

文章编号:1006-2467(2020)07-0765-06

DOI: 10.16183/j.cnki.jsjtu.2019.013

基于多层节点模型的平流层浮空器热力学分析

邓小龙, 麻震宇, 杨希祥, 朱炳杰

(国防科技大学 空天科学学院, 长沙 410073)

摘要: 基于两节点热力学模型,研究多层节点模型的平流层浮空器热特性分析方法.对美国国家航空航天局的超长航时气球的仿真结果表明:多层节点模型可给出囊体不同部位的温度分布及氦气温度随时间的变化规律;高空气球囊体顶部和底部的昼夜温差明显小于平流层飞艇内氦气的昼夜温差;高纬度飞行时的氦气温差更小,降低驻空高度可降低氦气温度.研究结果对平流层浮空器热控设计具有重要的参考价值.

关键词: 平流层浮空器;热力学特性;多层节点模型;驻空过程

中图分类号: V 411.8 **文献标志码:** A

Thermal Characteristics Analysis of a Stratospheric Aerostat Based on Multi-Layer Node Model

DENG Xiaolong, MA Zhenyu, YANG Xixiang, ZHU Bingjie

(College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: In this paper, a multi-layer node model, which is based on the two-node model, is proposed for thermal analysis of aerostats. The thermal performance simulation of a National Aeronautics and Space Administration (NASA) ultra long duration balloon suggests that the multi-layer node model can provide the distribution of different envelope parts and the development of helium temperature tendency with time. It is found that the diurnal temperature variation between top envelop and bottom envelop is smaller than that of stratospheric airships. It is also concluded that a low helium temperature difference can be reached at a high latitude position and a low helium temperature can be reached at a low altitude. The conclusions are valuable for superheat control of stratospheric aerostats.

Key words: stratospheric aerostat; thermal characteristics; multi-layer node model; station-keeping

平流层浮空器是指利用轻于空气的浮升气体产生的浮力在平流层底部进行持久驻空飞行的浮空类飞行器,主要包括平流层飞艇和高空气球,具有飞行时间长、搭载能力强、使用效费比高等优点.平流层浮空器在全天候、全天时的信息获取应用中具有显

著优势,可为对地观测、通信保障、防灾减灾、环境监测等应用需求提供重要的技术解决方案,具有巨大的军民应用前景^[1].

由于驻空高度附近的大气密度极低,采用浮升力维持驻空飞行的平流层浮空器体积通常较庞大,

收稿日期:2019-01-14

基金项目:国家自然科学基金(51605484,61903369),湖南省自然科学基金(2018JJ3587,2018JJ3590)资助项目

作者简介:邓小龙(1984-),男,湖北省荆门市人,博士生,讲师,研究方向为平流层浮空器总体设计与应用.

电话(Tel.):0731-87007150; E-mail:xiaolong.deng@outlook.com.

浮空器囊体内部气体状态的变化在较大程度上影响了浮空器的性能特征. 超热超压是平流层浮空器长期驻空所面临的一项关键问题. 驻空飞行期间, 浮空器蒙皮以及内部浮升气体的温度和压力主要受太阳辐照、大气环境等因素的影响, 对浮空器的温度和压力的控制直接关系到浮空器驻空高度保持能力的提升^[2]. 同时, 浮升气体的超热现象会导致囊体超压, 过大的超压量将会导致囊体破裂, 引发结构安全性的重要问题. 囊体材料受温度不均匀分布会产生热疲劳和局部热应力, 进而影响囊体寿命^[3]. 因此, 热特性研究是平流层浮空器实现长时驻空安全飞行的重要工作.

实际上, 热特性长期以来都是平流层浮空器的研究热点. 在热模型研究方面, 主要有零维模型、一维模型、二维模型、三维模型.

零维模型将整个浮空器等效为质点, 囊体与浮升气体视为一体. 零维模型可用于分析平流层浮空器升降过程中的平均温度变化^[4], 分析蒙皮热辐射特性对浮升气体温度的影响, 仿真分析指出太阳辐射吸收率和红外辐射发射率在昼间期间对浮升气体温度的影响明显^[5].

