

整流罩层流换热瞬时温升计算及其结构改进

张代军^{1,2,3}, 罗海波^{1,3}, 常 铮^{1,3}, 惠 斌^{1,3}

(1. 中国科学院沈阳自动化研究所, 辽宁 沈阳 110016; 2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 中国科学院光电信息处理重点实验室, 辽宁 沈阳 110016)

摘 要: 针对热障效应问题, 采用流固耦合法计算了球形整流罩的瞬时温升, 并对其进行了结构改进。首先, 根据风洞及火箭撬实验, 结合熵层涡干扰势分析, 给出判别球型整流罩换热状态的临界来流雷诺数为 2.7×10^6 , 并分析了 Van Driest 层流换热公式对大张角球面处的适用性; 再以 Van Driest 换热系数为边界条件, 利用有限元法进行球形整流罩瞬时温升计算, 结果表明其温升较快, 需合理轨迹规划以规避热障效应; 针对高速长航时应用需求, 利用多孔陶瓷材料的低热导率设计了新型复合整流罩, 能有效延长制导系统飞行时间; 复合整流罩还具有光学窗口处的气动热冲击应力小以及气动阻力小的优点, 可应用于低空、高马赫数条件下的光学精确制导。

关键词: 精确制导; 复合整流罩; 临界雷诺数; 气动热; 热障效应

中图分类号: TJ765.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201847.0204004

Calculation of transient temperature rise of dome under laminar heat transfer condition and improvement of dome structure

Zhang Daijun^{1,2,3}, Luo Haibo^{1,3}, Chang Zheng^{1,3}, Hui Bin^{1,3}

(1. Shenyang Institute of Automation, Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110016, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. Key Laboratory of Opt-Electronic Information Processing, Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110016, China)

Abstract: Aiming at the problem of thermal barrier effect, transient temperature rise of sphere dome was calculated by fluid-solid coupling method, and then the structure of dome was improved. Based on wind tunnel and rocket sled tests, as well as analysis of the potential of vorticity interaction in entropy layer, the critical Reynolds number based on the free stream parameters and the diameter of dome which could be used to judge the flowing state over sphere dome was proposed as 2.7×10^6 . Compared with the experimental data, the laminar heat transfer formula of Van Driest based on isentropic relations was found to be applicable for the calculation of heat transfer for the most area of hemisphere dome. Based on Van Driest's formula and finite element method, the heat transfer of dome was calculated to obtain the transient temperature field of sphere dome. The results show that temperature rise of dome is relatively fast and the trajectory should be well designed to avoid thermal barrier effect. For the requirement of

收稿日期: 2017-07-14; 修订日期: 2017-09-10

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(11602283); 总装预研项目(51301030108)

作者简介: 张代军(1979-), 男, 副研究员, 博士生, 主要从事气动热计算及防护方面的研究。Email: zhangdaijun@sia.cn

导师简介: 罗海波(1967-), 男, 研究员, 博士生导师, 博士, 主要从事图像处理、目标识别等方面的研究。Email: luohb@sia.cn

high speed long-endurance system, a composite optical dome structure was designed based on porous ceramic, which could extend the flight time significantly and compared with side-window system, the aero-optic effects caused by the new composite dome was small. The new composite optical dome is suitable for long wave infrared optical systems. Thermal shock stress in composite optical dome is smaller, and because of conformal shape, the aerodynamic drag of composite optical dome is smaller also. Then the composite optical dome can be flexibly applied under the flight conditions of high mach number and low altitude.

Key words: precision guidance; composite optical dome; critical Reynolds number; aerodynamic heating; thermal barrier effect

0 引言

随着高速追踪、突防、高动能侵彻及大量炮弹、火箭弹等战术武器制导化的发展,光学制导系统需要适应越来越高的飞行速度。球形整流罩既便于跟踪搜索,又便于光学设计,降低系统成本,是目前应用最广泛的整流罩形式,但整流罩的高速飞行也给光学系统带来严峻的热障效应^[1]。由于湍流换热比层流换热严重得多^[2-3],迫切需要一种工程方法来判别球形整流罩的换热状态,以便合理设规划飞行轨迹来避免热障效应。转捩问题至今仍是一个世界性的难题^[4],也是国内外学者重点研究的前沿领域,经过多年的努力,目前已经取得了一些阶段性的成果,但仍有待于实际工程领域的进一步验证与改进。为了方便工程应用,针对球形整流罩存在壁面与激波间较强相互作用的应用工况,文中根据 Stetson^[5-6]、Stine^[7]、Crawford^[8]和 Beckwith^[9]的风洞实验和笔者单位的火箭撬实验以及相应的实验结果分析,选用基于整流罩直径的来流雷诺数来判断球形整流罩表面换热状态,并给出相应临界来流雷诺数的大小,该方法可用于制导系统的初步设计阶段。

