



高超声速三维球锥模型气动热计算方法

黄 成, 陈 琦*, 王中原

(南京理工大学 能源与动力工程学院, 江苏 南京 210094)

摘要:高超声速弹箭表面的气动加热与烧蚀耦合效应会引发显著的气动外形演化,进而影响飞行稳定性和弹道精度。建立多工况弹箭气动热预测模型,对高超声速弹箭热防护系统设计与工程应用具有重要意义。基于现有高超声速弹箭零攻角下飞行的气动加热计算方法,针对球锥外形在有攻角状态下产生的驻点偏移效应,通过建立球坐标系,并利用弹体坐标系和速度坐标系之间的转换关系,开展了有攻角下三维球锥外形高超声速弹箭气动加热仿真分析,获得了有攻角下球头部与锥身母线上热流密度分布情况,并对有、无攻角下的热流密度及加热状况进行对比与仿真,计算结果与实验数据基本一致。仿真结果表明,球头部热流密度远大于锥身,有攻角下迎风母线热流密度大于背风面。本文计算方法能满足超高速飞行弹道仿真与设计的精度和快速性要求,可为今后高超声速弹箭气动烧蚀与外弹道的快速耦合计算提供基础。

关键词:高超声速;气动热;攻角;球锥体模型

中图分类号:V215.3 **文献标志码:**A **文章编号:**1004-499X(2025)02-0083-08

Calculation Method for Aerodynamic Heating of Hypersonic 3D Spherically Cone Model

HUANG Cheng, CHEN Qi*, WANG Zhongyuan

(School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: The coupled aerodynamic heating and ablation deformation on the surface of hypersonic projectiles induce significant aerodynamic configuration evolution, which subsequently impacts flight stability and external ballistic performance. Therefore, multi-condition aerodynamic heating calculation method for different projectile structures, flight conditions, and environments is crucial for optimizing thermal protection system and advancing engineering applications in hypersonic projectiles. Based on the existing aerodynamic heating calculation methods for hypersonic projectiles flying at zero angles of attack, a spherical coordinate system was established in response to the stagnation point offset phenomenon induced by angles of attack in spherical cone. The conversion relationship between the projectile coordinate system and the velocity coordinate system was utilized to carry out aerodynamic heating simulation analysis of three-dimensional spherical cone shaped projectiles flying at angles of attack. The distribution of heat flux density on the busbar of the spherical head and the conical body was obtained. The heat flux density and heating status were compared with and without an angle of attack. The calculation results are basically consistent with experimental data. The simulation results show that the heat flux density of the spherical head is much higher than that of the conical body, and the heat flux density of the windward busbar with an angle of attack is greater than that of the leeward side. The

calculation method used in this article can satisfy the accuracy and speed requirements for simulation and design of ultra high speed flight trajectories. The proposed calculation method and results provide a foundation for the rapid coupling calculation of aerodynamic ablation and external trajectory of hypersonic projectiles in the future.

Key words: hypersonic; aero-heating; angle of attack; spherically cone model

随着兵器技术的发展,新型高超声速弹箭(如超远程弹、动能弹)已成为近年来兵器弹箭领域的重要发展方向之一,针对高超声速弹箭的结构设计、气动热与防烧蚀、弹道设计等已成为国内外的研究热点问题^[1-2]。在稠密大气中,相对于普通弹丸,高超声速飞行的弹丸会在弹丸头部产生大量的气动热,导致弹丸头部烧蚀变形,进而影响到气动力和外弹道精度^[3]。因此,气动热效应是高超声速弹箭气动设计的核心挑战,其机理分析与热防护研究是保障高超声速弹箭安全飞行的关键技术瓶颈。

气动热的研究主要有3类方法:基于N-S方程的数值计算^[4],工程算法^[5-6]和风洞实验测量^[7-8]。数值计算方法有较好的计算精度和普遍适用性,便于分析气动加热机理,但计算周期较长,特别是对于气动热烧蚀-气动力-外弹道耦合计算问题,难以做到实时在线求解。风洞实验精度较高,但是成本高、周期长,无法用于气动热烧蚀-气动力-外弹道耦合计算,不适合作为前期的研究设计方法。而工程算法兼顾了各自特长,有良好的精度和计算效率,在一些典型气动外形的气动热研究计算上被广泛采用。为了便于开展高超声速弹箭的气动热烧蚀-气动力-外弹道的耦合计算分析,精度高、运算快的气动热工程计算方法一直是工程研究人员拟解决的关键问题。

