

DOI: 10.7652/xjtuxb201901004

求解滑移流区外掠圆柱体气流流动与传热特性的数值模型

谢福寿^{1,2}, 雷刚¹, 邱一男¹, 徐元元¹, 王天祥¹, 厉彦忠^{1,2}

(1. 航天低温推进剂技术国家重点实验室, 100028, 北京;

2. 西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安)

摘要: 为了更精确地求解滑移流区稀薄气体外掠圆柱体流动与传热问题, 基于有限容积法的 ANSYS FLUENT 平台提出了一种滑移边界修正的数值模型, 该模型考虑了完整的一阶速度滑移和温度跳跃, 其中一阶速度滑移包括了轴向温度引起的热蠕变影响和壁面曲率影响。将模型计算值与实验数据进行了充分对比, 结果表明: 当气体流动处于连续流区时, 滑移边界修正模型与无滑移边界直接模拟计算误差很小; 当气体流态处于滑移流区时, 采用滑移边界修正模型可实现对该流态气体流动与传热的精确预示(相对误差在 $\pm 2.5\%$); 稀薄效应对低压气体外掠圆柱体的流动特性影响显著, 随着克努森数增加, 最大无量纲滑移速度呈线性增加, 而最大表面摩擦系数呈线性降低。本文方法可广泛应用于工程之中, 以探索低压气体的换热机理, 为研究稀薄气体滑移流区流动与传热问题提供了一种有效的数值计算方法。

关键词: 滑移流区; 稀薄气体; 数值模拟; 流动与传热; 圆柱体

中图分类号: V511 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2019)01-0025-08

A Numerical Model for the Flow and Heat Transfer Characteristics of Rarefied Gas over a Cylinder in Slip Flow Regime

XIE Fushou^{1,2}, LEI Gang¹, QIU Yinan¹, XU Yuanyuan¹, WANG Tianxiang¹, LI Yanzhong^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Technologies in Space Cryogenic Propellants, Beijing 100028, China;

2. School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: To more accurately solve the problem of rarefied gas flow and heat transfer over a cylinder in slip flow regime, based on the ANSYS FLUENT platform of finite volume method, a modified numerical model of slip boundary is proposed. The first-order velocity slip and temperature jump are considered in this model, and the first-order velocity slip includes the effects of the thermal creep caused by axial temperature and the curvature of wall surface. Compared with experimental data, the errors of the values calculated by modified model of slip boundary and by direct simulation without slip boundary are very small when the rarefied gas flow is in the continuous flow regime. The precise prediction of flow and heat transfer characteristics can be achieved by using the present model, and the relative error is $\pm 2.5\%$ when the rarefied gas flow is in the slip flow regime. Rarefying effect has significant influence on the

收稿日期: 2018-06-04。 作者简介: 谢福寿(1987—), 男, 助理研究员; 厉彦忠(通信作者), 男, 教授, 博士生导师。 基金项目: 航天低温推进剂技术国家重点实验室开放课题(SKLTSCP1610); 中国博士后科学基金资助项目(2018M633505); 国家自然科学基金资助项目(51876153); 陕西省博士后科研资助项目。

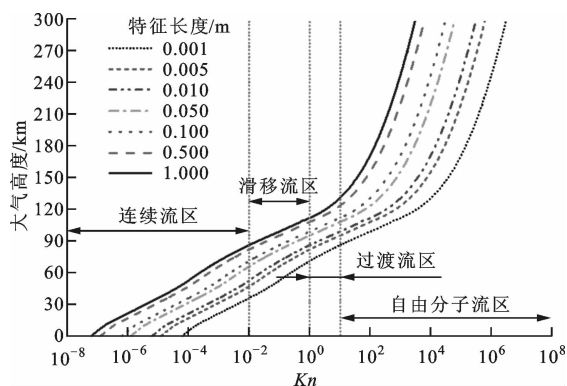
网络出版时间: 2018-10-18

网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20181017.0939.002.html>

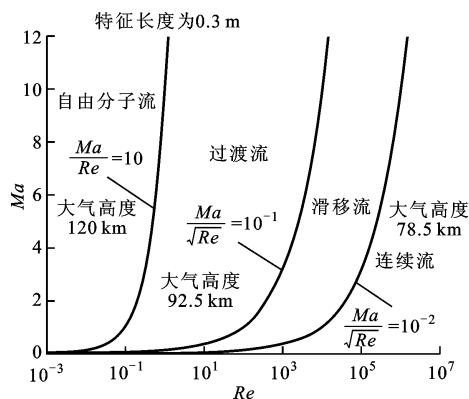
flow characteristics of low pressure gas over a cylinder. With the increase of Knudsen number, the maximum dimensionless slip velocity increases linearly, while the maximum surface friction coefficient decreases linearly. This method can be widely used in engineering to explore the heat transfer mechanism of low pressure gases, and may become an effective numerical method for the study on the flow and heat transfer of rarefied gases in slip flow regime.

