

跨流区超低轨航天器快速气动力计算方法

郭晨林¹, 陈 方¹, 赵艳彬², 尤超蓝², 钱 勇², 李文龙², 杨丽丽²

(1. 上海交通大学 航空航天学院, 上海 200240; 2. 上海卫星工程研究所研发中心, 上海 201109)

摘 要: 超低轨飞行器常工作在过渡流区中, 过渡流区中气动特性多变, 建模困难, 目前缺少较好的快速气动力计算方法。在面元法的基础上, 提出了设计迎风单元筛选算法与 logistics-log 桥函数, 对连续流区与自由流区结果进行加权, 实现超低轨卫星的气动力估算。在方法验证中, 对圆柱与钝头双楔体在宽努森数(K_n)范围下的气动力进行测算, 发现结果与直接模拟蒙特卡洛法(DSMC)数据一致。对典型超低轨飞行器地球重力场和海洋环流探测卫星(GOCE)的气动力进行分析, 发现 GOCE 随着姿态变化阻力变化明显, 需要舵面或陀螺仪进行姿态控制; 在不同高度下的阻力量级变化大, 在超低轨运行时需要动力系统维持高度。

关键词: 超低轨飞行器; 过渡流区; 面元法; 桥函数; 重力场和环流探测卫星(GOCE)

中图分类号: V 411

文献标志码: A

DOI: 10.19328/j.cnki.2096-8655.2022.05.018

Fast Aerodynamic Calculation Method for Ultra-Low Orbit Spacecrafts in Multi-Flow Regions

GUO Chenlin¹, CHEN Fang¹, ZHAO Yanbin², YOU Chaolan², QIAN Yong²,
LI Wenlong², YANG Lili²

(1. School of Aeronautics and Astronautics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. Research and Development Center, Shanghai Institute of Satellite Engineering, Shanghai 201109, China)

Abstract: Ultra-low orbit spacecrafts often work in transitional flow regions. Since the aerodynamic characteristics in transitional flow regions are changeable, the modeling of ultra-low orbit spacecrafts is complex. At present, there is a lack of good fast aerodynamic calculation tools. Therefore, in this paper, a revised panel method is proposed to deal with the problem, which contains an upwind unit selection algorithm and a logistics-log bridge function. In the method verification, the aerodynamic forces of the cylinder and the blunt-headed double-wedge body are measured under a wide range of Knudsen number (K_n). The obtained results agree well with the data obtained by the direct simulation Monte Carlo (DSMC) method. The aerodynamic force of gravity field and steady-state ocean circulation explorer (GOCE) is analyzed. It is found that the drag of GOCE changes apparently with the change of attitude, and thus rudder surface or gyroscope is needed for the attitude control; the magnitude of the aerodynamic force varies significantly at different altitudes, and thus a reasonable power system is required to maintain the altitude.

Key words: ultra-low orbit vehicle; transient flow region; panel method; bridge function; gravity field and steady-state ocean circulation explorer (GOCE)

0 引言

超低轨飞行器由于其重访周期短、对地成像观测性能强的特点, 在通信、对地探测等领域展现出

了巨大的潜力^[1], 但超低轨飞行器受到的气动摄动大, 造成轨道维持与姿态控制的困难。同时, 由于其运行高度在 120~300 km 之间, 属于过渡流区与

收稿日期: 2021-06-04; 修回日期: 2021-10-23

基金项目: 国家自然科学基金(11672183)

作者简介: 郭晨林(1997—), 男, 硕士, 主要研究方向为超低轨卫星气动力计算、基于深度学习的流动控制问题。

通信作者: 陈 方(1977—), 男, 博士, 博士生导师, 主要研究方向为高温气动、极端燃烧、精细成像分析。

自由分子流区,对于气动力的估算缺少经验理论与工具,造成了总体设计与动力选型上的困难。因此,当前急需有关超低轨卫星的快速气动力计算工具,以实现合理的动力选型,延长卫星工作寿命^[2]与加速超低轨飞行器的初步设计迭代。

对于工作在自由分子流区中的飞行器的气动力特性求解,BIRD^[3]提出的直接模拟蒙特卡洛法(Direct Simulation Monte Carlo, DSMC)求解分子之间的碰撞效应高精度求解其气动力特性,DAVIS^[4]提出的测试粒子蒙特卡洛法(Test Particle Monte Carlo, TPMC)省略了分子间的碰撞效应,虽然降低求解精度,但是大幅减小了计算量,提升了计算效率。Maxwell通过建立简单的面元与气体粒子的碰撞模型,求解自由分子流区中的面元受力状况,进而积分求解飞行器受力^[5]。该方法成为自由分子流区中快速气动力计算的基本方法,后续许多学者根据分子与面元碰撞时的动量损失与漫反射效应对 Maxwell 提出的模型进行优化,扩展了该模型的精度与适用范围^[6-7]。

在过渡流区中,气体的运动规律更为复杂,难以抽象出简化的物理模型。当前求解过渡流区中的流动特性多依赖于 DSMC 方法^[8]。由于在该区域中大气密度较高,意味着 DSMC 模拟的分子数量多,所需要的计算量大,因此,求解过渡流区气动特性的方法为:首先对连续流区的气动特性与自由分子流区中的气动特性进行求解,再使用桥函数加权

来近似过渡流区的气动特性。常用的桥函数有 sine-square 桥函数^[9]与 erf-log 桥函数^[10],通过假定多个待定系数函数拟合连续流区-过渡流区-自由分子流区的部分计算结果,实现对其他工况的结果进行估计。以上桥函数的拟合只对特定的气流来流条件与当前几何外形的飞行器适用,当外部条件发生变化时,需要新的 DSMC 或试验结果进行标定。