迄今为止,国内外学者针对气动热的工程计算问题做了大量的工作,并给出了很多高精度、高效率的经验公式和工程算法。国内的张志成^[9]和黄志澄^[10]分别对高超声速飞行器驻点、非驻点处层流、转捩流动和湍流区域的热流密度等问题进行了深入研究,并给出了相应的经验公式。范绪箕^[11]对典型气动外形的气动加热工程算法进行了总结和归纳。杨恺等^[12]采用参考焓方法和局部相似性等方法,计算了飞行器表面的热流密度分布。陈鑫等^[13]基于参考焓法及经验公式,采用片条理论对飞行器翼面进行热流密度估算,分析了飞行工况及翼型参数对翼面迎风面表面温度分布的影响,给出了高超声速飞行器翼面气动加热工程计算流程。国外方面,美

国从20世纪70年代开始,逐步研发了MINIVER、AEROHEAT、LATCH等一系列气动热工程计算软件^[14-16]。对于有攻角状态下的高超声速弹头气动热计算问题,工程上主要采用轴对称比拟法、等价锥法和实验数据相关方法等进行计算。

目前,关于气动热的工程计算方法大多数适用于二维模型,主要计算迎风面和背风面两条母线的热流密度分布,而对于存在驻点偏移效应的有攻角三维模型前端以及迎风面和背风面之间位置的表面热流分布特点等研究较少。本文在现有高超声速轴对称外形弹箭的零攻角气动加热计算方法基础上,针对有攻角下球头驻点偏移效应,利用坐标轴旋转以及坐标系之间的转换关系,并结合等价锥法,获得有攻角下热流密度在不同圆周角沿球锥体母线分布的计算方法,并结合算例进行仿真,验证方法的快速性和准确性,为高超声速三维模型气动热烧蚀同外弹道的快速耦合计算方法研究提供基础。

1 气动热计算方法

1.1 零攻角气动热计算方法

高超声速弹箭在飞行时,既受到很大的阻力,也会在头端受到气动热烧蚀。为了在阻力和气动热烧蚀方面取得平衡,高超声速弹箭外形往往采用球锥头部外形设计。驻点处热流密度的工程计算方法采用Lees公式^[17],该公式依据相似性假定,从驻点附面层动量方程中略去压力梯度项,并利用修正牛顿公式简化驻点速度梯度,计算公式为

$$q_s = 0.71 Pr^{-0.67} \left(\frac{\rho_w \mu_w}{\rho_s \mu_s} \right)^{0.1} \sqrt{\rho_s \mu_s \left(\frac{du_e}{dx} \right)_s} \cdot \left[1 + (Le^{0.52} - 1) \frac{h_d}{h_s} \right] (h_s - h_w) \quad (1)$$

式中: q_s 为驻点热流; Pr 为普朗特数,取0.72; ρ_w 为壁面密度; ρ_s 驻点密度; μ_w 为壁面黏性系数; μ_s 为驻点黏性系数; u_e 为边界层速度; x 为沿着边界层方向的位移; h_d 为空气平均离解焓; h_s 为驻点焓值; h_w 为基于壁面温度的气体焓值; Le 为路易斯数,对于空

气, $Le \approx 1$; 并且 $\left(\frac{\rho_w \mu_w}{\rho_s \mu_s}\right)^{0.1} \approx 1$ 。

$$\left(\frac{du_e}{dx}\right)_s = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{2(p_s - p_\infty)}{\rho_s}} \quad (2)$$

式中: R_0 为球头半径, p_s 为驻点压力, p_∞ 为来流静压。

高超声速弹箭在高超声速运动时, 弹头部会产生脱体激波。驻点处的压力可按照正激波后滞止点压力计算:

$$p_s = \frac{p_\infty \left[\frac{(\gamma+1) Ma_\infty^2}{2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (Ma_\infty^2 - 1) \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}} \quad (3)$$

式中: Ma_∞ 为来流马赫数; γ 为绝热系数, 对于弹体表面附近高温气体, 本文采用双原子气体特性, γ 取 1.4。

非驻点压力 p_e 按照 Lees 修正牛顿理论计算:

$$C_p = C_{p_{\max}} \sin^2 \theta \quad (4)$$

$$p_e = p_\infty + 0.5 \rho_\infty V_\infty^2 C_p \quad (5)$$

式中: θ 为表面切向与来流间夹角; V_∞ 为来流速度; $C_{p_{\max}}$ 为最大压力系数, 由正激波后的滞止点压力确定, 即

$$C_{p_{\max}} = \frac{p_s - p_\infty}{0.5 \rho_\infty V_\infty^2} \quad (6)$$

驻点密度和温度按照如下公式计算:

$$\rho_s = \rho_\infty \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{\vartheta}{\gamma Ma_\infty^2 - \frac{\gamma-1}{2}} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \frac{\gamma+1}{2} Ma_\infty^2 \quad (7)$$

$$T_s = T_\infty \vartheta \quad (8)$$

$$\vartheta = 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_\infty^2 \quad (9)$$

驻点黏性系数按萨特兰公式计算:

$$\mu_s = \mu_0 \left(\frac{T_s}{T_c} \right)^{1.5} \frac{T_c + T_0}{T_s + T_0} \quad (10)$$