Keywords: slip flow regime; rarefied gas; numerical simulation; flow and heat transfer; cylinder

近年来,关于稀薄气体流动与传热问题日益受到人们的关注,最典型的 4 类案例为:①运载器穿过大气层或再入大气层的气动加热^[1];②火星登陆器热设计和热管理^[2];③微小精密热线风速仪研制^[3];④高速真空隧道内列车仪表的热设计和热管理^[4]。对于运载火箭升空,随着大气密度的逐渐减小,气体的稀薄效应开始凸显,连续介质假设逐渐失效,此时气体流态会依次经历连续流区($Kn < 10^{-2}$)、滑移流区($10^{-2} < Kn < 10^{-1}$)、过渡流区($10^{-1} < Kn < 10$)和自由分子流区($Kn > 10$),如图 1 所示。目前,由于稀薄气体流动复杂,致使无法采用统一的算法或方程进行描述,故每个流态的求解方法不尽相同。



(a) 不同特征长度下气体流态划分



(b) 不同马赫数和雷诺数下气体流态划分

图 1 运载火箭穿越大气层时气体流态随大气高度的分布

滑移流区是指气体与气体之间的碰撞频率,虽然其比气体与物体表面间的碰撞频率高相当多,但

稀薄效应已不能再忽略,在靠近壁面处的非平衡效应开始占主导作用,此时气体流动与传热会呈现出两个典型的特征:①速度滑移;②温度跳跃。为了充分反映出该流域的典型特征,许多研究者采用壁面边界条件修正的 CFD 技术进行流动与传热研究^[5-10]。Kishore 等通过速度滑移和定壁温边界条件修正对牛顿流体外掠球形颗粒的传热现象进行了数值仿真^[5-6]。Choi 等开发了嵌入 Maxwell 滑移边界条件的非结构化网格 N-S 方程求解模型,对圆柱体表面的速度滑移和温度跳跃进行了研究^[7]。索晓娜等采用连续介质流动方程与壁面速度滑移和温度跳跃边界条件相结合描述微通道内稀薄气体二维可压缩滑移流动^[10]。Xie 等对滑移流区稀薄空气外掠圆柱体流动与传热特性展开了研究,其雷诺数范围为 0.001~20,克努森数范围为 0.01~0.1^[11]。虽然许多学者针对滑移流区采用 N-S 方程进行了一定的研究,然而都没有考虑壁面曲率对速度滑移和温度跳跃的影响以及滑移边界方程与 CFD 求解器之间坐标系的转换。Lockerby 指出在目前稀薄气体流动中,Maxwell 最初滑移边界条件被广泛地误用,其认为假如采用通用滑移边界来模拟带曲率的壁面问题时,一些关键的物理现象就会丢失:①通用滑移边界条件计算出的切向滑移速度明显低于 Maxwell 最初滑移条件得出的;②对于带曲率的弯头通道,采用 Maxwell 最初滑移边界可以预测速度逆流现象,而通用滑移边界条件则不能预测该流动行为;③对于外掠一个理想光滑球体,假定所有的人射分子都发生镜面反射,即 $\alpha = 0$,则采用 Maxwell 最初滑移边界推导的 Basset 阻力方程预测表面摩擦阻力系数应该为 0,但采用通用滑移边界条件推导的方程预测结果为负值,出现了非物理解^[12]。

课题组前期搭建了一套低密度风洞试验装置,开展了大量的实验研究,获得了一些有价值的研究成果^[13-14]。然而,这些实验结果并不能形象地展示出流场和温度场的变化规律。当克努森数增加时,也不能获得压力系数和传热系数沿圆柱体壁面变化的规律,更不能揭示流体掠过圆柱体流动与传热的

机理。同时,由于实验条件的限制,对总结出的经验关联式,其雷诺数使用范围仍然比较窄。因此,有必要开发新的数值模型来深入研究滑移流区流体流动与传热问题。

为了精确预测滑移流区稀薄气体流动与传热问题,本文拟基于有限容积法的 ANSYS FLUENT 18.0 平台,开发一套可用于该流域气体外掠圆柱体流动与传热仿真的数值模型,其考虑壁面曲率的影响,解决了 CFD 求解器中一些关键性技术问题,如坐标变换、UDF 开发、UDF 植入、求解发散等。在此基础上,与课题组之前实验数据进行详细的对比验证,充分验证数值模型的可靠性和精确度,为计算流体动力学实现滑移流区气体流动与传热问题研究构建一座桥梁。

1 数值模型构建

本文所研究的问题为稀薄气体外掠圆柱体,直径为 D ,流态区域尺寸及坐标如图 2 所示。圆柱体壁面温度定义为 T_w ,空气与圆柱体之间的温度跳跃和速度滑移定义为 T_s 和 u_s 。

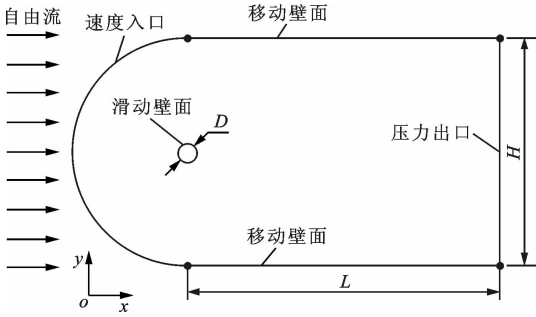


图2 计算区域与边界条件示意图

1.1 层流 N-S 控制方程

对于滑移流区,气体横掠圆柱体在主流区的流动和传热现象可由 N-S 方程和能量方程来描述,其中二维、层流、不可压缩流体的无量纲表达式如下

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u^* u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^* u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial u^* v^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^* v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial (u^* T^*)}{\partial x^*} + \frac{\partial (v^* T^*)}{\partial y^*} = \frac{1}{RePr} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (4)$$