目前,过渡流区的计算高度依赖于 DSMC,TPMC 等高精度计算工具,快速气动力计算工具十分有限,常用的气动估算方法存在一定的局限性。同时,面元法应用的前景广泛,通过对面元法进行进一步改进,以上问题能被较好的解决。本文旨在解决超低轨飞行器的快速气动计算需求,提出一套适用于超低轨卫星从过渡流区到自由流区的快速气动估算方法。在面元法的基础上,对迎风单元筛选算法与桥函数进行了设计,达到了提高精度,增加适用范围的效果。

1 超低轨卫星快速气动力计算方法

本文提出的超低轨卫星快速气动力计算方法主要分为 3 个部分,如图 1 所示。包括输入数据、数据的预处理方式和气动力计算方法。其中,有 2 个过程显著影响计算精度和计算效率:① 数据预处理与迎风单元与背风单元的划分算法;② 气动力的计算方法和桥函数模型。本文将对此进行较详细的阐述。

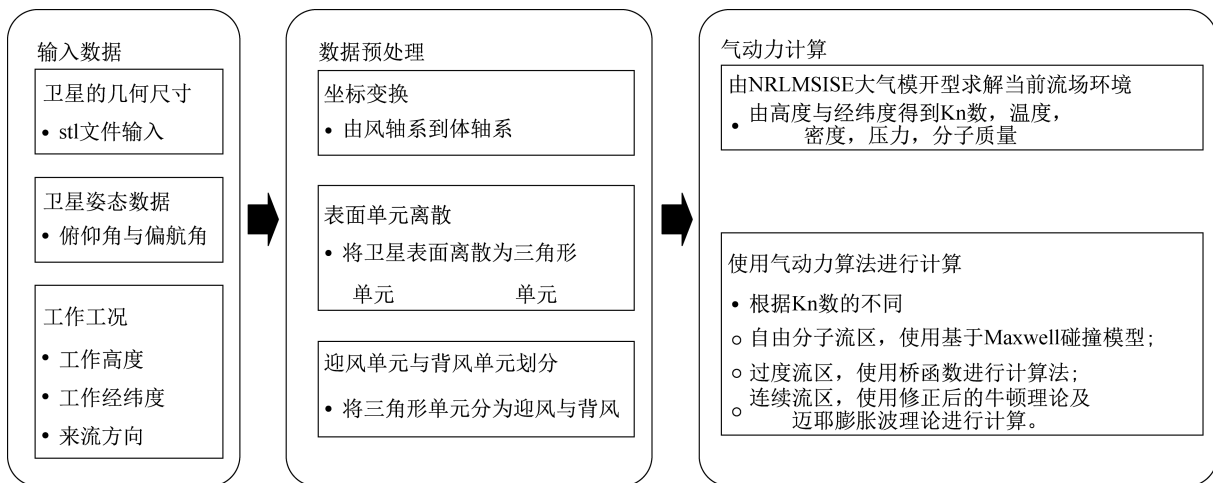


图 1 超低轨卫星快速气动力计算方法流程

Fig. 1 Flow chart of the rapid aerodynamic calculation method for ultra-low orbit spacecrafts

1.1 数据预处理

在输入模型 STL 格式文件中,包含着卫星的几何尺寸信息,首先需要对其表面单元进行离散,得到其表面的三角形单元如图 2 所示。在建模的过程中,常以飞行器的体坐标系进行建模,为方便后续的迎风背风单元算法及气动力计算,需要对离散单元在风轴系和体轴系下进行自由转换。通过以

下旋转矩阵可以实现转换过程:

$$C_{bo} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \beta & \cos \alpha \sin \beta & -\sin \alpha \\ \sin \beta & \cos \beta & 0 \\ \sin \alpha \cos \beta & -\sin \alpha \sin \beta & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (1)$$

式中: C_{bo} 为体坐标系 $O_b X_b Y_b Z_b$ 至风轴坐标系 $O_w X_w Y_w Z_w$ 下的旋转矩阵; α 、 β 分别为当前飞行器的迎角、侧滑角。

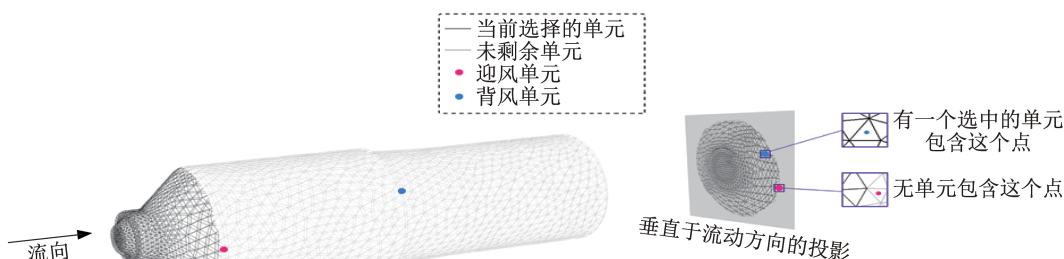


图 2 迎风单元与背风单元筛选

Fig. 2 Screening diagram of windward and leeward units

进行坐标转换后,需对表面的单元进行分类,分为迎风单元与背风单元。根据单元属性的不同,在后续的气动力计算中使用不同的计算方式。本文设计了可用于非凸表面的迎风单元筛选算法。通过验证发现,随着网格密度达到一定要求时,其具有较高的计算精度,满足对复杂外形的超低轨卫星气动力估算的需求。迎风单元和背风单元筛选算法的输入包含如下数据:

1) 节点位置 $P_i = [x_i, y_i, z_i]$, 为编号为 i 节点其对应风轴系下的空间坐标位置;

2) 单元列表 $U_n = [u, v, w]$, n 为单元编号, u, v, w 为三角形单元的 3 个顶点节点编号。

算法的输出包含以下几个部分:

1) 迎风单元列表 $W_n = [u', v', w']$, u', v', w' 为三角形单元的 3 个顶点节点编号;