式中: $\mu_0 = 1.71 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 是指空气在 1 个大气压下 0 °C 时的黏性系数; $T_c = 273.15 \text{ K}$; T_0 为萨特兰常数, $T_0 = 111 \text{ K}$ 。

驻点焓值 h_s 根据绝热滞止焓计算:

$$h_s = c_p T_\infty + \frac{1}{2} V_\infty^2 \quad (11)$$

式中: 定压比热 $c_p = 1004.5 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。

非驻点热流工程计算分为球头和锥体两部分, 球头热流密度计算公式:

$$\frac{q}{q_s} = \frac{2\beta \sin \beta \left(\cos^2 \beta + \frac{1}{\gamma Ma_\infty^2} \sin^2 \beta \right)}{\sqrt{D}} \quad (12)$$

式中:

$$D = \left(1 - \frac{1}{\gamma Ma_\infty^2} \right) \left(\beta^2 - \frac{\beta \sin 4\beta}{2} + \frac{1 - \cos 4\beta}{8} \right) + \frac{4}{\gamma Ma_\infty^2} \left(\beta^2 - \beta \sin 2\beta + \frac{1 - \cos 2\beta}{2} \right) \quad (13)$$

式中: β 为球心角。在靠近驻点附近位置

$$\frac{q}{q_s} = 1 - \left(0.722 - \frac{0.667}{\gamma Ma_\infty^2} \right) \theta^2 \quad (14)$$

锥体热流密度采用如下公式:

$$\frac{q}{q_s} = \frac{As'}{R_0 \sqrt{B + (s'/R_0)^3}} \quad (15)$$

式中: s' 为虚拟锥尖顶点到所求点的距离, 如图 1 所示。

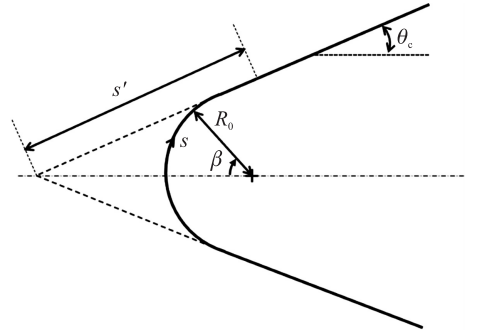


图1 球锥结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of spherically cone structure

根据图 1, 可得

$$\frac{s'}{R_0} = \cot \theta_c + \left[\frac{s}{R_0} - \left(\frac{\pi}{2} - \theta_c \right) \right] \quad (16)$$

式中: θ_c 为半锥角, s 为从球头驻点处沿弹表面到所求点的距离。

A 和 B 分别由下两式计算:

$$A = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{1}{\gamma Ma_\infty^2} \right) \sin^2 \theta_c + \frac{1}{\gamma Ma_\infty^2}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2} - \theta_c} \quad (17)$$

$$B = \frac{\frac{3}{16}}{\sin^2 \theta_c \left\{ \left(1 - \frac{1}{\gamma Ma_\infty^2} \right) \sin^2 \theta_c + \frac{1}{\gamma Ma_\infty^2} \right\}} \cdot \left(\frac{D}{\beta} \right)_{\beta = \frac{\pi}{2} - \theta_c} - \cot^3 \theta_c \quad (18)$$

1.2 有攻角气动热计算方法

绝大多数弹箭头部外形是轴对称的,因此零攻角时表面热流密度的分布沿周向(绕弹轴方向)是对称的,即每一条母线上热流密度都相等。有攻角时,驻点不再位于球头最顶点,而是向着来流方向偏移,对应来流方向与球头表面垂直的点,并且模型迎风面热流密度要显著大于背风面。有攻角三维球锥模型的气动热需按照球头和锥身分别计算。

对于球头,建立如图2所示的坐标系。首先以球心为坐标原点 O ,建立弹体坐标系 $Oxyz$ 。然后以球心为中心点建立球坐标系 $O\beta\varphi r$ 。其中 β 为球心角,是从 x 轴出发绕球心 O 点旋转的角度,由于锥身锥角大于 0° ,因此 $0^\circ \leq \beta < 90^\circ$; φ 为周角,是从迎风面母线出发绕对称轴旋转的角度,迎风面母线处 $\varphi = 0^\circ$,背风面母线处 $\varphi = 180^\circ$; r 为球的半径,对于此模型为定值 $r = R_0$ 。对于攻角 α ,建立速度坐标系 $Ox'y'z'$,相当于将 xOy 绕 z 轴旋转 α ,并相对应建立新的球坐标系 $O\beta'\varphi'r'$ 。