式中: u^* 、 v^* 分别为 x 、 y 方向的无量纲速度分量; p^* 为无量纲压力; T^* 为无量纲温度。

无量纲变量定义为

$$u^* = \frac{u}{u_\infty}; v^* = \frac{v}{u_\infty}; x^* = \frac{x}{D}; y^* = \frac{y}{D}$$

$$T^* = \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty}; u_s^* = \frac{u_s}{u_\infty}$$

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{0.5 \rho_\infty u_\infty^2}; C_f = \frac{\tau_w}{0.5 \rho_\infty u_\infty^2}$$

式中: u 、 v 分别为 x 、 y 方向速度分量; u_∞ 为自由流速度; p 为空气压力; ρ_∞ 为气体密度; T 为气体温度; T_∞ 为自由流温度; C_p 为压力系数; p_∞ 为自由流静压力; C_f 为表面摩擦系数; τ_w 为壁面剪切力。

1.2 边界条件

滑移流区气体横掠圆柱体流动与传热问题的边界条件如图 2 所示,详细设置如下。

在计算区域左侧,均匀的速度入口边界条件和气体温度设置为

$$u^* = 1; v^* = 0; T^* = 0$$

在计算区域右侧,默认气体在出口处为充分发展状态,压力出口边界条件和空气温度设置为

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} = 0; \frac{\partial v^*}{\partial x^*} = 0; \frac{\partial T^*}{\partial x^*} = 0$$

沿着计算区域顶端和底端,壁面设置为移动壁面,速度等于入口速度,即

$$u^* = 1; v^* = 0; T^* = 0$$

在圆柱体壁面,速度滑移表达式以速度分量的形式植入到移动壁面中,其具体的表达式为^[15]

$$u_s = \frac{2 - \sigma_m}{\sigma_m} L_m \left(\frac{\partial u_n}{\partial n} + \frac{\partial u_n}{\partial s} \right) + \frac{3}{4} \frac{\mu}{\rho T} \frac{\partial T}{\partial s} \quad (5)$$

式中: u_n 为壁面法向的气体速度; n 为壁面法向的坐标; s 为壁面切向的坐标; σ_m 为动量协调系数,具体取值见 1.3 小节; L_m 为气体分子平均自由程。方程 (5) 右侧第 1 项是一阶等温速度滑移,由圆柱体壁面处的切向应力推导而来,而第 2 项是由于切向温度梯度引起的一个热蠕动。需要说明的是,在带曲率的物体中应将导数项 $\partial u_n / \partial s$ 考虑进去,然而在大多数已公布的工作中,该项要么被忽略,要么被导数项 $\partial u_s / \partial s$ 错误地取代。Lockerby 研究发现,将导数项 $\partial u_n / \partial s$ 代入滑移边界方程之中,对于越稀薄的气体,计算越准确^[12]。

温度跳跃的表达式以壁面温度修正的形式植入到壁面中,其具体的表达式为

$$T_s - T_w = \left(\frac{2 - a}{a} \right) \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \left(\frac{2}{Pr} \right) L_m \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_s \quad (6)$$

式中: a 为热协调系数, 具体取值见 1.3 小节。

1.3 壁面边界条件滑移修正

速度滑移边界条件以一个移动壁面速度的形式加入, 而温度跳跃的边界条件则以一个修正的定壁温形式添加。该 UDF 采用 C 语言来编写, 以编译的形式在 Fluent 求解器中执行, 其中所涉及到的速度梯度和温度梯度分别从求解器中抽取, 而速度滑移和温度跳跃根据方程(5)(6)计算得到。

由于圆柱体表面存在曲率, 所以自然坐标系与求解器中默认的笛卡尔坐标系是不统一的, 正如图 3 所示。为了表达自然坐标系(s, n)中速度向量和所有的导数项, 必须进行坐标变换。笛卡尔坐标系(x, y)中速度向量和所有的导数项可以从 Fluent 求解器中抽取。在坐标变换之前, 首先必须确定在壁面每个单元上两个坐标系之间的夹角 θ 。根据空间向量的性质, 通过余弦函数则可以给出 θ 的表达式

$$\left. \begin{aligned} \theta &= a \cos\left(\frac{-\mathbf{A} \cdot \mathbf{j}}{\|\mathbf{A}\|}\right) & \text{if } \mathbf{A} \cdot \mathbf{i} \geq 0 \\ \theta &= 2\pi - a \cos\left(\frac{-\mathbf{A} \cdot \mathbf{j}}{\|\mathbf{A}\|}\right) & \text{if } \mathbf{A} \cdot \mathbf{i} < 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中: $\mathbf{A} = -\mathbf{A}_n$ 为边界单元面积的法向向量, 由 Fluent® 求解器提供; $\mathbf{i}, \mathbf{j}$ 为沿着 x, y 方向的单位向量。