将 Van Driest 层流换热系数^[10]作为边界条件,利用有限元法计算球形整流罩内部的瞬时温度分布,结果表明整流罩的整体温升较快,需合理设计飞行轨迹以避免热障问题。虽然 Van Driest 层流换热公式可以方便地应用于流固耦合温升计算,但其主要针对驻点及其附近区域,文中利用该公式进行球面当地换热参数的推导,所得结果与 Stine^[7]的实验数据在较大的球面张角范围内均符合较好,从而说

明该公式对大张角球面处换热计算的适用性,并进一步推导出当地换热参数的马赫数无关趋势,这与 Stine 的预测相一致;针对高速长航时的应用需求,文中采用多孔功能陶瓷材料^[11]设计了新型复合整流罩,能有效延长光学制导系统的飞行时间,并且该复合整流罩同样适用于低空、高马赫数飞行条件。

1 球形整流罩表面流动状态的初步判别

1.1 钝球体风洞实验及火箭撬实验

Stine & Wanlass^[7]利用风洞实验测量了半球-圆柱体在层流状态下当地换热参数 $Nu/\sqrt{Re_x}$ 的分布, Nu 和 Re_x 分别是基于边界层外缘参数的努赛尔数和当地雷诺数。试件半球直径 $D=4$ in(1 in=2.54 cm),测试马赫数为 1.97,来流雷诺数 Re_D 范围为 $0.6\sim 2.3\times 10^6$, Re_D 是基于球体直径和来流参数计算的, $Nu/\sqrt{Re_x}$ 沿试件表面的测量值分布如图 1 所示。对应于不同的 Re_D , $Nu/\sqrt{Re_x}$ 的测量值相对 Stine 理论

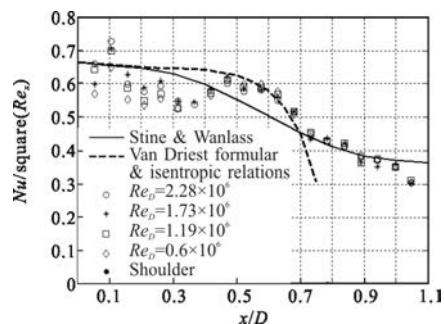


图 1 半球-圆柱体当地换热参数分布^[7]
Fig.1 Distributions of local heat-transfer parameter along surface of hemisphere-cylinder^[7]

曲线(图 1 中实线)的散布较小,Stine 认为当地换热参数独立于 $0.6\sim 2.3\times 10^6$ 范围内的来流雷诺数 Re_D , 并预测该结论同样适用于在小于发生气体离解反应的更高自由流马赫数,且当地换热系数对来流马赫数的依赖将随着马赫数的增大而变得越来越小。

Crawford & McCauley^[8]在更高的 6.8 Ma 来流条件下对半球-圆柱体进行了当地换热参数测量,得到与 Stine 类似的结论,即当地换热参数与 $0.02\sim 1.5\times 10^6$ 范围内的来流雷诺数不相关。

Beckwith & Gallagher^[9]在 2 Ma 条件下测量了直径 3.5 in 球体的当地换热参数,通过与层流当地换热参数的比较,球面在来流雷诺数为 2.74×10^6 时发生层流向湍流的转捩;Beckwith 等同时在 4.15 Ma 条件下测量了直径 2 in (1 in=2.54 cm) 的半球-圆柱体的换热情况,对于小于 2.3×10^6 的来流雷诺数,试件表面同样保持完全层流。

