场中的传热特性研究[J]. 航空动力学报,2010,25(5):963-980.
WANG Baoguo,LI Xiang,HUANG Weiguang. Analytical study of heat transfer of high-velocity flow field behind shock waves[J]. Journal of Aerospace Power,2010,25(5):963-980. (in Chinese)
- [12] Druguet M,Candler G V,Nompelis I. Effect of numerics on Navier-Stokes computations of hypersonic double-cone flows[J]. AIAA Journal,2005,43(3):616-623.
- [13] Gnoffo P A. Computational aerothermodynamics in aerospace applications[J]. Journal of Spacecraft and Rockets,2003,40(3):305-312.
- [14] WANG Baoguo. On general form of Navier-Stokes equations and implicit factored scheme[J]. Applied Mathematics and Mechanics,1988,9(2):179-188.
- [15] 王保国. 叶栅流基本方程组特征分析及欠通量分裂[J]. 中国科学院研究生院学报,1987,4(2):54-65.
WANG Baoguo. Characteristic analysis and flux vector splitting for the basic governing equations of cascade flow[J]. Journal of the Graduate School of Chinese Academy of Sciences,1987,4(2):54-65. (in Chinese)
- [16] 王保国,卞荫贵. 求解三维欧拉流的隐-显式格式及改进的三维 LU 算法[J]. 计算物理,1992,9(4):423-425.
WANG Baoguo,BIAN Yingui. An efficient implicit-explicit scheme and an improved LU scheme and for 3D Euler solver[J]. Chinese Journal of Computation Physics,1992,9(4):423-425. (in Chinese)
- [17] 王保国,卞荫贵. 关于三维 Navier-Stokes 方程的黏性项计算[J]. 空气动力学报,1994,12(4):375-382.
WANG Baoguo,BIAN Yingui. On numerical computation of viscous terms for 3-D Navier-Stokes equations[J]. Acta Aerodynamica Sinica,1994,12(4):375-382. (in Chinese)
- [18] 王保国. 新的解跨音速 Euler 方程的隐式杂交方法[J]. 航空学报,1989,10(7):309-315.
WANG Baoguo. A new implicit hybrid schemes for the Euler equation of transonic flow[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica,1989,10(7):309-315. (in Chinese)
- [19] 王保国,沈孟育. 高速粘性内流的高分辨率高精度迎风型杂交格式[J]. 空气动力学报,1995,13(4):365-373.
WANG Baoguo,SHEN Mengyu. High resolution and high order accurate upwind TVD algorithm of high speed viscous internal flows[J]. Acta Aerodynamica Sinica,1995,13(4):365-373. (in Chinese)
- [20] 王保国,刘秋生,卞荫贵. 三维 Euler 方程的两种高效高分辨率算法及其在高速进气道中的应用[J]. 应用基础与工程科学学报,1994,2(4):360-370.
WANG Baoguo,LIU Qiusheng,BIAN Yingui. Two efficient and high-resolution hybrid schemes for solving 3-d Euler equations and its application to high speed inlet flows[J]. Journal of Basic Science and Engineering,1994,2(4):360-370. (in Chinese)
- [21] 王保国,郭延虎,沈孟育. 恢复函数的三点迎风紧致格式构造方法及应用[J]. 计算物理,1997,14(4):666-668.
WANG Baoguo,GUO Yanhu,SHEN Mengyu. Third order accurate reconstruction with upwind compact difference and its application[J]. Chinese Journal of Computation Physics,1997,14(4):666-668. (in Chinese)
- [22] 王保国,郭延虎,沈孟育. 贴体曲线坐标系中恢复函数的一种构造方法及应用[J]. 空气动力学报,1999,17(1):117-122.
WANG Baoguo,GUO Yanhu,SHEN Mengyu. Third order accurate reconstruction with upwind compact difference in curvilinear coordinate and its application[J]. Acta Aerodynamica Sinica,1999,17(1):117-122. (in Chinese)
- [23] 王保国,孙成海,李荣先. 快速生成三维非结构网格的一种方法[J]. 清华大学学报,1999,39(8):91-95.