2) 背风单元列表 $L_n = [u', v', w']$, u', v', w' 为三角形单元的 3 个顶点节点的编号;

3) 迎风节点列表 $PW_i = [x_i, y_i, z_i]$, x_i, y_i, z_i 为节点在风轴系下的坐标位置。

具体算法见表 1。

从迎风方向依次选取节点,判断其是否在迎风单元列表的投影内,若不在任意投影内,则将该节点加入迎风节点列表中,并与其连接的单元加入迎风单元列表。最后将所有总单元列表 U_n 减去筛

表 1 迎风单元筛选算法流程

Tab. 1 Flow chart of the screening algorithm for windward units

算法:迎风单元筛选方法

```

将  $P_i$  沿着来流方向排序
循环 1 依次选取节点  $P_i$ 
| 判断 1 若  $P_i$  不在迎风节点列表  $PW_i$  内 则
| | 判断 2 若  $P_i$  不在迎风单元列表  $W_n$  中的任意单元投影内 则
| | | 将  $P_i$  加入到迎风节点列表  $PW_i$  中
| | 结束判断 2
| 结束判断 1
| 循环 2 查看单元列表  $U_n$ 
| | 判断 3 若单元  $U_n$  中 3 个节点  $u, v, w$  均在迎风节点列表  $PW_i$  中 则
| | | 将  $U_n$  加入到迎风单元列表中
| | 结束判断 3
| 结束循环 2
结束循环 1
背风单元列表  $L_n = U_n - W_n$ 

```

选出的迎风单元列表,则可得到背风单元列表。具体筛选过程如图 2 所示,在对表面进行离散后的卫星网格中,黑色单元为筛选出的迎风单元,灰色的是待筛选的单元列表。红色节点与蓝色节点为两个待筛选节点。在图示的沿着来流方向的投影平面上,红色节点在黑色单元投影外,所以其为新的迎风单元;而蓝色节点在当黑色单元的投影内,其为背风节点。

为验证该算法的准确性,以及提出在后续计算

中划分网格的精细程度,本文设计了如下算例,如图 3(a)所示,该图所示的梨状外形,为一个非凸的几何结构,其在轴向投影方向的最大投影半径 $R=0.5$ 以此作为模型的特征尺度,因此可以得到其准确的投影面积 $S_{\text{proj}}=\pi R^2=0.25\pi$ 。本文依次增加特征尺度与三角形网格大小 $R/\delta x$ 之间的比值,观察通过迎风单元与背风单元算法计算出的投影面积与实际投影面积的差距,验证算法精度及求解合适的

特征尺度与网格大小的比值关系 $R/\delta x$ 。计算的结果如图 3(b)所示,发现在比值为 10 时,算法计算出的投影面积与实际的投影面积十分接近,进一步缩小网格尺度,增加特征尺度与网格大小的比值,精度不再改善。因此,本文认为该算法的准确性良好,在对后续的计算模型进行表面单元的离散过程中,将选取特征尺度与网格大小的比值 $R/\delta x=10$ 。

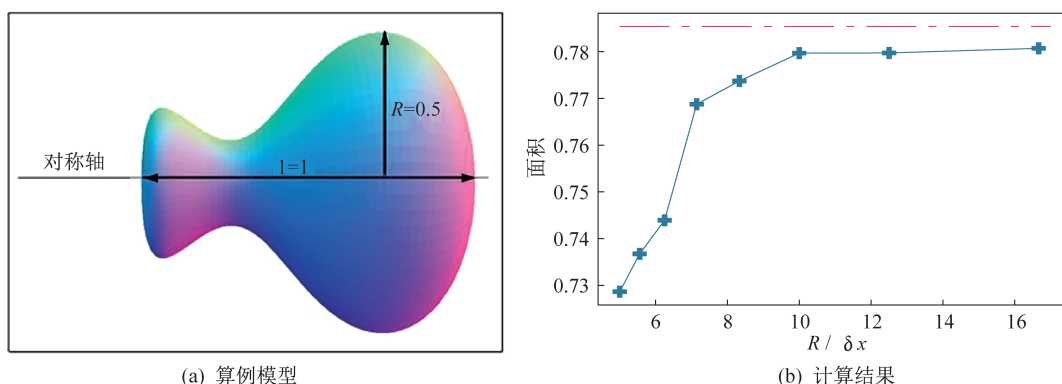


图 3 迎风单元与背风单元筛选算例模型

Fig. 3 Example model for screening windward and leeward units

1.2 气动力计算

在气动力的计算过程中,需要从大气模型中根据低轨卫星的飞行高度和经纬度获得当前的流动条件,获得准确的流动条件对算法的精度与可靠性也有较大的影响。因此,选取合适的大气模型也至关重要。当前常用的大气模型有以下几种,US Standard 1976、MSISE-90、MSISE-00 和 Jacchia-71 等^[11-13]。本文选取 NRLMSISE-00 作为计算使用的大气模型,主要基于其拥有以下良好性质^[14]:① 使用广泛,有丰富的程序接口可调用;② 能够实现努森数 (Knudsen Number, K_n) 与海拔高度的转换;③ 其数据丰富,满足本文的计算需求。