一维模型将整个浮空器视为上下两节点或三节点. 两节点模型研究表明, 晴天条件下飞艇内氦气昼夜间的温度差约为 51 K^[6]; 三节点模型被用于分析平流层飞艇的蒙皮和浮升气体的热特性, 内部浮升气体昼夜间温度差为 58.8 K, 上部蒙皮的昼夜间温度差为 65.8 K, 下部蒙皮的昼夜间温度差为 51.9 K^[7]. 二维模型将浮空器视为平面进行分析, 二维无限长圆柱模型被用于分析飞艇的温度变化^[8], 其中考虑了太阳辐射和红外辐射的影响, 采用经验公式计算了对流换热. 利用三维模型建立浮空器全尺寸模型, 通过大量网格划分利用有限元方法或有限体积方法进行计算. 三维模型被用于计算平流层浮空器囊体的三维稳态温度场, 研究囊体材料辐射特性和云层环境对材料和氦气温度的影响^[9], 研究太阳辐射、地球大气红外辐射和外部对流换热等环境下的内部表面辐射和对流换热^[10].

综上所述, 不同的热模型考虑了不同的热影响因素和不同的几何复杂性. 两节点模型较为简单, 可用于快速分析平均温度特征, 三维模型相对精确, 但需要大量计算分析. 本文提出基于多层节点的平流层浮空器热模型, 通过建立太阳辐射、天空地面红外辐射、对流换热等热环境, 为平流层浮空器的热特性分析提供基础.

1 热力学模型

平流层浮空器的热环境包括太阳直射辐射、天空散射辐射、地面及云层反射辐射、大气长波辐射、地面长波辐射和对流换热以及内表面之间的辐射和内表面与浮升气体之间的对流换热. 平流层浮空器热环境示意图如图 1 所示. 其中: β 为蒙皮第 i 单元的外法线方向和太阳直射光线向量的夹角; θ 为蒙皮第 i 单元外法向与水平面之间的夹角, 且法向向上为正.

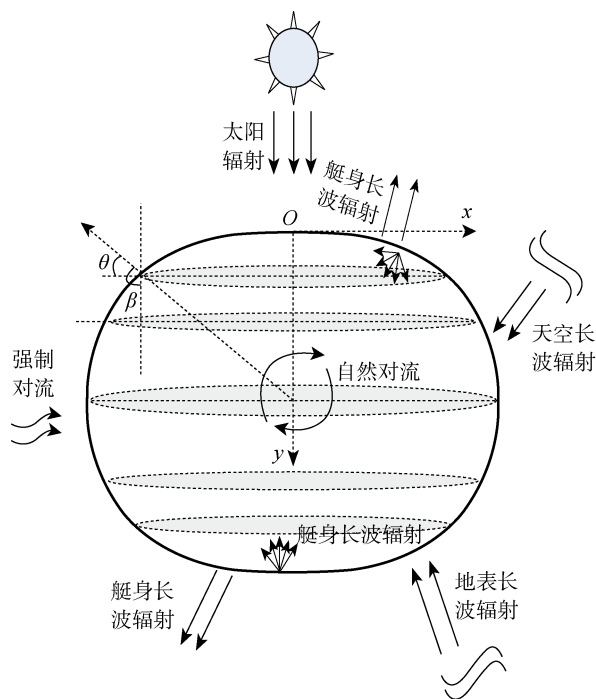


图 1 平流层浮空器热环境

Fig. 1 Thermal environment of stratospheric aerostat

选取与太阳光平行的球体直径为 y 轴, 球体沿 y 轴方向的顶点为坐标原点, x 轴位于垂直于 y 的切面内, 建立 $O-xy$ 坐标系. 现将直径均分为 N 等份, 则第 i 等份位于 y 轴的坐标为 $(2r \frac{i-1}{N}, 2r \frac{i}{N})$, 其中 r 为浮空器的最大半径值.

用位于 i 等份两端的水平面截取球体, 得到单元 i , 当 N 足够大时, 单元 i 内的蒙皮受热情况近似相同, 即热力学性质相同. 实际上, 由于太阳辐射方向与球体坐标的相对夹角, 一般各层受到不均匀辐照程度, 考虑到模型的简化及快速计算, 本文通过加权平均方法假设各层所受辐照均匀.

由于蒙皮厚度小, 忽略蒙皮单元间的热传导, 将超压球体等效为由 N 个灰体面元组成的封闭腔体.