Stetson^[5-6]进行了著名的锥体转捩实验,并测试了小球头钝锥体的球头钝度对转捩的影响,结果表明,相对于同样半角的尖锥,小球头能使在锥体部分的转捩点向后推移;逐步增大球头直径或来流单位雷诺数,转捩点将先向后推移至最大距离,再稍微增加球头直径或来流单位雷诺数,转捩点将迅速前移较大距离;进一步缓慢增大球头直径或来流单位雷诺数,转捩点逐步向球头和锥体的过渡处前移,并最终在球头处发生转捩。Stetson 认为转捩点前移主要是由边界层中的流动稳定性问题引起的。

在笔者单位组织的钝球型制导系统的火箭橇实验中,试件球头直径为 150 mm,两个热流传感器分别布置在驻点及驻点下游 35° 角的球面位置处,可根据火箭橇加减速过程中两个传感器测量结果的比较来判断球面的流动状态,即下游传感器的测量结果较大时则认为球体表面存在湍流换热。实验结果表明,当来流雷诺数 Re_D 大于 2.8×10^6 时,球头表面开始出现湍流换热。

1.2 基于层流换热的当地换热参数推导与分析

Stine 等在对 $Nu/\sqrt{Re_x}$ 的理论计算中采用了多次转换和近似,所得结果不便于分析,文中利用正激波后的等熵关系和 Van Driest 球面层流换热公式^[10]来推导 $Nu/\sqrt{Re_x}$ 的表达式:

$$h=St_\infty\rho_\infty u_\infty c_p=St_e\rho_e u_e c_p \quad (1)$$

$$St_\infty=0.763\left(\frac{du_e}{dx}\frac{D}{u_\infty}\right)^{1/2}\left(\frac{\mu_\infty}{\rho_\infty u_\infty D}\right)^{1/2}\left(\frac{\rho_e}{\rho_\infty}\right)^{1/2}\left(\frac{\mu_e}{\mu_\infty}\right)^{1/2}Pr^{0.6} \quad (2)$$

式中: St 为斯坦顿数; ρ 、 u 、 μ 分别为流体的密度、速度、分子粘性系数; c_p 为定压比热容; h 为对流换热系数; x 为始于驻点的表面流向距离,下标 ∞ 表示变量是基于来流参数的;下标 e 表示变量是基于边界层外缘处参数的; $Pr=0.71$ 为普朗特数。由公式(1)和(2)可得:

$$\frac{Nu}{\sqrt{Re_x}}=St_e\sqrt{Re_x}Pr=St_\infty\frac{\rho_\infty u_\infty}{\rho_e u_e}\sqrt{Re_x}Pr=0.763m^{1/2}Pr^{0.4} \quad (3)$$

式中: $m=\frac{du_e}{dx}\frac{x}{u_e}$ 为无量纲压力梯度参数^[7]; u_e 和 du_e/dx 关于来流参数的表达式可由正激波后等熵关系得到^[2,12]。进而可得 m 及 $Nu/\sqrt{Re_x}$ 的表达式:

$$m=\frac{x}{D}\frac{\rho_\infty u_\infty^2 C_{pmax}\sin(2\alpha)}{u_e^2 \rho_e} \quad (4)$$

$$\frac{Nu}{\sqrt{Re_x}}=0.763\left(\frac{x}{D}\frac{\rho_\infty u_\infty^2 C_{pmax}\sin(2\alpha)}{u_e^2 \rho_e}\right)^{1/2}Pr^{0.4} \quad (5)$$

式中: C_{pmax} 为 Lees 修正的物面最大压力系数^[13]; α 为当地物面倾角,由公式(5)得到的 $Nu/\sqrt{Re_x}$ 曲线如图 1 中虚线所示,相对于 Stine 的理论曲线,文中曲线在 $x/D=0.4\sim 0.7$ 的球面半张角较大位置处与 Stine 的实验数据符合得更好,这也说明 Van Driest 公式对较大张角处的球面同样有效,而非仅对于驻点附近区域;对于 x/D 大于 0.7 的球面区域,由于球体与半球-圆柱体的形状差异,文中曲线在该处较半球-圆柱体过渡区的测量值下降较快。