本文选取的模型计算条件见表 2。

表 2 大气模型参数

Tab. 2 Parameters of the atmospheric model

经、纬度/(°)	当地视太阳时 丰度/%	F10.7 平均太阳 丰度/%	前日太阳 丰度/%
27.89, -70	4	130	130

为方便后续计算,本文固定部分大气模型参数(见表 2),只保留高度 h 作为变量。以上数据取太阳

丰度为平均值时的大气系数,能反映当前的大气较为普遍的状态。选取以上参数后,本文假设大气模型为函数 F_a ,其输入变量为高度 h ,则其可输出 K_n 、 T 、 m 、 ρ 分别为当前高度下的努森数、大气温度、大气的摩尔质量与大气密度,即:

$$K_n, T, m, \rho = F_a(h) \quad (2)$$

根据不同高度对应的流区的不同,本文将计算分为 3 个部分,见表 3。

表 3 对应不同流区适用的不同气动力计算方式

Tab. 3 Aerodynamic calculation methods for different flow regions

流区	采用方法
自由分子流区	没有催化或化学反应的改进 Maxwell 碰撞模型
连续流区	修正后的牛顿理论
过渡流区	桥函数方法

1.2.1 自由分子流模型

在自由分子流中,分子之间的碰撞概率很小,经碰撞后反射分子对流动的影响可以忽略不计^[6]。因此,主要关注的过程是气体分子与卫星表面发生碰撞(见图 4),分子与卫星表面发生能量与动量的

交换情况。因此,自由分子流动时卫星的受力状况是由气体-表面相互作用性质决定的。在假设气体仅与卫星表面发生动量交换的前提下,作用在卫星表面上的力等于气体动量的变化率。对于一个外凸形状的卫星,其单位面积受力大小与气体的入射动量与反射动量的大小有关。以一个卫星的表面单元为例,其受到分子的作用力可表示为

$$\frac{df}{dA} = (p_a + p_b)n + (\tau_a - \tau_b)t \quad (3)$$

式中: f 为分子的作用力; A 为卫星表面的单位面积; p 为法向的动量通量; τ 为切向的动量通量。下标 a 、 b 分别对应着入射通量和反射通量,法向和切向入射动量流 p_a 、 τ_a 取决于入射速度(V)和质量流(dQ);其反射动量通量为 $-p_b n + \tau_b t$; n 为在物面表面的法向分量; t 为在物面表面的切向分量。

在自由分子流中,可以认为

$$p_a = V \cos \delta dQ \quad (4)$$

$$\tau_a = V \sin \delta dQ \quad (5)$$

式中: $dQ = \rho V \cos \delta$, δ 为粒子入射方向与平面之间的夹角, ρ 为分子流密度; V 为分子流速度大小。

在流动中气体分子的速度服从 Maxwell 速度分布函数^[15]。则入射动量通量可以表示为

$$p_a = \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} m u_1^2 F(u) du_1 du_2 du_3 \quad (6)$$

$$\tau_a = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} m u_1 u_2 F(u) du_1 du_2 du_3 \quad (7)$$

式中: m 为单个气体分子的质量; $F(u)$ 为麦克斯韦分布函数。

$$F(u) = n (2\pi R_c T)^{3/2} \exp \left\{ - \left[(u_1 - V \cos \delta)^2 + (u_2 + V \sin \delta)^2 + u_3^2 \right] / 2 R_c T \right\} \quad (8)$$

对以上方程进行积分可求到:

$$p_a = \frac{1}{2} \frac{\rho V_a^2}{s^2} \Gamma_1(s \cos \delta) \quad (9)$$

$$\tau_a = \frac{1}{2} \frac{\rho V_a^2}{s} \sin \delta \Gamma_2(s \cos \delta) \quad (10)$$

其中:

$$\Gamma_1(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[x \exp(-x^2) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} (1 + 2x^2)(1 + e_{\text{rfr}}) \right] \quad (11)$$

$$\Gamma_2(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\exp(-x^2) + \sqrt{\pi} x (1 + e_{\text{rfr}}) \right] \quad (12)$$

$$e_{\text{rfr}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (13)$$

$$s = \frac{V_a}{\sqrt{2 R_c T_{\infty}}} \quad (14)$$

式中: s 为分子速度比; V 为在速度分布函数下最可能的速度大小; R_c 为气体常数; T_{∞} 为当前高度下的来流温度。

目前,如何求解确定反射通量是个难点。有许多采用简化的气体-表面作用模型来对反射动量通量进行建模,如 Maxwell^[15]、Schamberg、Schaafl&Chambre^[6]等模型。本文选取 Sentman 模型^[16]进行建模,假设一个粒子在撞击后会依据一定的概率分布向不同方向进行漫反射,定义分子与平面发生碰撞之后,平面的法向力系数与切向力系数分别为

$$c_{pa} = \frac{1}{s^2} \Gamma_1(s \cos \delta_a) + \frac{\sqrt{\pi}}{2s^2} \sqrt{\frac{T_{k,b}}{T_{\infty}}} \Gamma_2(s \cos \delta_a) \quad (15)$$

$$c_{ra} = \frac{\sin \delta_a}{s} \Gamma_2(s \cos \delta_a) \quad (16)$$

式中: $T_{k,b}$ 、 $T_{k,a}$ 为

$$T_{k,b} = T_{k,a}(1 - \alpha_{\text{acc}}) + \alpha_{\text{acc}} T_w \quad (17)$$

$$T_{k,a} = \frac{1}{3 R_c} V_a^2 = \frac{2}{3} s^2 T_{\infty} \quad (18)$$

式中: α_{acc} 为能量调节系数,根据飞行器的高度确定^[16],随着飞行高度的增加,能量调节系数的取值不断减小; T_w 为飞行器的表面壁温。

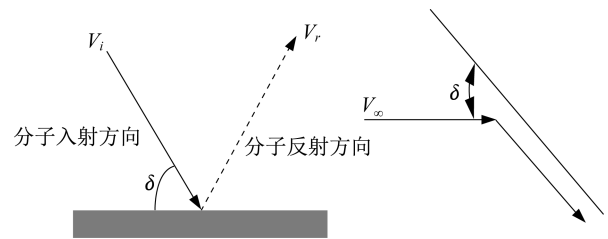


图 4 气体分子与单元表面碰撞模型

Fig. 4 Model for the collision of gas molecule and unit surface (a) Maxwell 模型 (b) 牛顿理论