则蒙皮第 i 单元的热平衡方程为

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{1}{m_i c_i} (Q_{DN,i} + Q_{d,i} + Q_{R,i} + Q_{IRE,i} + Q_{IRI,i} + Q_{CE,i} + Q_{CL,i}) \quad (1)$$

式中: m_i 为第 i 单元的质量; c_i 为第 i 单元的比热容; T_i 为第 i 单元的温度; $Q_{DN,i}$ 、 $Q_{d,i}$ 、 $Q_{R,i}$ 分别为第 i 单元吸收的直射、散射和反射辐射; $Q_{IRE,i}$ 和 $Q_{IRI,i}$ 分别为第 i 单元外、内表面长波辐射吸热; $Q_{CE,i}$ 和 $Q_{CL,i}$ 分别为第 i 单元的外部对流与内部对流吸热。

氦气的热平衡方程为

$$\frac{dT_{He}}{dt} = \frac{1}{m_{He} c_v} (-W - \sum_{i=1}^N Q_{CL,i}) \quad (2)$$

式中: c_v 为氦气的定容比热; W 为单位时间内气球做的膨胀功; m_{He} 为氦气质量; T_{He} 为氦气温度。

太阳直射辐射强度是指在垂直于太阳光射线的表面上,单位时间内投射到单位面积上的太阳直射辐射强度为

$$I_{DN} = I_0 \tau_{am} \quad (3)$$

式中: I_0 为大气层外的太阳辐射强度; τ_{am} 为大气透过率。

蒙皮第 i 单元吸收的太阳直射辐射为

$$Q_{DN,i} = \eta A_i I_{DN} \cos(\pi - \beta) \quad (4)$$

式中: η 为蒙皮太阳辐射吸收率; A_i 为蒙皮第 i 单元面积。当 $\beta \in (\pi/2, \pi)$ 时,表明第 i 单元在气球的上半部分。当 $\beta \in (0, \pi/2)$ 时,蒙皮第 i 单元位于浮空器下半部分,吸收的太阳直射辐射为

$$Q_{DN,i} = \gamma \eta A_i I_{DN} \cos \beta \quad (5)$$

式中: γ 为蒙皮材料的太阳辐射透射率。

蒙皮第 i 单元吸收的天空散射辐射为

$$Q_{d,i} = \eta A_i I_d (0.5 + 0.5 \sin \theta) + \gamma \eta A_i I_d (0.5 - 0.5 \sin \theta) \quad (6)$$

式中: I_d 为天空散射辐射强度。

蒙皮第 i 单元吸收的地面及云层反射辐射为

$$Q_{R,i} = \eta A_i I_R (0.5 - 0.5 \sin \theta) + \gamma \eta A_i I_R (0.5 + 0.5 \sin \theta) \quad (7)$$

式中: I_R 为地面与云层的反射辐射强度。

蒙皮第 i 单元的外表面长波辐射吸热为

$$Q_{IRE,i} = \epsilon A_i \sigma (\epsilon_{sky} T_{air}^4 - T_i^4) (1 - \varphi) + \epsilon A_i \sigma (\tau_{iw} \epsilon_g T_g^4 - T_i^4) \varphi \quad (8)$$

式中: ϵ 为蒙皮发射率; $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ 为 Stefan-Boltzmann 常数; φ 为第 i 单元与地面的角系数; T_{air} 为大气温度; T_g 为地面温度; ϵ_{sky} 为天空等效发射率; ϵ_g 为地面长波辐射发射率,取 $\epsilon_g = 0.9$; τ_{iw} 为地面长波辐射的大气透过率。且有:

$$\varphi = 1 - (0.5 + 0.5 \sin \theta)$$

$$\tau_{iw} = 1.716 - 0.5 \left[\exp\left(-0.65 \frac{p_{air}}{p_0}\right) + \exp\left(-0.095 \frac{p_{air}}{p_0}\right) \right]$$

$$\epsilon_{sky} = \left[0.48 + 0.17 \left(\frac{p_{vap}}{100} \right)^{0.22} \right] \left(\frac{p_{air}}{p_0} \right)^{0.45}$$