进一步推导可得 u_∞/u_e 和 ρ_∞/ρ_e 均为来流马赫数的函数,从而由公式(5)可知,当地换热参数仅为来流马赫数和物面倾角的函数,从而对于固定的来流马赫数和来流温度,当地换热参数与来流雷诺数不相关,这与 Stine、Crawford 等人的风洞实验结果相一致,Stine 风洞实验中当地换热参数测量值随来流雷诺数的散布,可能源于测试时来流温度的微小改变。当 $u_\infty\rightarrow\infty$ 时,由公式(4)可得:

$$\lim_{u_\infty\rightarrow\infty} m=\frac{x}{D}\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\left(\frac{(\gamma+1)C_{pmax}\sin^2\alpha}{4}\right)^{1/\gamma}\times C_{pmax}\sin(2\alpha) \quad (6)$$

式中： $\gamma=1.4$ 为比热比，由于 C_{pmax} 是马赫数无关的，且 α 仅与试件外形有关，由公式(6)可知， m 具有马赫数无关趋势。由公式(5)可知， $Nu/\sqrt{Re_x}$ 同样具有马赫数无关的趋势，即随着马赫数的增大，对来流马赫数依赖将逐渐变小，这与 Stine 的预测相一致，也在 Crawford 及 Beckwith 的高马赫数实验中得到体现。由以上分析可知，可利用当地换热参数来判断球面的换热状态。

1.3 基于涡干扰势的来流雷诺数影响分析

在 Stetson^[5]的实验中，当球头足够大时，稍微增大球头直径或来流单位雷诺数便会使转捩点前移，该现象主要是由熵层涡干扰引起的。若保持来流马赫数不变，球头前脱体弓形激波的强度将保持不变^[14]，由 Crocco 定理^[13]，激波后的涡量分布也将保持不变，对于大密度来流，较大的分布质量与涡量相耦合而产生较大的涡干扰势，更易激起球头附面边界层流动的不稳定；当仅增大来流马赫数时，激波后的涡量将随之增大^[13]，同样将使熵层的涡干扰势变大而激起边界层流动的不稳定；当通过降温来减小来流分子粘性系数时，激波层内的温降更大，同样将引起流动不稳定；当增大球头直径时，由 Billig 激波位关系式^[13]，激波层的厚度将增大，弓形激波的正激波部分的面积也将变大，使熵层涡干扰的距离和膨胀流沿球头表面的流动距离均相应增大，这都将引起边界层流动的不稳定而使转捩点前移。由上述分析可见，可采用基于整流罩直径的来流雷诺数对整流罩表面流动状态进行初步判别。

Stine、Beckwith 等的实验本质上与 Stetson 的实验是相同的，即通过调压风洞来调节来流雷诺数，当来流雷诺数达到某个值时，便会触发球面处的转捩。中短程制导系统球罩的直径范围大约为 80~180 mm，Stine 等的风洞实验^[5-9]及笔者单位的火箭撬实验中的试件直径也都在该尺寸范围内散布，且实验中的测试马赫数范围也较广。通过实验结果分析可以发现，当来流雷诺数小于 2.3×10^6 时，球面均保持完全层流；Beckwith 风洞实验和笔者单位火箭撬实验分别在 2.74×10^6 和 2.8×10^6 来流雷诺数条件下发生转捩，二者实验的方法不同，但发生转捩的来流雷诺数却相差不大，因此，文中给出判别整流罩表面换热状态的临界来流雷诺数 Re_{Dr} 为 2.7×10^6 ，该值能够用于中短程、中低马赫数制导系统的初步设计。

2 整流罩流固耦合瞬态温度场计算

固体瞬态传热所满足的微分方程为^[15]：

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} - k \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (7)$$

式中： c 、 k 、 T 分别为比热容、热导率和温度，下标 s 表示变量是基于固体整流罩材料的，整流罩外表面为强迫对流换热，内表面为自然对流换热，所需边界条件如下：

$$k \frac{\partial T_s}{\partial x} n_x + k \frac{\partial T_s}{\partial y} n_y + k \frac{\partial T_s}{\partial z} n_z = h(T_r - T_w) \quad (8)$$