1.2.2 连续流区模型

牛顿理论(牛顿正弦平方律)阐述了一种推导平面与流体相互作用的理论模型,其假设气体分子为质点且互相孤立,气体与平面撞击后,其动量在物面的法向上发生完全的动量交换,分子沿着物面的切向动量完全保留。其理论在低速流动条件下偏差较大,但物体在高速连续流区运动中,其对气

动力的估算效果良好。物面受到的法向力系数 C_p 为

$$C_p = 2 \sin^2 \delta \quad (19)$$

牛顿理论提出的模型仅仅与气流方向与物面的夹角有关,在马赫数不够大时,会出现明显的偏差。为了对该偏差进行修正,Lester Lee 提出了新的计算方式:

$$C_p = C_{p_{\max}} \sin^2 \delta \quad (20)$$

其中:

$$C_{p_{\max}} = \frac{2}{\gamma Ma_\infty^2} \left\{ \left[\frac{(\gamma+1)^2 Ma_\infty^2}{4\gamma Ma_\infty^2 - 2(\gamma-1)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{1-\gamma+2\gamma Ma_\infty^2}{\gamma+1} \right] - 1 \right\} \quad (21)$$

式中: Ma_∞ 为自由来流的马赫数。

在牛顿理论中,背风单元不受气动力的作用,但在连续流区中,忽略背风单元的气动力会导致计算出现明显的误差。因此,本文使用以下普朗特-迈耶膨胀波理论估算背风单元的气动系数^[17]

$$C_p = -\frac{\gamma+1}{2} \delta^2 \left\{ \sqrt{1 + \left[\frac{4}{(\gamma+1) Ma_\infty \delta} \right]^2} - 1 \right\} \quad (22)$$

式中: γ 为绝热气体指数,在量热完全气体的假设下 γ 为 1.4。

在实际估算中,以述方法能够较好地估计连续流区中的气动力系数值,但由于缺少黏性力的估算,依然会有一定的偏差,为做进一步修正,本文使用可压缩流的摩擦系数计算公式对摩擦力系数进行估算。

$$C_f = \begin{cases} \frac{0.664}{Re_x^{0.5}}, & \text{层流} \\ \frac{0.0592}{Re_x^{0.2}}, & \text{湍流} \end{cases} \quad (23)$$

式中: Re_x 为在物体特征尺度 x 下的雷诺数大小, $Re_x = \frac{\rho V x}{\mu}$, μ 为当前环境下的气体黏性系。

1.2.3 过渡流区模型

在过渡流区的气动力计算中,本文使用桥函数的方式进行计算,即在计算出连续流区与自由分子流区的气动特性参数后,根据在过渡流区中的高度

h 由大气模型推导出当前高度下的努森数 Kn 对连续流区与自由分子流区的气动特性参数进行权重分配,得到当前位置的气动特性参数。

$$C = P_b(Kn_\infty) \cdot C_{\text{fm}} + (1 - P_b(Kn_\infty)) \cdot C_{\text{cont}} \quad (24)$$

式中: C_{fm} 为在自由分子流中求得的气动力参数; C_{cont} 为在连续流区中求得的气动力参数; P_b 为桥函数。当前常用的桥函数有 sine-squared 桥函数与 log-erf 桥函数。

在设定合理的参数条件下,2 种函数均表现出良好的拟合性能。以上 2 种函数都需要根据求解物体的几何外形的变化与来流条件的改变对相关参数进行修正。在实际使用过程中,需要使用部分实验数据或高精度的求解结果对参数进行调整,这增加了工作量。

为了对上述问题进行改善,本文提出了以 logistic 函数为基础的桥函数,并在函数中加入了形状修正因子,拓展了桥函数的适用范围。本文设计的桥函数如下:

$$q = 1 + 0.6326 \cos \delta + 6.1249 \quad (25)$$

$$P_b(Kn, q) = 1 - \frac{1}{\left(1 + 0.73 \exp \left(q \log \left(\frac{6Kn}{2.86} \right) \right) \right)} \quad (26)$$

式中: q 为形状因子,其与气体来流方向与物面间的夹角有关;桥函数为与当地 Kn 数和形状有关的函数。

2 模型验证

为验证提出的快速算法的有效性及正确性,本文结合 DSMC 的计算结果,对以上方法进行验证。吴子牛等^[10]曾对圆柱体与钝头双楔体进行 DSMC 与桥函数的研究,其研究对象如图 5 所示,2 个模型展向上的长度均为 1 000 mm。

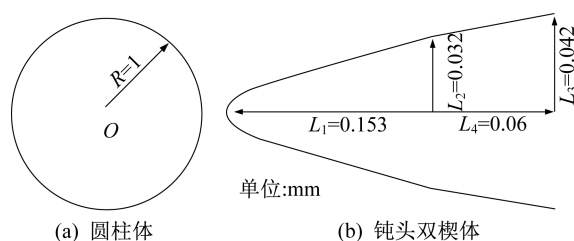


图 5 几何外形

Fig. 5 Geometric shape

计算条件见表 4, 给定模型壁温分别 500 K、300 K; 自由来流温度条件给定为 300 K。选取圆柱模型的速度工况为马赫数 4 与马赫数 16, 钝头双楔体模型速度工况为马赫数 4 与马赫数 8; 选取计算努森数 K_n 为 $10^{-3} \sim 10^2$, 在这个范围内大气特性变化显著。其余输入条件由 Nrlmsise-00 大气模型给出。

表 4 模型验证的计算条件

Tab. 4 Calculation conditions for model verification

条件	圆柱体	钝头双楔体
来流速度/ Ma	4, 16	4, 8
K_n	$10^{-3} \sim 10^2$	
来流温度/K	300	
壁面温度/K	500	300