其中: p_{vap} 为空气中水蒸气分压力; p_0 为海平面大气压力; p_{air} 为环境大气压力。

由于浮空器视为 N 个灰表面组成的封闭腔体,内表面为漫反射,蒙皮内表面长波辐射吸热 $Q_{IRI,i}$ 为

$$Q_{IRI,i} = (J_i - G_i) A_i \quad (9)$$

式中: G_i 和 J_i 分别为第 i 单元的投射辐射力和有效辐射力,且有

$$G_i = \frac{J_i - \epsilon \sigma T_i^4}{1 - \epsilon}$$

$$J_i = \epsilon \sigma T_i^4 + (1 - \epsilon) \sum_{j=1}^N J_j \varphi_{i,j}$$

蒙皮第 i 单元内外表面吸收的对流换热为

$$\left. \begin{aligned} Q_{CE,i} &= h_{CE,i} \Delta T_{air-fil} A_i \\ Q_{CL,i} &= h_{CL,i} \Delta T_{He-fil} A_i \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中: $\Delta T_{air-fil}$ 和 ΔT_{He-fil} 分别为环境大气与蒙皮温度差、氦气与蒙皮温度差; $h_{CE,i}$ 和 $h_{CL,i}$ 分别为第 i 单元的外表面和内表面的对流换热系数,采用如下公式计算:

$$h_{CE,i}, h_{CL,i} = \frac{\lambda}{l} K$$

l 为传热面的特征尺寸,取 $l = 2r$; K 为传热系数; λ 为导热系数,取空气、氦气热导率为

$$\lambda_{air} = 0.0241 \left(\frac{T_{air}}{273.15} \right)^{0.9}$$

$$\lambda_{He} = 0.144 \left(\frac{T_{He}}{273.15} \right)^{0.7}$$

球体外表面对流的热系数为

$$K_{CE} = \begin{cases} 2 + 0.484 Re^{0.5} R_F^{-0.43} + 0.00106 Re R_F^{-1}, & Re \leq 10^4 \\ (0.484 Re^{0.5} R_F^{-0.25} + 0.00106 Re R_F^{-0.15}) \times \left(1 + \frac{Re}{20340} \right)^{0.0593}, & 10^4 < Re \leq 10^6 \\ 0.0161 Re^{0.847} R_F^{-0.17}, & 10^6 < Re \leq 10^8 \end{cases} \quad (11)$$

球体内表面对流换热系数为

$$K_{CL} = 0.021 Ra^{2/5}$$

式中: R_F 为气球的直径高度比; 瑞利数 $Ra = 10^8$; 雷诺数 $Re = \frac{\rho_{air} v_r L}{\mu}$, ρ_{air} 为空气密度, v_r 为来流速度, L 为特征尺寸, μ 为空气黏度。

2 算例结果与分析

首先,分别采用零维模型、有限元离散模型和多层节点模型,对文献[8]的飞艇热试验进行仿真计算.其中,零维模型将浮空器考虑为一个节点,有限元离散模型划分6 000个二维矩形单元,多层节点模型划分 40 个节点.计算结果表明:零维模型和多层节点模型的计算时间较为接近,均为秒量级,有限元模型计算时间达到 35 min;有限元模型与试验结果的最大误差为 1.2 ℃,多层节点模型最大误差为 2.5 ℃,零维模型最大误差达到 5.6 ℃.综合考虑计算效率和精度,多层节点模型更有优势.

在此基础上,本文对美国国家航空航天局(NASA)的超长航时超压气球(ULDB)开展了多层节点方法的浮空器热特性分析.该浮空器采用南瓜形超压囊体,其主要设计参数如表 1 所示.飞行工况为飞行时间 2018 年 6 月 21 日,最大驻空高度 31 km,经纬度为 40°N、88°E,仿真中考虑来流速度为 5 m/s.

表 1 ULDB 参数
Tab.1 Parameters of ULDB

参数	数值
浮空器直径/m	55
浮空器高度/m	33
浮空器体积/ m ³	56 790
浮空器表面积/m ²	7 500
蒙皮面密度/(kg · m ⁻²)	0.08
蒙皮吸收率	0.04
蒙皮发射率	0.22
蒙皮透射率	0.80

根据多层模型的热力学模型,设置分层为 40 层,通过 Runge-Kutta 方法对热力学模型的微分方程进行求解,仿真计算获得的浮空器内氦气平均温度 T_{ave} 、蒙皮顶部温度 T_1 、蒙皮底部温度 T_2 曲线如图 2 所示.由图 2 可知,氦气的夜间温度为 222 K,白天最高温度为 267 K,昼夜温差为 45 K;在夜间,由于地面长波辐射的影响,底部蒙皮温度为 224 K,略高于顶部蒙皮的 221 K,这与平流层飞艇的底部蒙皮和顶部蒙皮温差表现有较大的差异.文献[11]对平流层飞艇的热特性分析指出,蒙皮上下表面的夜间温度差达到了 50 K,这主要是由于平流层飞艇蒙皮材料是采用多层复合柔性织物材料,其热特性与高空气球的多聚物材料有显著区别.该结果也说