式中： T_w 为整流罩外壁面温度； n_x 等为外表面法向余弦； T_r 为恢复温度。

$$T_r = T_e \left(1 + r_f \frac{\gamma - 1}{2} Ma_e^2 \right) \quad (9)$$

式中： $r_f=0.86$ 为层流温度恢复系数； Ma 为马赫数。由对流换热边界条件(公式(8))，可利用有限元法对整流罩流固耦合换热的瞬时温度场进行计算。整流罩外表面强迫对流换热系数 h_{st} 可由公式(1)和(2)得到，但该式中各物理量是基于如下英制单位：长度(ft)；质量(slug)；能量(C.H.U.)。对于 12 000 m 飞行高度、3 Ma 飞行速度、直径 100 mm 的球形整流罩，其来流雷诺数为 1.94×10^6 ，根据临界来流雷诺数 Re_{Dr} 可判别其表面为层流流动，根据标准大气参数^[16]，可得整流罩外表面的换热系数 h_{st} 及恢复温度 T_r 分布分别如图 2(a)和(b)所示，其横坐标 θ 为整流罩相对于驻点的半张角。其中驻点处的换热系数 h_{stag} 计算采用 Klein 的驻点换热系数公式^[17]：

$$h_{stag} = 1.7c_p \sqrt{\frac{\rho_\infty \mu_\infty a_\infty}{D}} Ma_\infty [1 + 0.2Ma_e^2]^{0.1} \quad (10)$$

式中： a_∞ 为来流声速。

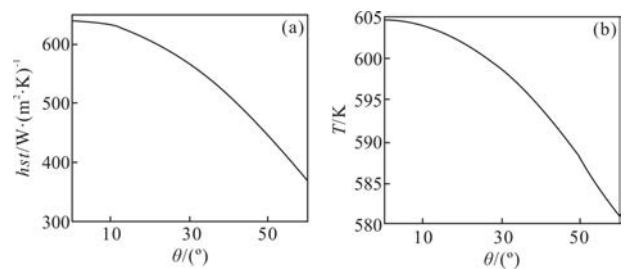


图 2 球面换热系数及恢复温度分布

Fig.2 Distributions of heat-transfer coefficient and recovery temperature over dome

整流罩材料选用具有较宽透射波段的 CVD ZnS 晶体,其热容、热导率等物性见参考文献[18],整流罩的初始温度及制导系统光学舱内环境温度均取为300 K,整流罩内表面自然对流换热系数取为5 W/(m²·K),整流罩侧面取为绝热边界,整流罩厚度为 4 mm,则根据上述边界、初始条件及物理性能参数,利用有限元法对整流罩的瞬态传热方程式(7)进行求解,得到飞行 11 s 时的整流罩外表面瞬态温度分布如图 3(a)所示。在飞行过程中,整流罩的最大热应力约为11 MPa,产生在 0.6 s 时刻的整流罩外表面驻点处,该时刻的整流罩外表面瞬时热应力分布如图 3(b)所示。

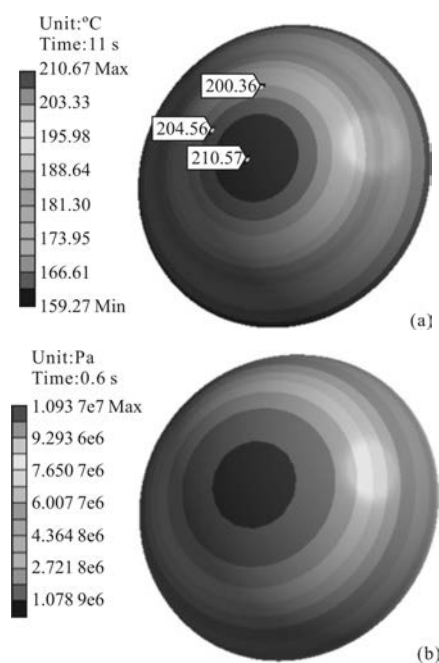


图 3 整流罩表面瞬时温度及热应力分布

Fig.3 Distributions of transient temperature and thermal stress over dome

由图 3(a)可见,在飞行 11 s 后,整流罩外表面较大范围内的温度均超过 200 °C,其高温辐射将严重影响红外探测系统的成像质量,甚至形成热障^[1],必须进行弹道设计以避免该问题。对于当前飞行条件,整流罩的热应力远小于 ZnS 晶体材料约 90 MPa 的高温弯曲强度,从而对整流罩的影响较小。对于层流换热,整流罩内、外表面温度在驻点处最高,该最高温度随时间的变化如图 4 所示。同理可得 7 000 m 高度、2 Ma 飞行条件下驻点处内外的表面温度分布,由图 4 可见,整流罩内表面温度随外表面上升较快,极易引起热障效应。