为了进行对比, 本文对 DSMC 结果及使用本文提出的 logistic-log 函数与 sine-squared 函数进行比较。图 6 表示了在本节所研究两种不同模型中, 本文所提出的 logistic-log 桥函数与 sine-squared 桥函数在 2 种不同模型中不同条件下的其努森数(K_n)与阻力系数(C_D)之间的关系如图 6 所示。在图 6(a) 中, 红色线代表的是 $Ma=16$ 结果, 蓝色线代表的是 $Ma=4$ 结果。其中, 粗虚线为 logistic-log 桥函数的计算结果, 而细虚线为 sine-squared 桥函数的计算结

果, 三角符号代表着使用自由分子流算法(Free Molecular Fuction, FMF)的计算结果, 其余图像中的散点代表的是 DSMC 计算数据。由图 6 可知, 对于圆柱的计算工况, 在 $Ma=16$ 的高速工况下, logistic-log 桥函数与 sine-squared 桥函数与 DSMC 结果吻合都较好。在 $Ma=4$ 的工况下, sine-squared 桥函数的计算结果在 K_n 数较高时与实验数据产生了较为明显的差异。在图 6(b) 中, 红色线代表的是 $Ma=8$ 结果, 蓝色线代表的是 $Ma=4$ 结果。其中, 粗虚线为 logistic-log 桥函数的计算结果, 而细虚线为 sine-squared 桥函数的计算结果, 三角符号代表着使用自由分子流算法(Free Molecular Fuction, FMF)的计算结果, 其余图像中的散点代表的是 DSMC 计算数据。同样可以发现, 对于钝头双楔体的计算工况, 在速度较高的情况下($Ma=8$), 2 种桥函数与实验结果基本吻合。当 $Ma=4$ 时, 使用 sine-squared 桥函数在 $K_n=12$ 时出现了最大值, 与 DSMC 数据相差较大, 也违背了随着 K_n 数的增加, 气动阻力系数也随之增加的基本规律。以上结果说明了在固定系数的情况下, sine-squared 桥函数无法满足在不同外形, 多种工况下均保持良好的估算精度; 而 logistic-log 桥函数可以实现在不改变系数的情况下满足对多种工况的气动系数估算。

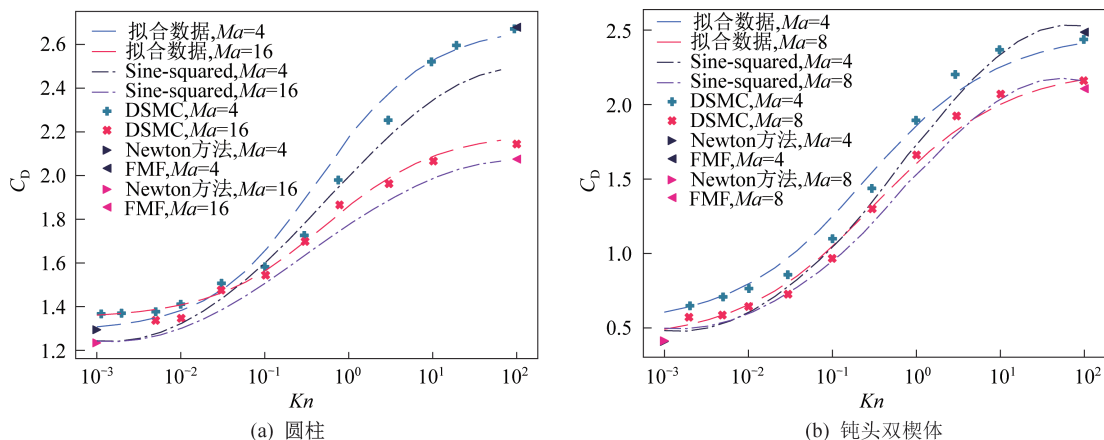


图 6 不同桥函数对应的气动特性估算结果

Fig. 6 Results of the aerodynamic characteristics corresponding to different bridge functions

为验证本文提出的形状因子对其结果的影响, 本文对 $q = 1 + 0.6326 \cos \delta + 6.1249$ 与 $q = 1$ 进行对比, 计算结果如图 7 所示。

在图 7(a) 中, 红色线图代表的是 $Ma=16$ 结果, 蓝色线代表的是 $Ma=4$ 结果。粗虚线为形状因子 $q = 1 + 0.6326 \cos \delta + 6.1249$ 的计算结果, 而细虚

线为形状因子 $q = 1$ 的计算结果, 图像中的散点代表的是 DSMC 计算数据。由图 7 可知, 对于圆柱的计算工况, 在 $Ma=16$ 的情况下, 2 种形状因子与实验结果的吻合情况较好。在 $Ma=4$ 的计算条件下, 不使用 $q = 1 + 0.6326 \cos \delta + 6.1249$ 的形状因子则会出现明显的误差。对于钝头双楔体的计算工