明,在平流层浮空器总体设计中,应综合考虑浮空器搭载设计要求和热特性带来的超热效应.在白天,蒙皮的最高温度为 274 K,蒙皮最大温差为 13 K,蒙皮温差也明显小于平流层飞艇的上下表面温差.蒙皮及浮空器内氦气的全天温度均高于外界环境温度,白天氦气温度大于最底端的蒙皮温度,但与底端蒙皮温度更接近.由图 2 可知,氦气在夜间的平均温度及顶部与底部蒙皮的温度均保持不变,夜间稳定温度分别为 232.2 K、224.3 K 和 243.5 K.这是因为在夜晚外界环境温度及热辐射环境保持相对稳定.

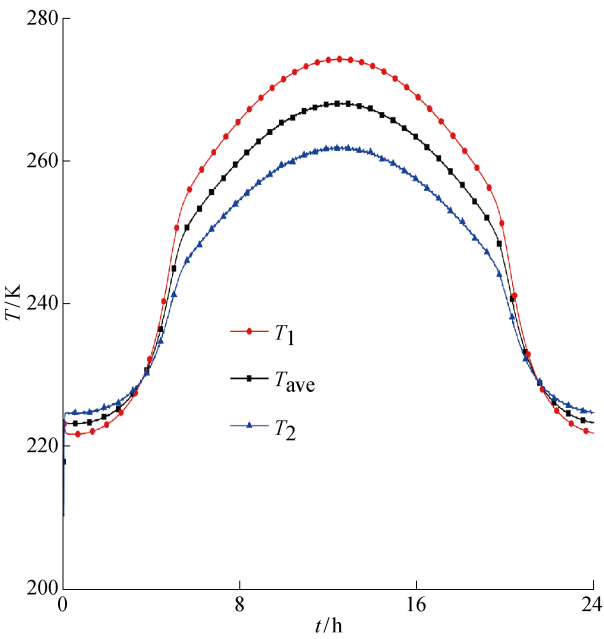


图 2 ULDB 温度曲线
Fig.2 Temperature of ULDB

基于分层模型的热力学分析方法,其本质是考虑浮空器不同部分传热方式的影响程度对实际温度分布的影响.下面研究分层数量对于热力学分析的影响.分层数量 M 为 2、10、20、40 时氦气温度的计算结果如图 3 所示.由图 3 可知,随着分层数量的增加,计算得到的氦气温度有所增加,且逐渐收敛.对于 2 层模型,此时与双节点模型类似,计算得到的氦气温度在全时段内均低于多层数模型.2 层模型的氦气最高温度为 255 K,而 40 层模型的氦气最高温度为 267 K,温差达到 13 K.因此,多层节点模型的节点划分是计算精度的重要参数.

在平流层浮空器设计及其应用中,工作高度是一个非常重要的输入条件.不同高度处的大气密度差异不仅影响浮空器的浮力,还影响浮空器的热交换环境,因此有必要分析平流层浮空器在不同驻空高度的热特性.平流层浮空器在 20 km、25 km 及 31

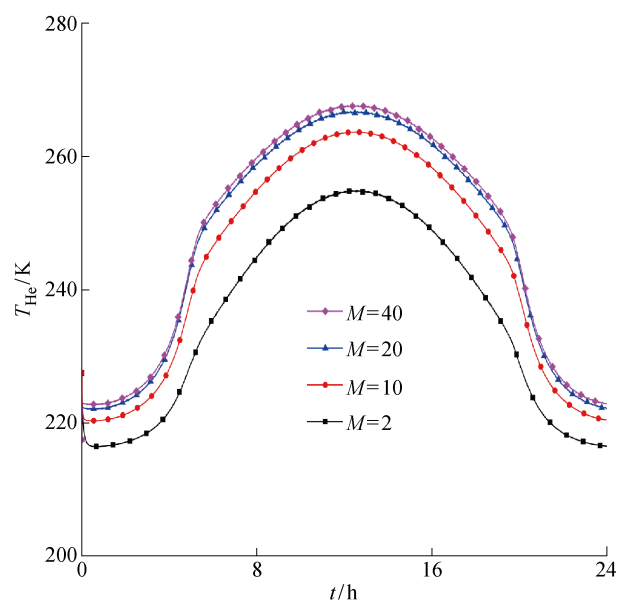


图 3 不同层数下多层模型计算的 ULDB 内的氦气温度
Fig. 3 Helium temperatures of ULDB at different layer numbers