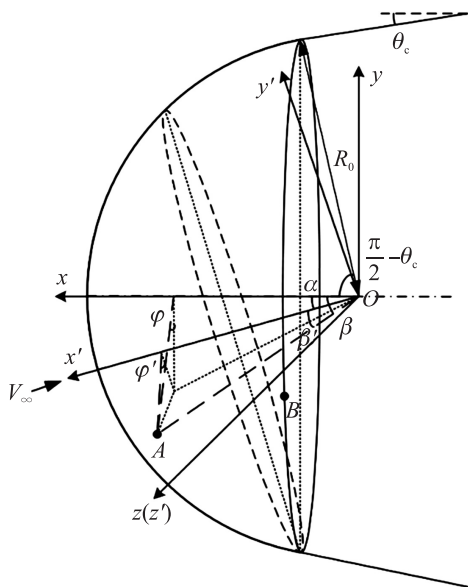


图2 球头坐标系示意图

Fig. 2 Schematic diagram of ball head coordinate system

由图2可知,坐标转换关系为

$$\begin{cases} x = r \cos \beta \\ y = -r \sin \beta \cos \varphi \\ z = r \sin \beta \sin \varphi \end{cases} \quad (19)$$

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (20)$$

$$\begin{cases} \beta' = \arccos \frac{x'}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}} \\ \varphi' = \arctan \left(\frac{-z'}{y'} \right) \\ r' = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} \end{cases} \quad (21)$$

有攻角下,球头外表面某点 (β, φ, r) 的热流密度可以通过式(19)~式(21)进行三次坐标转换得到新的坐标 (β', φ', r') 后,利用球头无攻角热流密度方法计算。

对于锥身部分热流密度可采用等价锥法进行计算。等价锥法是将有攻角状态下,绕锥体的流动用零攻角状态下绕等价锥的流动来代替,等价锥的半锥角为攻角和径向圆周角的函数。该方法的优点在于能够十分简便而准确地计算迎风母线和背风母线的热流密度,计算公式为

$$\sin \alpha_e = \cos \alpha \sin \Gamma + \sin \alpha \cos \Gamma \cos \varphi \quad (22)$$

式中: α_e 为等价半锥角, Γ 为物面相对于弹体轴的倾角。

2 仿真计算与分析

2.1 零攻角气动热仿真结果

采用文献[18]中的球锥模型作为算例,该模型如图3所示,头部曲率半径为0.027 9 m,半锥角 15° ,同锥角尖锥总长度为0.568 7 m。

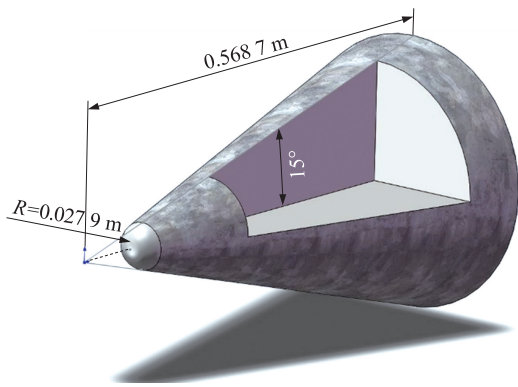


图3 NASA TN D-5450 球锥模型图^[18]

Fig. 3 NASA TN D-5450 cone model diagram^[18]

值得指出的是,实际飞行问题的“高超声速”是指极大的流体速度,而高超声速风洞中的“高超声速”往往是通过极低声速实现的。该实验报告中风洞来流马赫数为10.6,来流总压分别为2.756 MPa、8.268 MPa和12.40 2 MPa,换算成来流压强分别为44.0 Pa、132.0 Pa和198.0 Pa,来流总温为1 111.11 K,换算成来流温度为47.34 K,壁面温度为294.44 K。

由式(1)可得对应风洞实验工况下的驻点热流密度计算结果如表 1 所示。

表 1 驻点热流密度

Table 1 Heat flux density at stagnation point		
来流压强/Pa	计算值/(kW·m ⁻²)	实验值/(kW·m ⁻²)
44.0	121.9	127.1
132.0	211.2	215.8
198.0	258.6	259.8

零攻角工况下球锥体轴向表面热流密度分布计算结果如图 4~图 6 所示,球头部的热流密度分布如图 7 所示。为了和实验数据更好地对比,图中横轴符号 x_s 表示从同锥角虚拟尖端起沿轴向的距离, L 表示同锥角尖锥总长度。

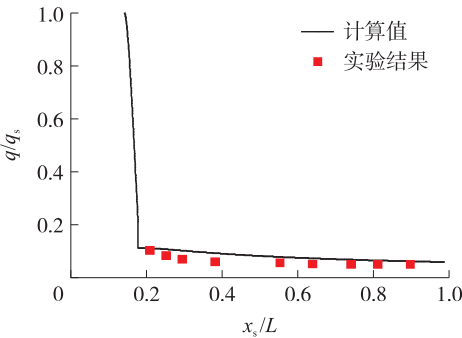


图 4 热流密度分布图($p_{\infty}=44.0\text{ Pa},\alpha=0^{\circ}$)