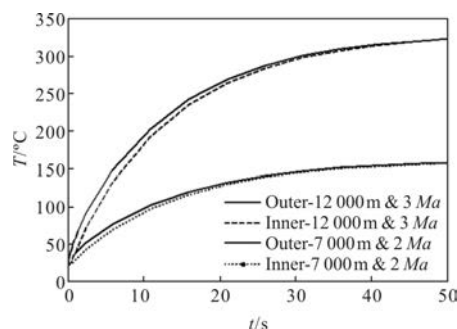


图 4 驻点处内外表面最高温度随时间的变化

Fig.4 Change of highest temperature of outer and inner surface at stagnation point with time

3 新型长航时复合整流罩设计与仿真验证

根据 Stetson 的实验,小球头将使随后较长范围内的锥段保持层流流动^[5],从而能大幅降低该范围内锥段的对流换热,因此,该锥段可用于长航时高速光学制导系统的整流罩设计,但由于球头直径较小,由驻点换热公式(10),钝头处将承受剧烈的对流换热。针对该问题,文中采用多孔功能陶瓷材料^[11]设计了新型复合整流罩,如图 5 所示,在整流罩前部,利用多孔陶瓷材料低热导率所产生的高温梯度来阻滞小钝头处强烈换热的向后传导,多孔陶瓷构件表面需附加 SiC 涂层,以抵抗高速气流的冲刷。中国科学院金属研究所制备的 Y₂SiO₅ 多孔功能陶瓷材料具有较高的强度,满足复合整流罩前端球头部位的设计要求,60%孔隙率的多孔陶瓷材料的抗压强度为 35 MPa,密度为 1 500 kg/m³,热容为 400 J/(kg·K),热导率为 0.5 W/(m·K)^[11]。

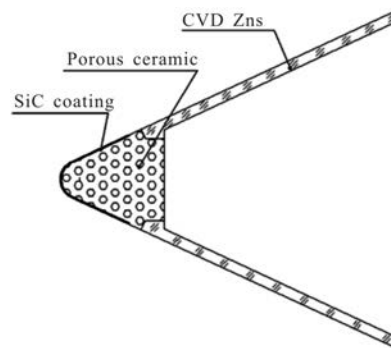


图 5 复合光学整流罩结构

Fig.5 Structure of composite optical dome

采用上节的流固耦合方法对新型整流罩进行瞬

态换热分析,在实际飞行中,整流罩尾部可能出现湍流流动,由 Stetson 的转捩实验^[5],该处湍流换热系数虽较层流有所增大,但增大的幅度较小,仍维持在较低的水平,整流罩的最大温升也仍然取决于前端高温的向后传导。为了方便比对,文中假设由于小球头的作用,整流罩表面为完全层流状态,在实际设计中,应根据飞行轨迹来优化球头大小、半锥角、截锥型整流罩所处位置及长度。图 5 所示的复合整流罩的球头直径为 15 mm,半锥角为 20°,截锥型 ZnS 整流罩的最大直径为 130 mm。球头处换热仍采用 Van Driest 球面层流换热公式,而锥面处则采用参考温度法进行换热系数 hst 计算,其参考温度 T^* ^[13] 及 hst ^[10] 的表达式分别为:

$$\frac{T^*}{T_e} = 1 + 0.032 Ma_e^2 + 0.58 \left(\frac{T_w}{T_e} - 1 \right) \quad (11)$$

$$hst = 0.575 c_p \rho_e \mu_e \left(\frac{\rho^* \mu^*}{\rho_e \mu_e} \right) Re_x^{-0.5} Pr^{-2/3} \quad (12)$$