km 驻空高度 H_{st} 上的氦气温度曲线如图 4 所示. 由图 4 可知, 驻空高度对于氦气温度有显著影响. 高度越高, 外界环境温度有所升高, 且大气密度的降低将降低对流换热能力. 相对于 31 km 处的氦气温度最高值 (267 K), 浮空器处于 25 km 和 20 km 时氦气温度的最高值分别降低为 260 K 和 250 K. 因此, 降低驻空高度可在一定程度上降低氦气温度.

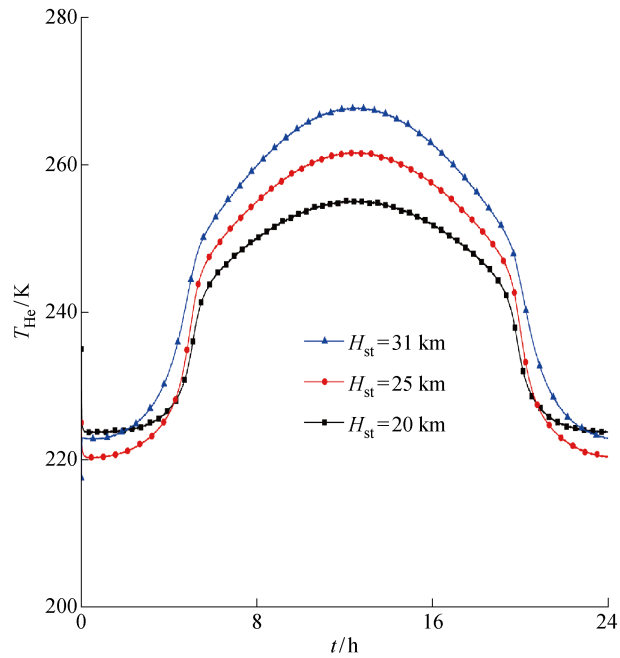


图 4 ULDB 在不同驻空高度的氦气温度
Fig. 4 Helium temperatures of ULDB at different altitudes

考虑到高空气球、平流层飞艇等平流层浮空器均需要在不同区域执行相应的任务, 有必要分析平流层浮空器在不同纬度 φ 地区的热特性影响. 平流层浮空器在低纬度至高纬度地区 (20°N 、 40°N 、 60°N 、 80°N) 的氦气温度曲线如图 5 所示. 由图 5 可知, 纬度位置对于氦气温度有着非常重要的影响. 纬度越低, 相应的氦气昼夜温差越大. 在高纬度地区, 氦气的昼夜温差仅约 6 K. 这主要是由于高纬度地区的极昼现象, 使得浮空器所处的辐照环境的昼夜差异较小. 因此, 对于工作在高纬度极地区域的平流层浮空器, 常见的超热超压问题并不突出, 所需要的抗超压能力较小.

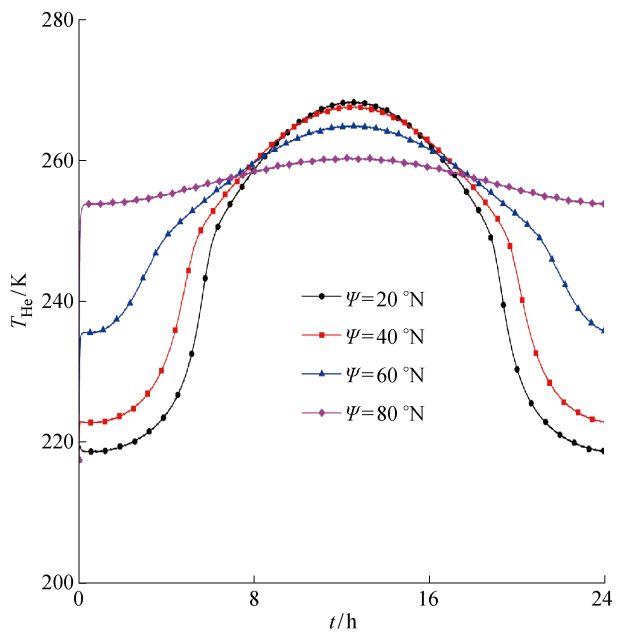


图 5 ULDB 在不同纬度的氦气温度
Fig. 5 Helium temperatures of ULDB at different latitudes

3 结论

本文基于多层节点方法对平流层浮空器驻空阶段的热力学特性开展了研究, 获得以下结论:

(1) 建立了用于平流层浮空器热特性分析的多层节点模型, 将浮空器沿竖直方向均分为多层, 考虑了太阳辐射、浮空器与天空及地面的长波辐射、蒙皮间长波辐射、蒙皮与大气对流换热、蒙皮与氦气自然对流等因素.