Fig. 4 Heat flux density distribution ($p_{\infty}=44.0\text{ Pa},\alpha=0^{\circ}$)

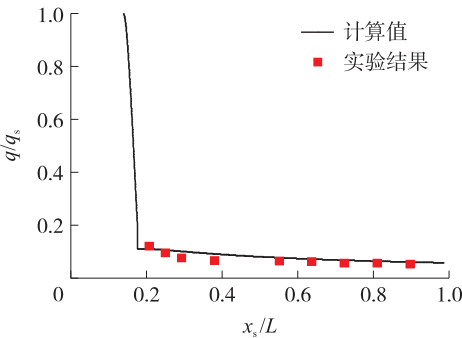


图 5 热流密度分布图($p_{\infty}=132.0\text{ Pa},\alpha=0^{\circ}$)

Fig. 5 Heat flux density distribution ($p_{\infty}=132.0\text{ Pa},\alpha=0^{\circ}$)

从表 1 和图 4~图 7 可以看出,零攻角下 NASA 球锥体的热流密度工程算法计算结果同文献[18]的实验结果相吻合。球头区域热流密度要远大于锥体区域,球头区域热流密度从驻点沿轴向迅速降低;来流总压越大,产生的热流密度也越大。

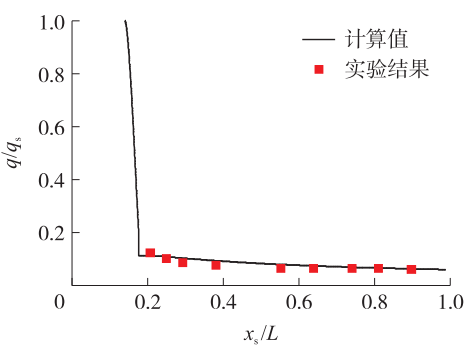


图 6 热流密度分布图($p_{\infty}=198.0\text{ Pa}$)

Fig. 6 Heat flux density distribution($p_{\infty}=198.0\text{ Pa}$)

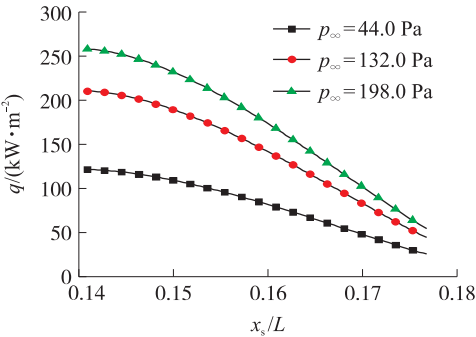


图 7 球头热流密度分布图($\alpha=0^{\circ}$)

Fig. 7 Heat flux density distribution of spherical head($\alpha=0^{\circ}$)

2.2 有攻角气动热仿真结果

球头部的机动加热要远大于锥身部分,而球头尺寸相对于弹长又很小。本文主要关注头部的热流密度分布,因此截取锥身前部,构成尺寸相当的球锥模型进行计算。如图 8 所示,球头半径 5 mm,长度 25.68 mm,半锥角 15° ,壁面温度 290 K。来流气压为 101 325 Pa,马赫数为 8,温度为 300 K,计算不同攻角下模型表面热流密度的分布情况。

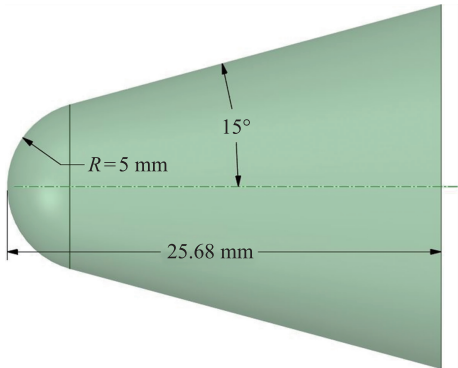


图 8 三维球锥模型图

Fig. 8 Diagram of 3D spherical cone model

热流密度计算结果如图 9~图 12 所示。

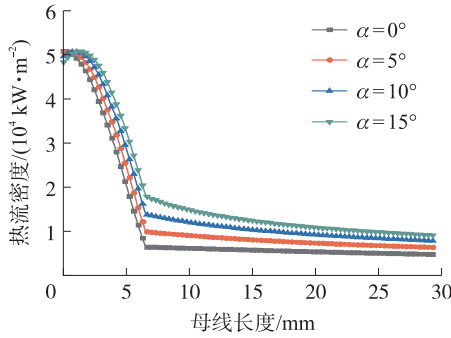


图 9 不同攻角下迎风母线热流密度分布
Fig. 9 Heat flux density distribution of upwind busbar at different angles of attack