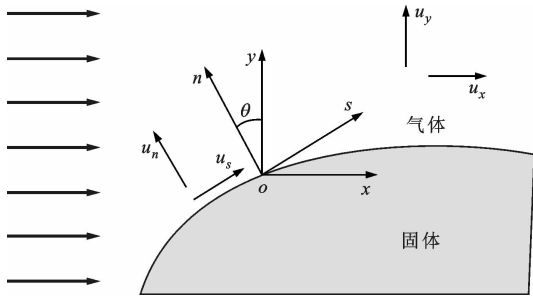


图 3 在壁面处笛卡尔坐标系与自然坐标系及速度分量

使用链式法则, 可将方程(5)(6)的导数项表示为

$$\frac{\partial u_s}{\partial n} = \frac{\partial u_s}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial u_s}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial n} \quad (8)$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial s} = \frac{\partial u_n}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial s} + \frac{\partial u_n}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial s} \quad (9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial n} \quad (10)$$

$$\frac{\partial T}{\partial s} = \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial s} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial s} \quad (11)$$

自然坐标系与笛卡尔坐标系关系如下

$$\left. \begin{aligned} x &= s \cos \theta; & x &= -n \sin \theta \\ y &= s \sin \theta; & y &= n \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$\theta \in [0, \pi)$

在 s, n 方向对 x, y 分别求偏导数的表达式为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial s} &= \cos \theta; & \frac{\partial x}{\partial n} &= -\sin \theta \\ \frac{\partial y}{\partial s} &= \sin \theta; & \frac{\partial y}{\partial n} &= \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

在笛卡尔坐标系和自然坐标系中, 向量 $\mathbf{u}$ 可分别表达为

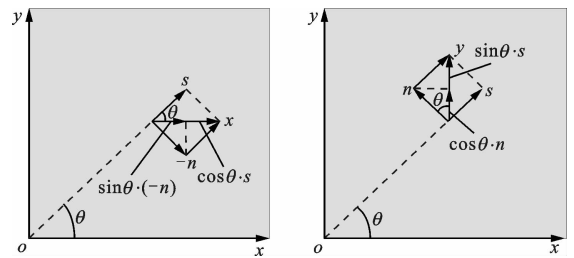
$$u_x \mathbf{i} + u_y \mathbf{j} \quad (14)$$

$$u_s \mathbf{k} + u_n \mathbf{g} \quad (15)$$

式中: $\mathbf{k}$ 和 $\mathbf{g}$ 为 s, n 方向上的单位向量。

根据几何关系, 如图 4 所示, 可获得向量($\mathbf{i}, \mathbf{j}$)和($\mathbf{k}, \mathbf{g}$)之间的关系如下

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{i} &= \cos \theta \cdot \mathbf{k} - \sin \theta \cdot \mathbf{g} \\ \mathbf{j} &= \sin \theta \cdot \mathbf{k} + \cos \theta \cdot \mathbf{g} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$



(a) 自然坐标系对 $\mathbf{i}$ 的表达 (b) 自然坐标系对 $\mathbf{j}$ 的表达

图 4 单位向量变换

最后, 将方程(16)代入方程(14), 化解整理后, 即可得到(u_x, u_y)和(u_s, u_n)之间的关系为

$$\mathbf{u} = (u_x \cos \theta + u_y \sin \theta) \mathbf{k} + (-u_x \sin \theta + u_y \cos \theta) \mathbf{g} \quad (17)$$

于是

$$\left. \begin{aligned} u_s &= u_x \cos \theta + u_y \sin \theta \\ u_n &= -u_x \sin \theta + u_y \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

将方程(13)(18)代入方程(8)~方程(11), 所有的导数项即可整理为

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_s}{\partial n} &= -\frac{\partial}{\partial x} (u_x \cos \theta + u_y \sin \theta) \sin \theta + \\ &\frac{\partial}{\partial y} (u_x \cos \theta + u_y \sin \theta) \cos \theta = -\left[\frac{\partial u_x}{\partial x} \cos \theta + \right. \\ &\frac{\partial u_y}{\partial x} \sin \theta + (u_y \cos \theta - u_x \sin \theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \left. \right] \sin \theta + \\ &\left[\frac{\partial u_x}{\partial y} \cos \theta + \frac{\partial u_y}{\partial y} \sin \theta + (u_y \cos \theta - u_x \sin \theta) \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] \cos \theta \end{aligned} \quad (19)$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial x} (-u_x \sin \theta + u_y \cos \theta) \cos \theta +$$

$$\frac{\partial}{\partial y} (-u_x \sin \theta + u_y \cos \theta) \sin \theta = \left[-\frac{\partial u_x}{\partial x} \sin \theta + \right.$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial x} \cos \theta - (u_x \cos \theta + u_y \sin \theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big] \cos \theta +$$

$$\left[-\frac{\partial u_x}{\partial y} \sin \theta + \frac{\partial u_y}{\partial y} \cos \theta - (u_x \cos \theta + u_y \sin \theta) \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] \sin \theta$$

$$(20)$$

$$\frac{\partial T}{\partial s} = \frac{\partial T}{\partial x} \cos \theta + \frac{\partial T}{\partial y} \sin \theta \quad (21)$$

$$\frac{\partial T}{\partial n} = -\frac{\partial T}{\partial x} \sin \theta + \frac{\partial T}{\partial y} \cos \theta \quad (22)$$