WANG Baoguo,SUN Chenghai,LI Rongxian. An efficient method for generation of three dimensional unstructured grid[J]. Journal of Tsinghua University(Science and Technology),1999,39(8):91-95. (in Chinese)
- [24] 王保国,刘淑艳,闫为革. 高精度强紧致三点格式的构造及边界条件的处理[J]. 北京理工大学学报,2003,23(1):13-18.
WANG Baoguo,LIU Shuyan,YAN Weige. High-order strongly compact schemes and the treatment of boundary conditions[J]. Journal of Beijing Institute of Technology,2003,23(1):13-18. (in Chinese)
- [25] 王保国,刘淑艳,潘美霞. 强紧致六价格式的构造及其应用[J]. 工程热物理学报,2003,24(5):761-763.
WANG Baoguo,LIU Shuyan,PAN Meixia. Sixth order accurate strongly compact scheme and its application[J]. Journal of Engineering Thermophysics,2003,24(5):761-763. (in Chinese)
- [26] 王保国,刘淑艳,张雅. 非结构网格下非定常流场双时间步长加权 ENO-强紧致杂交高分辨格式[J]. 工程热物理学报,2005,26(6):941-943.
WANG Baoguo,LIU Shuyan,ZHANG Ya. A new weighted ENO-strongly compact difference schemes and dual-time method for the solution of the unsteady flows on unstructured grids[J]. Journal of Engineering Thermophys-

- ics, 2005, 26(6): 941-943. (in Chinese)
- [27] 王保国, 刘淑艳. 三点强紧致加权高分辨率高阶格式及其应用[J]. 工程热物理学报, 2006, 27(6): 929-932.
WANG Baoguo, LIU Shuyan. Three point strongly compact weighting high resolution high order scheme and its application[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2006, 27(6): 929-932. (in Chinese)
- [28] 王保国, 刘淑艳, 李翔. 基于 Nash-Pareto 策略的两种改进算法及其应用[J]. 航空动力学报, 2008, 23(2): 374-382.
WANG Baoguo, LIU Shuyan, LI Xiang. Two improved algorithms based on Nash-Pareto strategy and their applications[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(2): 374-382. (in Chinese)
- [29] 王保国, 刘淑艳, 姜国义. 高阶格式及其在内外流场计算中的应用[J]. 航空动力学报, 2008, 23(1): 55-63.
WANG Baoguo, LIU Shuyan, JIANG Guoyi. High-order scheme and its application to the computation of the internal and external flow field[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(1): 55-63. (in Chinese)
- [30] 王保国, 刘淑艳, 钱耕. 一种小波神经网络与遗传算法结合的优化方法[J]. 航空动力学报, 2008, 23(11): 1953-1960.
WANG Baoguo, LIU Shuyan, QIAN Geng. Optimization method by combination of wavelet neural networks and genetic algorithm[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(11): 1953-1960. (in Chinese)
- [31] 王保国, 吴俊宏, 刘淑艳. 流场特性预测的两类高效方法[J]. 航空动力学报, 2010, 25(8): 1763-1767.
WANG Baoguo, WU Junhong, LIU Shuyan. Two effective methods for flow-field performance forecast[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(8): 1763-1767. (in Chinese)
- [32] 王保国, 吴俊宏, 朱俊强. 基于小波奇异分析的流场计算方法及应用[J]. 航空动力学报, 2010, 25(12): 2728-2747.
WANG Baoguo, WU Junhong, ZHU Junqiang. Method based on wavelet singularity analysis for complicated flow and its application[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(12): 2728-2747. (in Chinese)
- [33] 王保国, 卞荫贵. 超声速和高超声速进气道的数值模拟[J]. 力学进展, 1992, 22(3): 318-323.
WANG Baoguo, BIAN Yingui. On numerical simulations of supersonic and hypersonic inlet[J]. Advances in Mechanics, 1992, 22(3): 318-323. (in Chinese)
- [34] WANG Baoguo, LIU Qiusheng, BIAN Yingui. A high-resolution hybrid scheme for solving three dimensional Euler equations of high speed inlet flows[J]. Journal of Thermal Science, 1996, 5(3): 164-167.
- [35] WANG Baoguo, LIU Qiusheng, BIAN Yingui. Numerical simulation of high speed inlets using 3D Reynolds averaged Navier-Stokes equations and SIP finite volume scheme [C]//First Asian Computational Fluid Dynamics Conference. Hong Kong: Hong Kong University Press, 1995, 3: 1061-1066.