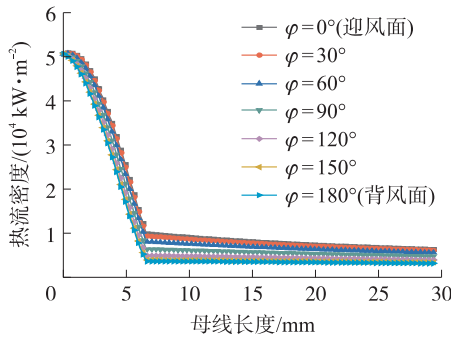


图 10 不同周角的母线热流密度分布 (α = 5°)
Fig. 10 Distribution of heat flux density of busbars at different round angles (α = 5°)

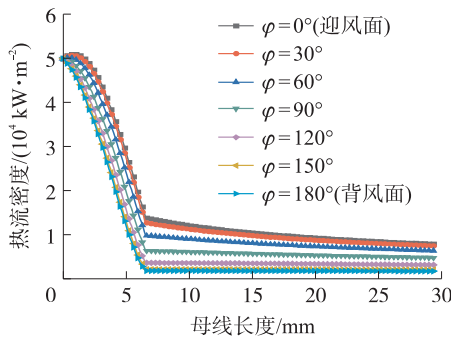


图 11 不同周角的母线热流密度分布 (α = 10°)
Fig. 11 Distribution of heat flux density of busbars at different round angles (α = 10°)

图 9 表示攻角分别为 0°、5°、10° 和 15° 时迎风母线上的热流密度分布,图 10~图 12 表示攻角分别为 5°、10° 和 15° 时不同周角母线上的热流密度分布。从图 9 可以看出,锥身部分热流密度要远小于球头部分,并且随着攻角的增大,迎风母线上的热流密度总体增大。由于有攻角的情况下,球头处驻点位置不再是几何顶点处,而是往来流一侧偏移,对应来流与球头表面垂直位置。因此从图 9 可以看出,

当有攻角时,球头处热流密度沿着迎风母线逐渐增大,到驻点处达到最大值后再迅速减小;并且攻角越大,驻点位置会越靠后。从图 10~图 12 可以看出,在有攻角工况下,迎风母线上的热流密度要比背风母线热流密度大,并且攻角越大,两者的差值也会越大。另外从图 12 可以看到,当攻角为 15° 时,其与球锥模型半锥角刚好相等,因此来流方向与背风面锥身母线正好相切,此时计算的背风面锥身母线上的热流密度值约等于零。从物理意义上来说,高超声速下气动热主要分布在来流与壁面切向存在较大夹角的头部区域,这也是引发热烧蚀的主要区域,其余位置热流密度相对较小,当来流方向与壁面切向夹角为 0° 甚至负角度时,热流密度可以忽略不计。

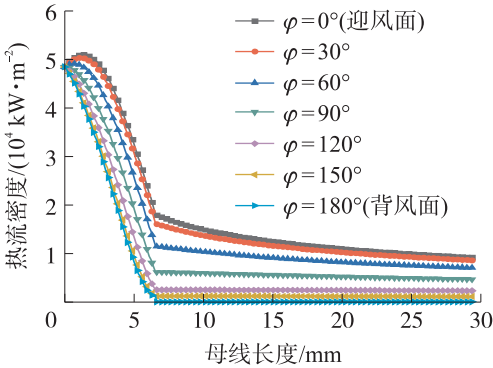


图 12 不同周角的母线热流密度分布 (α = 15°)
Fig. 12 Distribution of heat flux density of busbars at different round angles (α = 15°)

选取球头处球心角 β 为 30° (母线长度为 2.62 mm) 位置为计算点,不同攻角下热流密度沿周向分布的计算结果如图 13~图 16 所示。

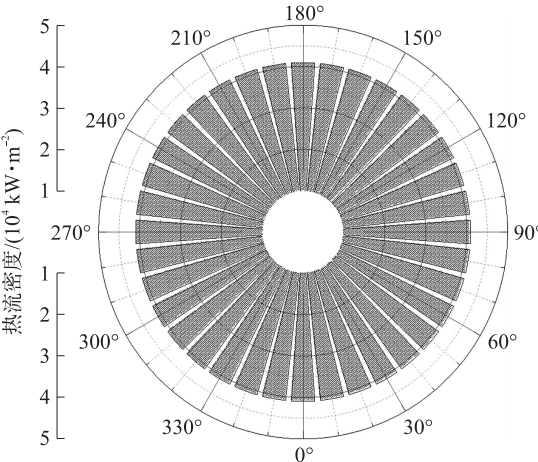


图 13 热流密度周向分布 (α = 0°)
Fig. 13 Circumferential distribution of heat flux density (α = 0°)