通过访问 ANSYS Fluent 求解器中的数据内存,可获得速度和温度的全部偏导数项($\partial u_x/\partial x$, $\partial u_x/\partial y$, $\partial u_y/\partial x$, $\partial u_y/\partial y$, $\partial T/\partial x$, $\partial T/\partial y$)。对于角度偏导数($\partial \theta/\partial x$ 和 $\partial \theta/\partial y$),则需要通过极坐标系来确定。

如图 5 所示,笛卡尔坐标系中(x, y)与极坐标系中(r, θ)之间的关系可依据几何关系来表示

$$\begin{cases} x = -r \cos \alpha \\ y = r \sin \alpha \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x = -r \sin \theta \\ y = r \cos \theta \end{cases} \quad (23)$$

式中 r 为圆的半径。于是,角度偏导数可表示为

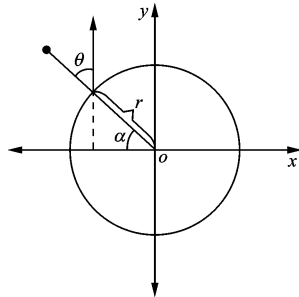
$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial x} &= -\frac{1}{r \sin \theta} \\ \frac{\partial \theta}{\partial y} &= -\frac{1}{r \cos \theta} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$


图 5 笛卡尔坐标系与极坐标系之间的变换

需要说明的是,动量协调系数 σ_m 和热协调系数 a 一般取决于许多因素,如气体与物体表面材料的种类、壁面光滑度、表面的清洁程度(氧化程度、是否有污染物覆盖、是否吸附其他气体)、温度、压力等以及一些尚未被人们知晓的因素,且两个系数都在 0 (镜面反射)到 1 (漫反射)之间变化。根据文献[16-17]报道,对于大多数工程应用来说,这两个系数都非常接近于 1,故在目前的工作中这两个系数都取为 1。

1.4 CFD 数值计算方案确定

采用商业计算流体动力学代码——ANSYS Fluent 展开数值仿真,即联合边界条件求解控制方程(1)~方程(4),最终获得了稀薄气体外掠圆柱体

的压力场、速度场和温度场。空间离散梯度方案选择基于单元最小二乘法梯度,压力离散方案选择二阶格式,动量方程和能量方程离散方案选择二阶迎风格式。在 Fluent 中,默认收敛标准是足以用来判断收敛的,即连续方程和动量方程的全局残差均降到了 10^{-11} ,而能量方程的全局残差降到了 10^{-15} ,则认为迭代收敛。

2 结果讨论与分析

2.1 连续流低压状态下定克努森数结果比较

图 6 展示了连续流区低压状态下无滑移边界数值预测值与滑移边界数值预测值的比较结果,其中低压状态的压力为 50 kPa,所对应的克努森数为 0.006。从图中对比可知,只要气体流态处于连续流区时,无论是常压状态还是低压状态,无滑移边界与滑移边界的计算结果都非常相近,两者相对误差在 1.5% 以内。

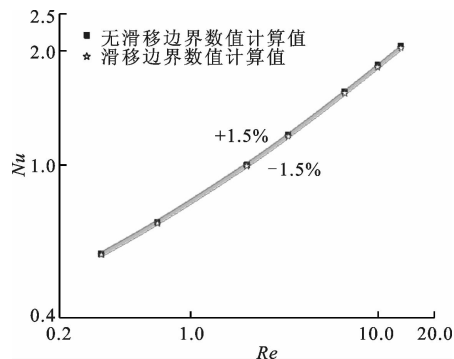


图 6 连续流区数值计算结果

2.2 滑移流区低压状态下定克努森数结果比较

图 7 呈现了在滑移流区状态下无滑移边界数值预测值、滑移边界数值预测值和实验结果的对比。滑移流区低压状态分别是指气压压力为 6 kPa 和 3 kPa,所对应的克努森数分别为 0.054 和 0.108。从图中可看出,当气体流态由连续流区进入到滑移流区后,采用无滑移边界条件的计算结果与实验结果的误差已达到 $\pm 15\%$,尤其是压力越低,克努森数越大,计算误差越大。即使在同一压力下,采用无滑移边界条件的计算结果与实验结果的误差也会随着雷诺数增大而增大。采用滑移边界条件的计算结果可将误差控制在 $\pm 2.5\%$ 以内,所以在稀薄气体滑移区的流动换热问题中,本文修正的滑移流区数值模型可保障数值计算的准确性。