(2) 针对 NASA 的超长航时超压气球模型进行数值仿真, 结果表明, 浮空器存在明显的超热现象, 氦气昼夜温差达 45 K; 但与平流层飞艇相比, 超长航时超压气球的上下表面蒙皮温差不大.

(3) 分析了平流层浮空器在不同驻空高度的热特性. 结果表明, 驻空高度的变化对氦气温度作用明显, 驻空高度由 31 km 降至 20 km 时的氦气温度可减小 17 K.

(4) 分析了平流层浮空器在不同纬度地区的热特性. 结果表明, 纬度位置对氦气温度有着重要的影响. 纬度越低, 相应的氦气昼夜温差越大. 在高纬度地区, 氦气的昼夜温差仅约 6 K.

参考文献:

- [1] 宣彬彬, 王晓亮, 陈吉安, 等. 临近空间飞艇新型推进方式[J]. 上海交通大学学报, 2016, 50(8): 1316-1322.
XUAN Binbin, WANG Xiaoliang, CHEN Ji'an, *et al.* New propulsion method study of stratosphere airship[J]. *Journal of Shanghai Jiao Tong University*, 2016, 50(8): 1316-1322.
- [2] 刘婷婷, 麻震宇, 杨希祥, 等. 太阳能电池对平流层飞艇热特性的影响分析[J]. 宇航学报, 2018, 39(1): 35-42.
LIU Tingting, MA Zhenyu, YANG Xixiang, *et al.* Influence of solar cells on thermal characteristics of stratospheric airship [J]. *Journal of Astronautics*, 2018, 39(1): 35-42.
- [3] ZHANG Y, LIU D X. Influences of initial launch conditions on flight performance of high altitude balloon ascending process [J]. *Advances in Space Research*, 2015, 56(4): 605-618.
- [4] SHI H, SONG B Y, YAO Q P, *et al.* Thermal performance of stratospheric airships during ascent and descent[J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2009, 23(4): 816-821.
- [5] 刘东旭, 杨永强, 吕明云, 等. 蒙皮热辐射特性对平流层浮空器氦气温度影响[J]. 北京航空航天大学学报, 2010, 36(7): 836-840.

LIU Dongxu, YANG Yongqiang, LÜ Mingyun, *et al.* Effect of envelop thermal radiative properties on the stratospheric super-pressure LTA vehicle helium temperature[J]. *Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics*, 2010, 36(7): 836-840.

- [6] STEFAN K. Thermal effects on a high altitude airship [DB/OL]. (2012-08-17) [2018-12-12]. <https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/6.1983-1984>.
- [7] 张贺磊, 方贤德, 戴秋敏. 临近空间飞艇内部自然对流换热计算研究[J]. 宇航学报, 2016, 37(7): 879-886.
ZHANG Helei, FANG Xiande, DAI Qiumin. Investigation on internal natural convection of stratospheric airship[J]. *Journal of Astronautics*, 2016, 37(7): 879-886.
- [8] HARADA K, EGUCHI K, SANO M, *et al.* Experimental study of thermal modeling for stratospheric platform airship [DB/OL]. (2012-06-21) [2018-12-12]. <https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/6.2003-6833>.
- [9] DAI Q M, FANG X D, LI X J, *et al.* Performance simulation of high altitude scientific balloons [J]. *Advances in Space Research*, 2012, 49(6): 1045-1052.
- [10] 徐向华, 程雪涛, 梁新刚. 平流层浮空器的热数值分析[J]. 清华大学学报(自然科学版), 2009, 49(11): 1848-1851.
XU Xianghua, CHENG Xuetao, LIANG Xingang. Thermal analysis of a stratospheric airship[J]. *Journal of Tsinghua University (Science and Technology)*, 2009, 49(11): 1848-1851.
- [11] WU J T, FANG X D, WANG Z G, *et al.* Thermal modeling of stratospheric airships [J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2015, 75: 26-37.

(本文编辑:石易文)