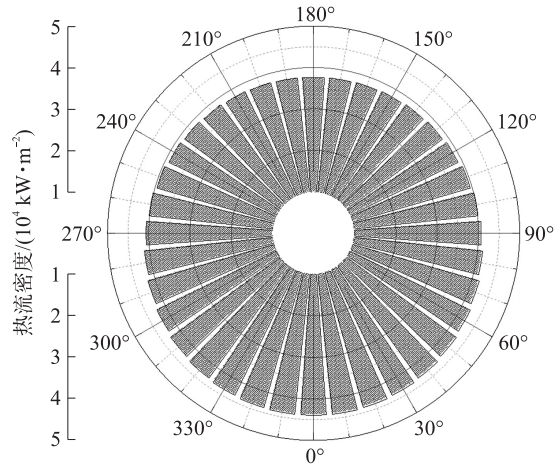


图 14 热流密度周向分布($\alpha=5^\circ$)

Fig. 14 Circumferential distribution of heat flux density ($\alpha=5^\circ$)

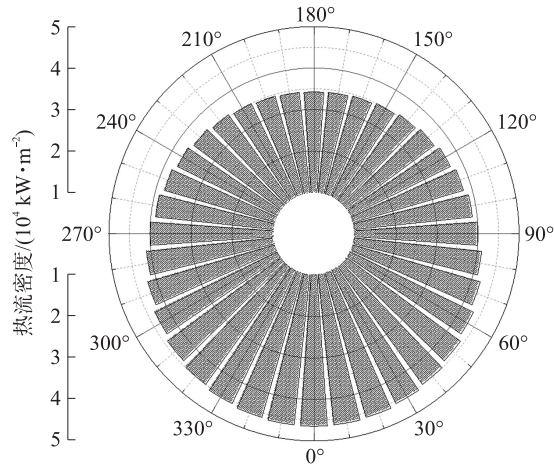


图 15 热流密度周向分布($\alpha=10^\circ$)

Fig. 15 Circumferential distribution of heat flux density ($\alpha=10^\circ$)

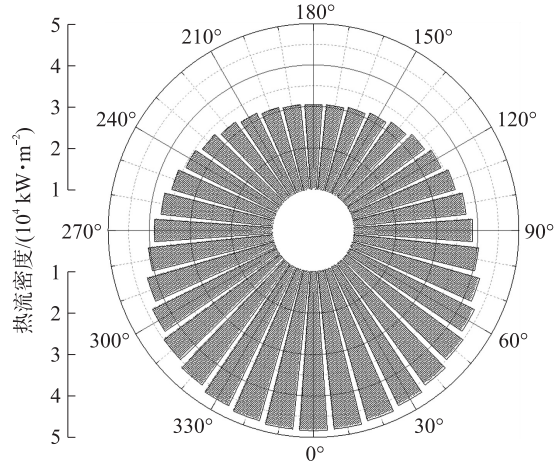


图 16 热流密度周向分布($\alpha=15^\circ$)

Fig. 16 Circumferential distribution of heat flux density ($\alpha=15^\circ$)

图 13~图 16 分别表示攻角为 0° 、 5° 、 10° 和 15° 时所选计算点的热流密度沿周向分布情况。可以看到,整体上热流密度左右两侧相对于攻角平面对称。零攻角属于有攻角的一种特例,热流密度按轴对称分布;攻角不为零时,迎风母线($\varphi=0^\circ$)热流密度最大,背风母线($\varphi=180^\circ$)热流密度最小。从迎风母线到背风母线之间的热流密度逐渐递减,总体上呈现非轴对称分布特点。并且随着攻角的增大,迎风面与背风面之间的热流密度差值增大。由于气动热烧蚀程度与气动热的分布紧密相关,实际过程中弹箭做高超声速有攻角运动时,发生气动热烧蚀变形后的外形将不再是轴对称的,迎风面不仅相对于弹轴方向烧蚀更严重,而且相对于绕轴周向也会烧蚀更加严重。

3 结束语

本文对高超声速三维球锥模型的气动热工程计算方法进行了研究,介绍了零攻角下球锥模型气动热工程计算方法,并提出了在有攻角条件下,按照坐标系转换方法计算三维球头处的热流密度分布情况,对零攻角和有攻角的三维球锥模型开展了仿真计算。结果表明:球头部热流密度远大于锥身;来流压强越大,气动热越大;有攻角下迎风母线热流密度大于背风面,攻角越大,相差越大,驻点偏移量越大;从迎风母线到背风母线之间不同周角处,热流密度逐渐递减,总体上呈现非轴对称特点。本文获得的有攻角下热流密度沿模型表面母线和沿绕轴周向的分布特点,可为高超声速三维模型热烧蚀同外弹道的快速耦合计算提供基础。