式中:上标 * 表示变量为基于参考温度 T^* 得到的。仍以 12 000 m, 3 Ma 为飞行条件,得到沿复合整流罩外表面的换热系数 hst 及恢复温度 T_r 分布分别如图 6(a)和(b)所示,图中横坐标为远离驻点的流向距离 s 与球头半径 R 的比值,多孔陶瓷与 ZnS 交界面在 $s/R=6$ 的位置处。如公式(11)所示,壁面温度 T_w 对 T^* 有一定影响,但对 hst 的影响较小,如图 6(a), T_w 分别取初始温度 300 K 和恢复温度 570 K,所得锥体部分的 hst 分布几乎重合,且 T_w 越大,所得 hst 越小,文中选用 $T_w=300$ K 进行锥体部分换热系数 hst 的计算。

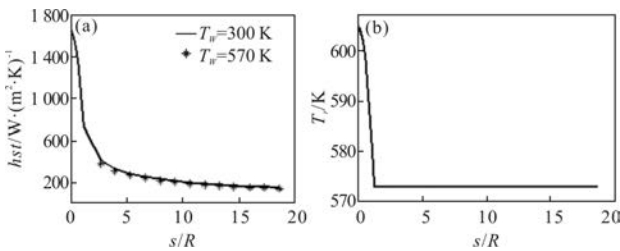


图 6 球面换热系数及恢复温度分布

Fig.6 Distributions of heat-transfer coefficient and recovery temperature over dome

其余边界条件与上节相同,利用有限元法得到整流罩在 25 s 和 45 s 时的外表面瞬态温度分布如图 7(a)和(b)所示,45 s 时整流罩最前端处的温度为 205.1 °C,可见,在上述飞行条件下,文中设计复合整流罩的飞行时间是球形整流罩的 4 倍。由于共形设

计,复合整流罩的表面流场结构简单,且流动边界层的厚度较薄,所产生的气动光学效应较小,将主要体现在图像强度衰减等方面,可通过相应的图像算法予以抑制,比较适用于长波红外空导制导系统。由于光学窗口处的气动热冲击应力也相应较低,从而能够抵抗高马赫数条件下的瞬时热冲击,共形设计也使复合整流罩的气动阻力较小,并且能适应弹体旋转的工况,所以文中复合整流罩也可灵活地应用于低空、高马赫数飞行条件下的光学制导系统。

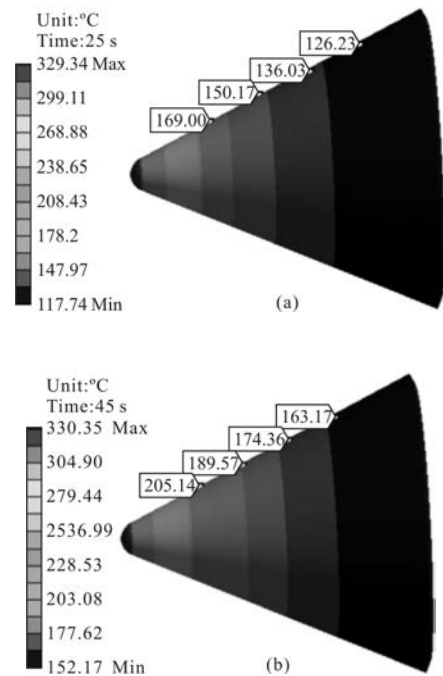


图 7 整流罩表面瞬时温度及热应力分布

Fig.7 Distributions of transient temperature and thermal stress over dome

4 结 论

文中从熵层涡干扰势的角度并结合 Stetson 的转捩实验,分析了来流雷诺数 Re_D 对球面边界层流动稳定性的影响,并根据 Stine、Crawford 及 Beckwith 的风洞实验及笔者单位的火箭撬实验,给出判别直径在 80~180 mm 范围内的整流罩表面流动状态的临界来流雷诺数 Re_{Dr} 为 2.7×10^6 ,该值可用于光学制导系统的初步设计,在最终设计阶段,可根据制导系统的实际飞行数据对该值进行改进。

与 Stine 风洞实验结果相对比,验证了 Van Driest 层流换热公式对较大球面张角处的有效性,利

用该公式推导出层流条件下的球面当地换热参数, 对于给定的来流马赫数和来流温度, 该当地换热参数独立于来流雷诺数, 并进一步推导出该当地换热参数的马赫数无关趋势, 这与 Stine 等的实验结果相一致, 也验证了 Stine 的相关推测, 从而可利用当地换热参数为转捩的理论和实验研究设计转捩判据。