2.3 过渡流区低压状态下定克努森数结果比较

图 8 给出了过渡流区状态下无滑移边界数值预测值、滑移边界数值预测值和实验结果的对比。过

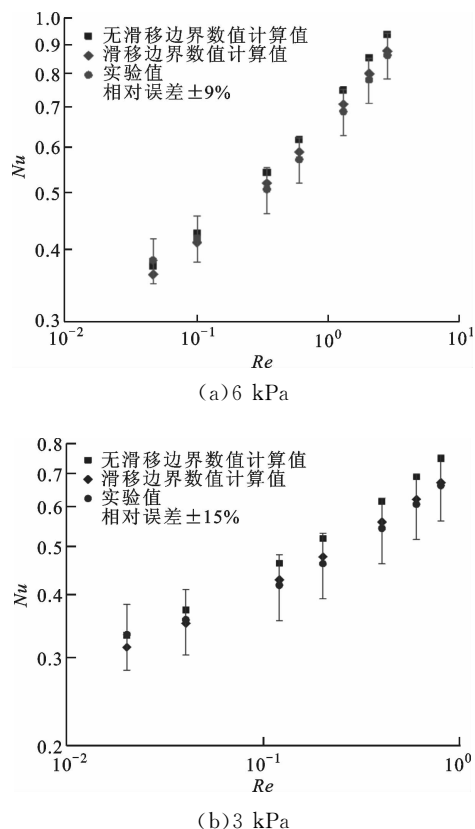


图7 滑移流区数值计算结果

渡流区低压状态是指气体压力为 1 kPa, 所对应的克努森数为 0.323。从图中可看出, 当低压气体的流态处于过渡流区时, 采用无滑移边界条件的计算结果与实验结果的相对误差已达到 $\pm 60\%$, 即使采用滑移边界条件修正, 也只能将相对误差缩小到 $\pm 20\%$ 以内。

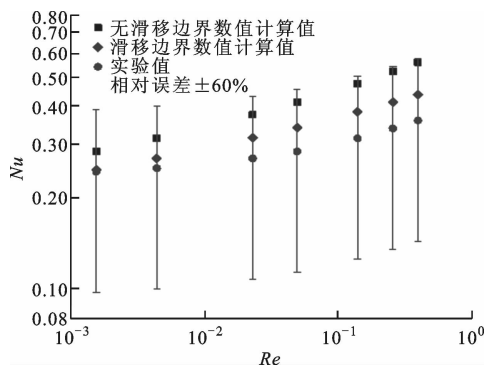


图8 过渡流区数值计算结果

2.4 跨流域变克努森数结果比较

为了进一步验证该数值模型的可靠性和精确度, 维持气体速度 (3 m/s) 不变, 通过改变气体压力, 使压力在 100 Pa ~ 100 kPa 之间变化, 获得了数值预测值、实验值, 并与传统经验关联式 (Fand^[18], Hilpert^[19], McAdams^[20], Collis^[21]) 预测值进行了

比较, 如图 9 所示。从图中可清楚地看到, 在连续流区, 数值计算结果与本文实验值、Collis 的经验关联式预测值和 Fand 的经验关联式预测值都吻合良好, 说明数值计算过程都是合理的, 包括边界条件设置、求解方法选择、物性设置、区域无关性研究和网格无关性研究等。

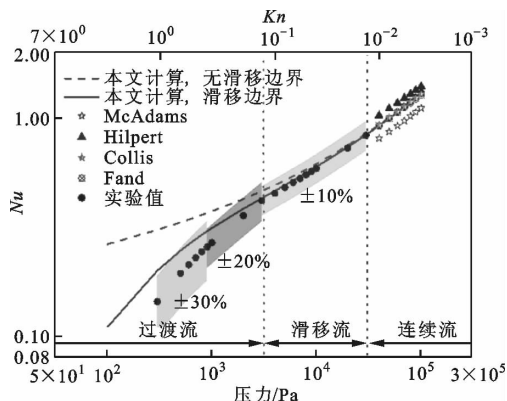


图9 跨流域变克努森数结果比较

在滑移流区, 采用滑移边界条件修正的数值计算结果与本文实验值吻合良好, 其最大相对偏差处于 $\pm 2.5\%$ 以内, 而采用无滑移边界条件的数值计算结果逐渐偏离实验值, 最终达到 10% 的相对偏差。也就是说, 通过滑移边界条件修正, 数值计算结果的精度有了显著提升。

在过渡流区, 采用滑移边界条件修正的数值计算结果与本文实验结果相比, 计算偏差逐渐增加, 而采用无滑移边界条件的数值计算结果则完全偏离了本文实验结果, 因此在该流态下, 数值计算模型需要进一步修正。然而, 本文侧重于滑移流区低压空气外掠圆柱体流动与传热特性研究, 所以在此不考虑过渡流区。

2.5 滑移效应对低压气体外掠圆柱体的流动影响

图 10 展现了在滑移流区当雷诺数为 1 时无量纲滑移速度沿圆柱体壁面的分布规律。从图中可看出, 当克努森数保持不变时, 无量纲滑移速度在前止滞点处为 0, 随着角度 α 的增加, 其逐渐增加到某一最大值, 然后开始减小, 直到在后止滞点处变为 0。因为在前止滞点处, 空气动压转变为静压, 使速度变为 0。随后, 静压会逐渐再次转变为动压, 使壁面的切向速度最终达到一个最大值。由于稀薄效应的影响, 最大无量纲滑移速度会随着克努森数的增加而增大, 当克努森数达到 0.1 时, 最大无量纲滑移速度可达到自由来流速度的 16%。