参考文献

[1] 刘双喜,刘世俊,李勇,等. 国外高超声速飞行器及防御体系发展现状[J]. 空天防御,2023,6(3):39-51.
LIU Shuangxi, LIU Shijun, LI Yong, et al. Current developments in foreign hypersonic vehicles and defense systems[J]. Air & Space Defense, 2023, 6(3): 39-51. (in Chinese)
[2] 韩洪伟,王鹏坡. 高超声速武器发展及防御策略研究[J]. 飞航导弹,2019(12):12-15.
HAN Hongwei, WANG Pengpo. Research on the development and defense strategies of hypersonic weapons[J]. Aerodynamic Missile Journal, 2019(12): 12-15. (in Chinese)
[3] 王中原,史金光,易文俊. 超高速弹箭飞行弹道研究[J]. 兵工学报,2005,26(4):443-448.
WANG Zhongyuan, SHI Jinguang, YI wenjun. Study on flight trajectory for hypervelocity projectiles [J]. Acta Armamentarii,

- 2005, 26(4): 443–448. (in Chinese)
- [4] 赵金山, 张志刚, 石义雷, 等. 高超声速飞行器气动热关联换算方法研究[J]. 力学学报, 2018, 50(5): 1235–1245.
ZHAO Jinshan, ZHANG Zhigang, SHI Yilei, et al. Research on the conversion method of aeroheating environment of hypersonic vehicle [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2018, 50(5): 1235–1245. (in Chinese)
- [5] 王志超, 张龙, 姚琳. 高速飞行器结构气动热计算与温度场模拟[J]. 四川兵工学报, 2015, 36(11): 49–52.
WANG Zhichao, ZHANG Long, YAO Lin. Aerodynamic heating calculate and temperature field simulation of high-speed vehicles [J]. Journal of Sichuan Ordnance, 2015, 36(11): 49–52. (in Chinese)
- [6] LEES L. Laminar heat transfer over blunt-nosed bodies at hypersonic flight speeds [J]. AIAA Journal, 1956, 26(4): 259–269.
- [7] 林敬周, 解福田, 钟俊, 等. 高超声速风洞双体同步分离捕获轨迹试验技术[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(5): 77–86.
LIN Jingzhou, XIE Futian, ZHONG Jun, et al. Dual-body synchronous captive trajectory test technique in hypersonic wind tunnel [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(5): 77–86. (in Chinese)
- [8] 侯峰伟, 王南天, 巢根明, 等. 高超声速风洞快速热阀特点与设计[J]. 流体机械, 2023, 51(4): 91–96.
HOU Fengwei, WANG Nantian, CHAO Genming, et al. Characteristics and design of quick heat valve in hypersonic wind tunnel [J]. Fluid Machinery, 2023, 51(4): 91–96. (in Chinese)
- [9] 张志成. 高超声速气动热和热防护[M]. 北京: 国防工业出版社, 2003.
ZHANG Zhicheng. Hypersonic aerodynamic heat and thermal protection [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2003. (in Chinese)
- [10] 黄志澄. 高超声速飞行器空气动力学[M]. 北京: 国防工业出版社, 1995.
HUANG Zhicheng. Aerodynamics of hypersonic aircraft [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1995. (in Chinese)
- [11] 范绪箕. 气动加热与热防护系统[M]. 北京: 科学出版社, 2004.
FAN Xuji. Aero-heating and thermal protection system [M]. Beijing: Science Press, 2004. (in Chinese)
- [12] 杨恺, 高效伟. 高超声速飞行器关键部位气动热计算[J]. 计算力学学报, 2012, 29(1): 13–18.
YANG Kai, GAO Xiaowei. Computation of aero-heating environment for key places of hypersonic aircrafts [J]. Chinese Journal of Computational Mechanics, 2012, 29(1): 13–18. (in Chinese)
- [13] 陈鑫, 刘莉, 李显霖, 等. 高超声速飞行器翼面气动加热的工程计算方法[J]. 弹箭与制导学报, 2013, 33(3): 133–137.
CHEN Xin, LIU Li, LI Yulin, et al. Engineering calculation of aerodynamic heating for airfoils of hypersonic vehicles [J]. Journal of Projectiles, Rockets, Missiles and Guidance, 2013, 33(3): 133–137. (in Chinese)
- [14] ENGEL C D, PRAHARAJ S C. MINIVER upgrade for the AVID system. volume 1: LANMIN user's manual [R]. NASA – CR – 172212, 1983.
- [15] HAMILTON H, WEILMUNSTER J, DEJARNETTE F. Improved approximate method for computing convective heating on hypersonic vehicles using unstructured grids [J]. Journal of Spacecraft & Rockets, 2006, 51(4): 5–8.
- [16] ZOBY E V, SIMMONDS A L. Engineering flowfield method with angle-of-attack applications [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1985, 22(4): 398.
- [17] LEES L. Laminar heat transfer over blunt-nosed bodies at hypersonic flight speeds [J]. Jet Propulsion, 1956, 26(4): 259–269.
- [18] CLEARY J W. Effects of angle of attack and bluntness on laminar heating-rate distributions of a 15 deg cone at a Mach number of 10.6 [R]. NASA-TN-D-5450, 1969.