- [36] WANG Baoguo, GUO Yanhu. High order accurate and high resolution implicit upwind finite volume scheme for solving Euler/Reynolds averaged Navier-Stokes equations [J]. Tsinghua Science and Technology, 2000, 5(1): 47-53.
- [37] WANG Baoguo, BIAN Yingui. An LU-TVD finite volume scheme for solving 3D Reynolds averaged Navier-Stokes equations of high speed inlet flows[C]//First Asian Computational Fluid Dynamics Conference. Hong Kong: Hong Kong University Press, 1995, 3: 1055-1060.
- [38] 王保国, 李耀华, 钱耕. 四种飞行器绕流的三维 DSMC 计算与传热分析[J]. 航空动力学报, 2011, 26(1): 1-20.
WANG Baoguo, LI Yaohua, QIAN Geng. Three-dimensional DSMC calculation and heat transfer analysis of four capsules for hypersonic rarefied conditions[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(1): 1-20. (in Chinese)
- [39] 李翔, 王保国. 高超声速飞行器气动热力学环境的研究 [C]//龙升照, Dhillon B S. 第 10 届人-机-环境系统工程大会论文集. 美国, 纽约: 美国科研出版社, 2010: 294-298.
LI Xiang, WANG Baoguo. Research of aerothermodynamics environments of hypersonic vehicle[C]//Long Shengzhao, Dhillon B S. Proceedings of the 10th Conference on Man-Machine-Environment System Engineering. New York, USA: Scientific Research Publishing, USA, 2010: 294-298. (in Chinese)
- [40] LI Xiang, WANG Baoguo. CFD prediction of hypersonic blunt-cone configurations of multiple cases[R]. AIAA Paper 2009-7385, 2009.
- [41] 王保国, 孙业萍, 钱耕. 两类典型高速飞行器壁面热流的工程算法[C]//龙升照, Dhillon B S. 第 10 届人-机-环境系统工程大会论文集. 美国, 纽约: 美国科研出版社, 2010: 299-305.
WANG Baoguo, SUN Yeping, QIAN Geng. An engineering algorithm for wall heat flux of two typical hypersonic vehicles[C]//Long Shengzhao, Dhillon B S. Proceedings of the 10th Conference on Man-Machine-Environment System Engineering. New York, USA: Scientific Research Publishing, USA, 2010: 299-305. (in Chinese)
- [42] QIAN Geng, WANG Baoguo. A comparative study of Navier-Stokes and DSMC simulation of hypersonic flow-fields[R]. AIAA Paper 2011-765, 2011.
- [43] 钱耕, 王保国. 70°圆锥体行星探测器绕流热化学非平衡流场的 Navier-Stokes 方程与热环境的分析[C]//龙升照, Dhillon B S. 第 10 届人-机-环境系统工程大会论文集. 美国, 纽约: 美国科研出版社, 2010: 306-310.
QIAN Geng, WANG Baoguo. Navier-Stokes solution of thermo-chemical non-equilibrium flow of 70° cone section of planetary and the analysis of thermal environment[C]//Long Shengzhao, Dhillon B S. Proceedings of the 10th Conference on Man-Machine-Environment System Engineering. New York, USA: Scientific Research Publishing, USA, 2010: 306-310. (in Chinese)
- [44] 李翔, 王保国. 轨道再入飞行器气动热力学环境研究[J]. 科技导报, 2010, 28(9): 73-75.
LI Xiang, WANG Baoguo. Aerothermodynamics environments of orbital return vehicle[J]. Science & Technology

- Review, 2010, 28(9): 73-75. (in Chinese)
- [45] 钱耕, 王保国. 高超声速双锥体绕流的数值计算与流场分析[J]. 科技导报, 2010, 28(14): 49-55.
QIAN Geng, WANG Baoguo. Numerical computation and flowfield analysis of hypersonic flow over a double-cone body[J]. Science & Technology Review, 2010, 28(14): 49-55. (in Chinese)
- [46] 王保国, 李学东, 刘淑艳. 高温高速稀薄流的 DSMC 算法与流场传热分析[J]. 航空动力学报, 2010, 25(6): 1203-1220.