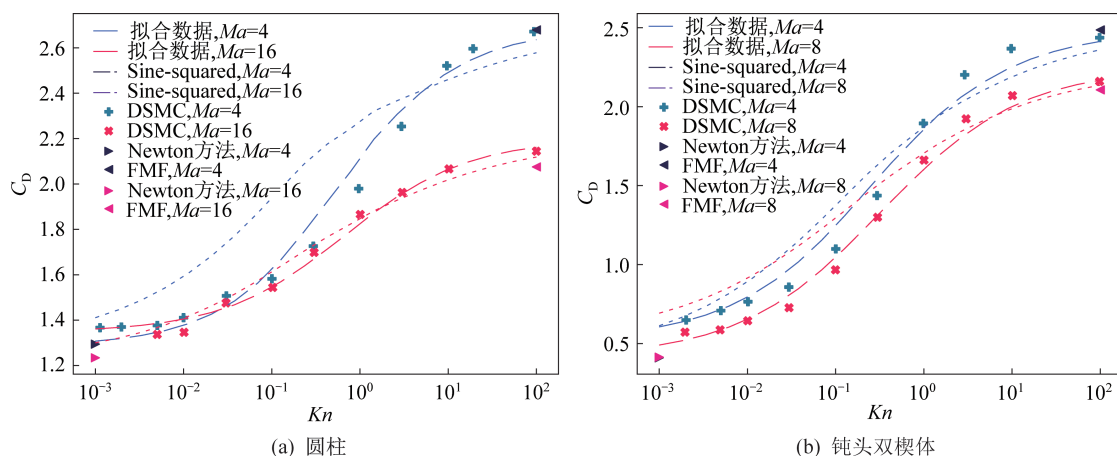


图 7 形状因子对计算结果的影响

Fig. 7 Effects of the shape factor on the calculation results

况,发现形状因子在不同工况下的影响不大。因为在钝头双楔体中,表面外形的倾角相对固定,形状因子对其影响则不明显;而在圆柱工况中,圆柱各个位置的倾角均有变化,则形状因子在速度较低的情况下起到了明显的修正作用。在速度较低时,形状因子起到的修正效果明显,在高速情况下形状因子的修正作用不显著。为了进一步量化计算结果与 DSMC 数据的吻合程度,本文引入了均方误差对计算结果进行了比较,其计算公式如下:

$$\epsilon = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k (y_{\text{DSMC}}^{(i)} - y_{\text{Exp}}^{(i)})^2 \quad (27)$$

式中: ϵ 为误差值; $y_{\text{DSMC}}^{(i)}$ 为 DSMC 的采样数据; $y_{\text{Exp}}^{(i)}$ 为使用不同桥函数得到的数值结果数据; k 为 DSMC 的数据维度。

通过对均方误差进行比较,计算出不同方法的误差,见表 5。可见本文提出的计算方式误差最小。

表 5 不同桥函数计算结果均方误差(ϵ)

Tab. 5 Mean square errors of the calculation results of different bridge functions

函数	圆柱		钝头双楔体	
	$Ma=4$	$Ma=16$	$Ma=4$	$Ma=8$
Sine-squared	0.012 1	0.005 9	0.011 4	0.003 3
logistic-log	0.006 5	0.000 7	0.009 5	0.003 0
logistic-log ($q=1$)	0.062 5	0.001 6	0.031 7	0.050 3

综上所述,本文提出 logistic-log 桥函数与当前常用的桥函数相比,具有适用范围广,估算精度高的特点。本文提出的形状因子 q 能够根据计算外形对计算结果进行修正。

3 典型超低轨飞行器气动力计算

欧洲空间局(European Space Agency, ESA)的地球重力与海洋环流探测卫星 GOCE 为典型的超低轨飞行器^[18],有关学者也使用了 DSMC 或 TPMC 方法对其气动特性进行了研究^[19-20],本文第 2 章提出的方法对其在工作高度范围内的阻力系数进行测算。

在不同侧滑角下,不同攻角下随着工作高度的变化 GOCE 的阻力系数与阻力大小的变化趋势如图 8 所示。随着工作高度的增加,阻力系数的变化范围越小,GOCE 在俯仰与偏航时所受的气动力变化相对较低。但是随着运行高度降低,大气密度显著增加,阻力呈几何量级增大。在平飞状态下,阻力的最大值为 42.526 N,最小值为 0.005 41 N。因此,超低轨卫星在进行工作时,需要及时进行姿轨控制维持其高度。

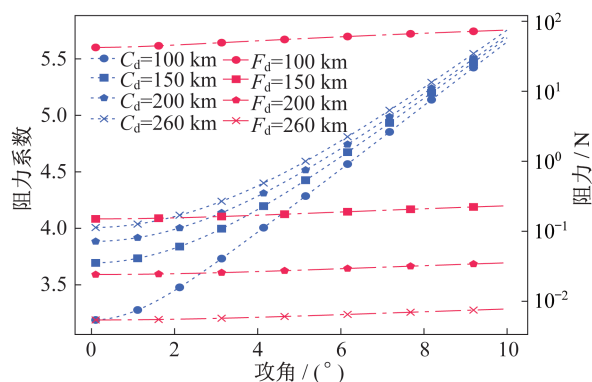
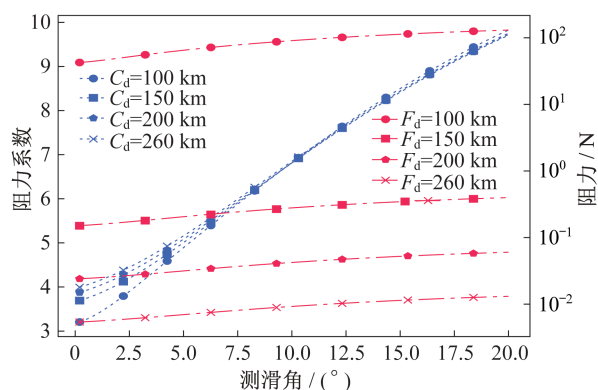


图 8 不同高度下 GOCE 的阻力与阻力系数大小与其姿态角度关系

Fig. 8 Relationships between the drag or drag coefficient of GOCE and its attitude angle at different altitudes



续图 8 不同高度下 GOCE 的阻力与阻力系数大小与其姿态角度关系

Continued Fig. 8 Relationships between the drag or drag coefficient of GOCE and its attitude angle at different altitudes

GOCE 形态细长, 姿态变化导致的气动力变化明显, 在运行高度在 100 km 时, 其阻力系数变化范围在 3.2~9.8; 在高度为 260 km 时其阻力系数的变化范围在 4.1~9.5。其太阳能帆板占主要浸湿面积, 在偏航时, 迎风面积变化明显, 导致了其在侧滑时的阻力系数与阻力变化明显高于俯仰时的情况。