图 11 描述了在滑移流区雷诺数为 1 时压力系

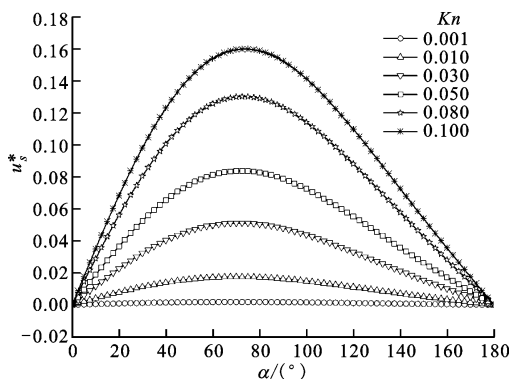


图 10 无量纲滑移速度沿圆柱体壁面的分布

数沿圆柱体壁面的分布规律。当克努森数保持不变时,压力系数最大值位于圆柱体前止滞点处,且沿着圆柱体壁面逐渐减小。然而,由于滑移效应的影响,圆柱体前止滞点处的压力系数会随着克努森数的增加而逐渐减小,不过克努森数对压力系数的影响其实并不大。

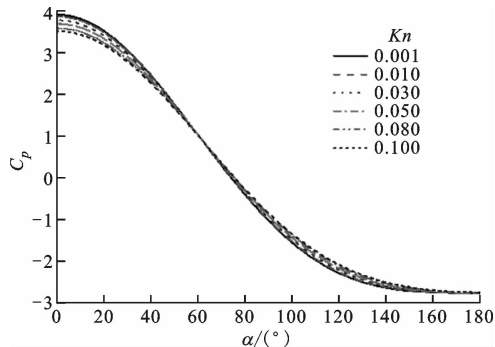


图 11 压力系数沿圆柱体壁面的分布

图 12 描述了在滑移流区雷诺数为 1 时表面摩擦系数沿圆柱体壁面的分布规律。从图中可知,当克努森数一定时,由于雷诺数较低,黏性力起主导作用,从而抑制边界层分离,使圆柱体前止滞点与后止滞点速度为 0,故表面摩擦系数沿着圆柱体壁面先从 0 增加至最大值,然后逐渐减小至 0。由于稀薄效应影响,最大表面摩擦系数随着克努森数增加而逐渐减小,当克努森数达到 0.1 时,最大表面摩擦系

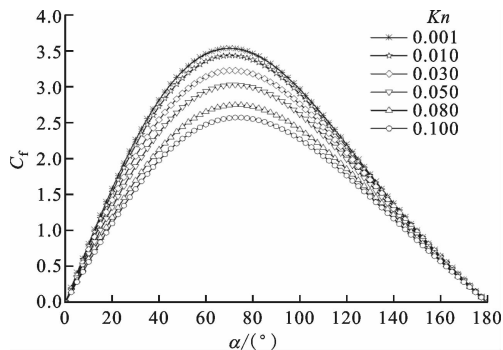


图 12 表面摩擦系数沿圆柱体壁面的分布

数比连续流区最大表面摩擦系数减小了 38%。

3 结 论

针对滑移流区气体外掠圆柱体问题,构建了一套预测低压气体流动与传热的数值模型,考虑了轴向温度梯度引起的热蠕动影响和壁面曲率的影响,通过与实验数据对比,得出以下结论:

(1)当气体流态处于连续流区时,滑移边界修正模型的计算结果与无滑移边界的计算结果相近;

(2)当气体流态处于滑移流区时,预测外掠圆柱体传热的传统经验关联式已不再适用,此时采用滑移边界修正的数值模型,可实现对稀薄气体滑移流区流动与换热的精确预测,且数值计算结果明显优于传统经验关联式预测结果;

(3)在滑移流区,稀薄效应对低压气体外掠圆柱体的流体动力学特性影响显著,随着克努森数增加,最大无量纲滑移速度呈线性增加,而最大表面摩擦系数呈线性减小。

参考文献:

- [1] 方方,周璐,李志辉. 航天器返回地球的气动特性综述 [J]. 航空学报, 2015, 36(1): 24-38.
FANG Fang, ZHOU Lu, LI Zhihui. A comprehensive analysis of aerodynamics for spacecraft re-entry Earth's atmosphere surroundings [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(1): 24-38.
- [2] 黄飞,吕俊明,程晓丽,等. 火星进入器高空稀薄气动特性 [J]. 航空学报, 2017, 38(5): 120457.
HUANG Fei, LÜ Junming, CHENG Xiaoli, et al. Aerodynamics of Mars entry vehicles under hypersonic rarefied condition [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2017, 38(5): 120457.
- [3] KHAMSHAH N, ABDALLA A N, KOH S P, et al. Issues and temperature compensation techniques for hot wire thermal flow sensor: a review [J]. International Journal of Physical Sciences, 2011, 7979(4): 193-196.
- [4] KIM T K, KIM K H, KWON H B. Aerodynamic characteristics of a tube train [J]. Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 2011, 99(12): 1187-1196.
- [5] KISHORE N, RAMTEKE R R. Forced convective heat transfer from spheres to Newtonian fluids in steady axisymmetric flow regime with velocity slip at fluid-solid interface [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2016, 105: 206-217.