WANG Baoguo, LI Xuedong, LIU Shuyan. DSMC algorithm and heat transfer analysis of high temperature and high velocity rarefied gas flow[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(6): 1203-1220. (in Chinese)
- [47] 李学东, 王保国. 稀薄气体高超声速流动的热环境研究[C]//龙升照, Dhillon B S. 第10届人-机-环境系统工程大会论文集. 美国, 纽约: 美国科研出版社, 2010: 203-206.
LI Xuedong, WANG Baoguo. Research of thermal environments of hypersonic rarefied gas flow[C]//Long Shengzhao, Dhillon B S. Proceedings of the 10th Conference on Man-Machine-Environment System Engineering. New York, USA: Scientific Research Publishing, USA, 2010: 203-206. (in Chinese)
- [48] 孙成海, 王保国, 沈孟育. 格子 Boltzmann 方法的质量扩散模型[J]. 计算物理, 1997, 14(4): 671-673.
SUN Chenghai, WANG Baoguo, SHEN Mengyu. Lattice Boltzmann models for mass diffusion[J]. Chinese Journal of Computation Physics, 1997, 14(4): 671-673. (in Chinese)
- [49] SUN Chenghai, WANG Baoguo, SHEN Mengyu. Adaptive lattice Boltzmann model for compressible flows[J]. Tsinghua Science and Technology, 2000, 5(1): 43-46.
- [50] SUN Chenghai, WANG Baoguo, SHEN Mengyu. Lattice Boltzmann models for heat transfer[J]. Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 1997, 2(4): 212-216.
- [51] 孙成海, 王保国, 沈孟育. 完全气体格子 Boltzmann 热模型[J]. 清华大学学报, 2000, 40(4): 51-54.
SUN Chenghai, WANG Baoguo, SHEN Mengyu. Thermal lattice-Boltzmann model for perfect gas[J]. Journal of Tsinghua University(Science and Technology), 2000, 40(4): 51-54. (in Chinese)
- [52] 王保国, 刘淑艳, 姜国义, 等. 高超声速化学非平衡流动的数值计算[J]. 气体物理: 理论与应用, 2007, 2(2): 150-153.
WANG Baoguo, LIU Shuyan, JIANG Guoyi, et al. Numerical computation of hypersonic chemical nonequilibrium flows[J]. Physical of Gases: Theory and Application, 2007, 2(2): 150-153. (in Chinese)
- [53] 李学东, 王保国. 稀薄气体高超声速流动的非结构 DSMC 并行化计算[J]. 科学导报, 2010, 28(4): 64-67.
LI Xuedong, WANG Baoguo. Parallelization of DSMC method on unstructured grids for hypersonic rarefied gas[J]. Science & Technology Review, 2010, 28(4): 64-67. (in Chinese)
- [54] 王保国, 刘淑艳, 黄伟光. 气体动力学[M]. 北京: 北京理工大学、北京航空航天大学、西北工业大学、哈尔滨工业大学、哈尔滨工程大学出版社, 2005.
- [55] Akey N D, Cross A E. Radio blackout alleviation and plasma diagnostic results from a 25000 foot per second blunt-body reentry[R]. NASA TN D-5615, 1970.
- [56] Grantham W L. Flight results of 25000 foot per second reentry experiment using microwave reflectometers to measure plasma electron density and standoff distance[R]. NASA TN D-6062, 1970.
- [57] Inouye Y. OREX flingt-quick report and lessons learned[C]//Proceedings of the 2nd European Symposium on Aerothermodynamics of Space Vehicles, ESTEC. Paris: ESA, 1994.
- [58] 王保国, 黄虹宾. 叶轮机械跨声速及亚声速流场的计算方法[M]. 北京: 国防工业出版社, 2000.
- [59] 王保国. 近20年 AMME Lab 在人机环境工程中的研究与进展[C]//龙升照, Dhillon B S. 第11届人-机-环境系统工程大会论文集. 美国, 纽约: 美国科研出版社, 2011.
WANG Baoguo. Research and progress of AMME Lab on man-machine-environment engineering in the past 20 years[C]//Long Shengzhao, Dhillon B S. Proceedings of the 11th Conference on Man-Machine-Environment System Engineering. New York, USA: Scientific Research Publishing, USA, 2011. (in Chinese)