4 结束语

1) 本文提出了一种超低轨飞行器的快速气动力计算工具方法。使用面元法进行求解, 通过将飞行器进行面单元离散为迎风单元与背风单元, 分别求解不同种类单元的气动力系数, 通过对离散单元的数值结果进行积分得到了飞行器的气动力特性。通过重新设计桥函数, 降低计算方法的数据依赖程度, 提高了应用范围。

2) 使用 2 种桥函数计算, 并对钝头双楔体与圆柱体的 DSMC 结果, 说明了算法的可靠性和准确性, 解释了本文提出的在计算不同工况气动力时, 形状因子对计算结果有修正作用。

3) 分析阐述了典型超低轨飞行器 GOCE 在 100~260 km 工作范围内随着俯仰角与偏航角变化气动特性的变化趋势。发现在发生姿态变化时的阻力系数变化显著, 其变化范围在 3.2~9.8, 随着高度的降低阻力系数变化的范围越大。因此, 飞行器在低轨工作时, 需要为飞行器设计舵面或陀螺仪对其姿态进行控制。在过渡流区内, 随着高度增加, 气动阻力减小, 阻力最大值为 42.526 N, 最小值为 0.005 41 N。由此可见, 超低轨飞行器需要在宽域

过渡流区内运行, 需要额外的动力装置。

参考文献

- [1] GLEASON S, HODGART S, SUN Y, et al. Detection and processing of bistatically reflected GPS signals from low earth orbit for the purpose of ocean remote sensing [J]. IEEE Transac on Geoscience and Remote Sensing, 2005, 43(6): 1229-1241.
- [2] 陶强, 吴健, 陈塞崎, 等. 高分五号卫星长寿命保证技术 [J]. 上海航天(中英文), 2019, 36(增刊 2): 18-23.
- [3] BIRD G A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows [M]. 2nd ed. Oxford, UK: Oxford University Press, 1994.
- [4] DAVIS D H. Monte Carlo calculation of molecular flow rates through a cylindrical elbow and pipes of other shapes [J]. Journal of Applied Physics, 1960, 31(7): 1169-1176.
- [5] CERCIGNANI C. Rarefied gas dynamics: from basic concepts to actual calculations [M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000.
- [6] CHAMBRE P A, SCHAAF S A. Flow of rarefied gases [M]. Princeton, NJ: Princeton University Press, 2017.
- [7] VELTZKE T, THÖMING J. An analytically predictive model for moderately rarefied gas flow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 698: 406.
- [8] MICHALIS V K, KALARAKIS A N, SKOURAS E D, et al. Rarefaction effects on gas viscosity in the knudsen transition regime [J]. Microfluidics and nanofluidics, 2010, 9(4): 847-853.
- [9] CELENLIGIL M C, MOSS J N, BLANCHARD R C. Three-dimensional rarefied flow simulations for the aeroassist flight experiment vehicle [J]. AIAA journal, 1991, 29(1): 52-57.
- [10] XU S, WU Z. Transitional bridging of supersonic aerodynamics [J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2009, 26(3): 362-370.
- [11] KRUEGER A J, MINZNER R A. A mid-latitude ozone model for the 1976 US Standard Atmosphere [J]. Journal of Geophysical Research, 1976, 81(24): 4477-4481.
- [12] PICONE J M, HEDIN A E, DROB D P, et al. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues [J]. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2002, 107(A12): SIA 15-1—15-16.

- [13] CHAO C C, GUNNING G R, MOE K, et al. An evaluation of Jacchia 71 and MSIS90 atmosphere models with NASA ODERACS decay data [J]. The Journal of the Astronautical Sciences, 1997, 45 (2): 131-141.
- [14] HONDA M, ATHAR M S, KAJITA T, et al. Atmospheric neutrino flux calculation using the NRLMSISE-00 atmospheric model [J]. Physical Review D, 2015, 92(2): 23004.
- [15] PRIGOGINE I, XHROUET E. On the perturbation of Maxwell distribution function by chemical reactions in gases[J]. Physica, 1949, 15(11/12): 913-932.
- [16] CRISP N H, ROBERTS P C E, LIVADIOTTI S, et al. In-orbit aerodynamic coefficient measurements using (satellite for orbital aerodynamics research) SOAR[J]. Acta Astronautica, 2021, 180: 85-99.
- [17] SILNIKOV M V, CHERNYSHOV M V, USKOV V N. Analytical solutions for Prandtl--Meyer wave--oblique shock overtaking interaction [J]. Acta Astronautica, 2014, 99: 175-183.
- [18] CAI L, WAN X, HSU H, et al. The earth's gravity field recovery using the third invariant of the gravity gradient tensor from GOCE [J]. Scientific Reports, 2021(11):3581.
- [19] 靳旭红,黄飞,程晓丽,等.超低地球轨道卫星大气阻力预测与影响因素分析[J].清华大学学报(自然科学版),2020,60(3):219-226.
- [20] FALCHI A, MINISCI E, KUBICEK M, et al. HDMR-based sensitivity analysis and uncertainty quantification of GOCE aerodynamics using DSMC [C]//Stardust Final Conference. Glasgow, UK: Springer, 2018: 301-323.
-

(上接第 100 页)

- [16] SHASTRY R, HOFER R R, REID B M, et al. Method for analyzing ExB probe spectra from Hall thruster plumes [C]// 44th AIAA/ASME/SAE/ ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Reston, USA: AIAA, 2008: 4647.
- [17] REID B M, SHASTRY R, GALLIMORE A D. Angularly-resolved E×B probe spectra in the plume of a 6 kW Hall thruster[C]// 44th AIAA/ASME/SAE/ ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Reston, USA: AIAA, 2008: 5287.
- [18] 张乾鹏,康小录,施晨毅,等.霍尔推力器束流分布特性实验研究[J].上海航天(中英文),2012,29(4):49-53.
- [19] LINNELL J A. An evaluation of krypton propellant in Hall thrusters[D]. Michigan: University of Michigan, 2007.