- [6] KISHORE N, RAMTEKE R R. Slip in flows of power-law liquids past smooth spherical particles [J]. *Acta Mechanica*, 2015, 226(8): 2555-2571.
- [7] CHOI Y J, KWON O J. Numerical study of effects of accommodation coefficients on slip phenomena [J]. *Journal of Mechanical Science & Technology*, 2015, 29(5): 1883-1888.
- [8] LI D, LI S, XUE Y, et al. The effect of slip distribution on flow past a circular cylinder [J]. *Journal of Fluids & Structures*, 2014, 51: 211-224.
- [9] STRÖM H, SASIC S. Heat transfer effects on particle motion under rarefied conditions [J]. *International Journal of Heat & Fluid Flow*, 2013, 43(43): 277-284.
- [10] 索晓娜, 王秋旺, 罗来勤. 压缩性和稀薄性对微通道气体流动换热的影响 [J]. *工程热物理学报*, 2005, 26(4): 659-661.
SUO Xiaona, WANG Qiuwang, LUO Laiqin. Effects of compressibility and rarefaction on gaseous flow and heat transfer in micro-channels [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2005, 26(4): 659-661.
- [11] XIE F S, LI Y Z, WANG X B, et al. Numerical study on flow and heat transfer characteristics of low pressure gas in slip flow regime [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2018, 124: 131-145.
- [12] LOCKERBY D A, REESE J M, EMERSON D R, et al. Velocity boundary condition at solid walls in rarefied gas calculations [J]. *Phys Rev: E Stat Nonlin Soft Matter Phys*, 2004, 70(2): 017303.
- [13] XIE F S, LI Y Z, LIU Z, et al. A forced convection heat transfer correlation of rarefied gases cross-flowing over a circular cylinder [J]. *Experimental Thermal & Fluid Science*, 2016, 80: 327-336.
- [14] 谢福寿, 厉彦忠, 王鑫宝, 等. 低真空压力下横掠圆柱体强制对流换热特性的实验研究 [J]. *西安交通大学学报*, 2017, 51(3): 43-61.
XIE Fushou, LI Yanzhong, WANG Xinbao, et al. Experimental study on the forced convection heat transfer characteristics of air flow across a cylinder under low vacuum pressures [J]. *Journal of Xi'an Jiaotong University*, 2017, 51(3): 43-61.
- [15] MAXWELL J C. On stresses in rarified gases arising from inequalities of temperature [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 1879, 170: 231-256.
- [16] ANBARSOOZ M, NIAZMAND H. Heat transfer characteristics of slip flow over solid spheres [J]. *Proc IMechE: Part C J Mechanical Engineering Science*, 2016, 230(19): 3431-3441.
- [17] LEONTIDIS V, CHEN J, BALDSA L, et al. Numerical design of a Knudsen pump with curved channels operating in the slip flow regime [J]. *Heat and Mass Transfer*, 2014, 80(8): 1065.
- [18] FAND R M. Heat transfer by forced convection from a cylinder to water in crossflow [J]. *International Journal of Heat & Mass Transfer*, 1965, 8(7): 995-1010.
- [19] HILPERT R. Heat transfer from cylinders [J]. *Forsch Geb Ingenieurwes*, 1933, 4: 215.
- [20] MCADAMS W H. *Heat Transmission* [M]. New York, USA: McGraw-Hill, 1954: 31-35.
- [21] COLLIS D C, WILLIAMS M J. Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1959, 6(3): 357-384.

[本刊相关文献链接]

- 王杰枫, 杜长河, 吴凡, 等. 喷嘴周向位置和旋流腔拔模斜度对旋流冷却的影响. 2018, 52(11): 65-72. [doi: 10.7652/xjtuxb201811010]
- 刘佳伦, 李会雄, 冯渊, 等. 跨临界变压运行中水冷壁动态特性的实验研究. 2018, 52(11): 1-8. [doi: 10.7652/xjtuxb201811001]
- 邹佳生, 吴晓明, 李亮, 等. 空心静叶蒸汽加热除湿传热特性的研究. 2018, 52(5): 44-49. [doi: 10.7652/xjtuxb201805006]
- 史晓军, 李珊, 魏亚东, 等. 纳米流体矩形微通道热沉结构参数多目标优化. 2018, 52(5): 56-61. [doi: 10.7652/xjtuxb201805008]
- 王瑞琴, 高炎, 晏鑫, 等. 燃气透平尾缘开缝区冷却性能的非定常研究. 2017, 51(12): 98-103. [doi: 10.7652/xjtuxb201712015]
- 翟颖妮, 刘存良. 高主流湍流度下大倾角异型气膜孔冷却特性实验研究. 2017, 51(7): 16-23. [doi: 10.7652/xjtuxb201707003]
- 范小军, 杜长河, 李亮, 等. 4种冷却结构对叶片前缘流动换热影响的比较研究. 2017, 51(7): 37-43. [doi: 10.7652/xjtuxb201707006]
- 杜长河, 范小军, 李亮, 等. 旋转半径和叶片安装角对动叶旋流冷却流动和传热特性的影响. 2017, 51(5): 37-42. [doi: 10.7652/xjtuxb201705006]
- 杜长河, 范小军, 李亮, 等. 抽吸孔对旋流和冲击冷却流动传热特性的影响. 2017, 51(1): 19-24. [doi: 10.7652/xjtuxb201701004]
- 黄琰, 晏鑫, 何坤, 等. 气膜孔分布对凹槽叶顶传热和冷却性能的影响. 2016, 50(5): 101-107. [doi: 10.7652/xjtuxb201605015]

(编辑 荆树蓉)