球形整流罩的瞬时温升计算结果表明, 该型整流罩在气动热作用下的温升较快, 需根据任务需求来合理选择整流罩尺寸及飞行轨迹。针对红外制导系统中、低马赫数下的长航时应用需求, 利用多孔功能陶瓷材料设计了新型复合整流罩, 相比于球形整流罩, 复合整流罩能有效延长飞行时间。由于复合整流罩的共形设计, 其表面流场结构简单, 相比于侧窗整流罩系统, 其气动光学效应较小, 特别适用于长波红外制导系统, 并可应用于弹体旋转或不旋转等多种工况。由于光学窗口处的气动热冲击应力也相对较低, 从而能够抵抗高马赫数的瞬时热冲击, 另外, 复合整流罩的气动阻力也较小, 使复合整流罩同样可用于低空、高马赫数飞行条件下的光学制导。文中研究结论具有一定的工程实用价值。

参考文献:

[1] Zhang Yiguang, Yang Jun, Li Xiaodan. Thermal property assessment experiment of the optic dome [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2008, 37(S): 556-559. (in Chinese)

[2] Luo Haibo, Zhang Daijun, Hui Bin, et al. Numerical calculation of turbulent convection heat transfer over infrared dome based on SST turbulence model [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45(7): 0703002. (in Chinese)

[3] Crabtree L F, Dommentt R L, Woodley J G. Estimation of heat transfer to flat plates, cones and blunt bodies[R]. Royal Aircraft Establishment Technical Report, No. 3637, 1965: 1-25.

[4] Menter F R, Langtry R, Völker S, et al. Transition modelling for general purpose CFD codes [J]. *Flow Turbulence and Combust*, 2006, 77(1-4): 227-303.

[5] Stetson K F. Hypersonic boundary layer transition experiments [R]. AFWAL-TR-80-3062. Air Force Wright Aeronautical Laboratories, 1980.

[6] Stetson K F. On predicting hypersonic boundary layer

transition [R]. AFWAL-TM-87-160-FIMG. Air Force Wright Aeronautical Laboratories, 1987.

[7] Stine H A, Wanlass K. Theoretical and experimental investigation of aerodynamic-heating and isothermal heat-transfer parameters on a hemispherical nose with laminar boundary layer at supersonic mach numbers [S]. NASA, NACA-TN-3344-1954.

[8] Crawford D H, McCauley W D. Investigation of the laminar aerodynamic heat-transfer characteristics of a hemisphere-cylinder in the langley 11-inch hypersonic tunnel at a mach number of 6.8[R]. NASA, NACA TN 3706, 1956.

[9] Beckwith I E, Gallagher J J. Heat transfer and recovery temperatures on sphere with laminar, transitional, and turbulent boundary layers at Mach number of 2.00 and 4.15[R]. NASA, NACA TN 4125, 1956.

[10] Driest E R V. On the aerodynamic heating of blunt bodies [J]. *ZAMP*, 1958, 9(5-6): 233-248.

[11] Wu Zhen, Sun Luchao, Wang Jingyang. Effects of sintering method and sintering temperature on the microstructure and properties of porous Y_2SiO_5 [J]. *Journal of Materials Science & Technology*, 2015, 31(12): 1237-1243.

[12] Lili L V. Study of engineering method of calculation of aerodynamic heating of body at hypersonic [D]. Xi'an: Northwestern Polytechnical University, 2005: 22-29. (in Chinese)

[13] Aderson J D Jr. Hypersonic and High Temperature Gas Dynamic[M]. New York: McGraw-Hill, 1989: 53-56, 152-155, 189-190, 286-288.

[14] Li Fengwei, Song Wenping, Yang Yong, et al. Introduction to Aerodynamics [M]. Xi'an: Press of NWPU, 2007: 181-189. (in Chinese)

[15] Wang Xucheng. Finite Element Method [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2003: 441-445. (in Chinese)

[16] Bian Yingui, Xu Ligong. Aerothermodynamics [M]. Hefei: Press of University of Science and Technology of China, 2011: 325-327. (in Chinese)

[17] Klein C. Infrared missile domes: heat flux and thermal shock [C]//SPIE, 1993, 1997: 150-169.

[18] Yu Huaizhi. Infrared Optical Materials[M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2007: 126-127, 139-141. (in Chinese)