

对流层平流层往返式平漂探空气球系统的动力热力过程

理论分析与数值试验*

柳士俊¹, 杨荣康², 曹晓钟², 郭启云², 程凯琪³, 湛志鹏⁴, 王金成⁵

1 中国气象局气象干部培训学院, 北京 100081

2 中国气象局气象探测中心, 北京 100081

3 河南省气象服务中心, 郑州 450003

4 中国化工株洲橡胶研究设计院有限公司, 湖南株洲 412003

5 国家气象中心, 北京 100081

摘要 往返式平漂探空观测是我国正在研究实施的一种新型探空观测方式, 可有效提高观测效率和经济效益, 对克服常规探空观测缺陷、改善数值预报质量具有重要的意义。本文针对平漂探空上升和平漂阶段的热力、动力过程特点及其主要影响因子, 构建了平漂探空系统的热动力理论模型, 并结合实际观测试验进一步分析验证了理论模型的可靠性。研究结果对往返平漂式探空系统的设计和完善具有重要的理论支撑和实用价值。

关键词 临近空间; 拓展大气模型; 探空气球动力热力模型; 太阳辐射模型

文章编号 2020252B

中图分类号 p412.2

文献标识码 A

doi:10.3878/j.issn.1006-9895.2110.20000

The analysis and numerical experiment of horizontal drift Round-trip Sounding Balloon dynamic and thermal process in the adjacent space*

LIU Shi-Jun¹, YANG Rong-Kang², CAO Xiao-Zhong², GUO Qi-Yun², CHENG Kai-Qi³, SHEN Zhi-Peng⁴, WANG Jin-Cheng⁵

1 China Meteorological Administration Training Centre, Beijing 100081, China

2 Meteorological Observation Center, China Meteorological Administration, Beijing 100081, China

3 Henan Meteorological Service Center, Zhengzhou 450003, China

4 China Chemical Zhuzhou Rubber Research and Design Institute Co., Ltd, hunan Zhuzhou 412003, China

5 National Weather Service, Beijing 100081, China

Abstract The round-trip horizontal drift observation is a new type of observation method being studied and implemented in China. It can effectively improve the observation efficiency and economic benefits, and is of great significance to overcome the defects of conventional radiosonde observation and improve the quality of numerical prediction. In this paper, according to the characteristics of thermal and dynamic processes and their

*收稿日期 2020-12-27; 网络预出版日期

作者简介 柳士俊, 男, 1964年生, 1986年毕业于中国海洋大学, 教授, 主要从事大气科学的研究. E-mail: lsj8848@163.com

通讯作者 杨荣康, E-mail: yrkaoc@cma.gov.cn

资助项目 国家科技重大专项 2018YFC1506201, 2018YFC1506204

Funded by National Science and Technology Major Project (Grants 2018YFC1506201, 2018YFC1506204)

main influencing factors in the rising and horizontal drift stages of sounding, a theoretical model of thermodynamic of horizontal drift on sounding system is established, and the reliability of the theoretical model is further analyzed and verified by combining with the actual observation test. The research results have important theoretical support and practical value for the design and improvement of the round-trip drift sounding system.

Key words Adjacent space, Extended atmospheric model, Dynamic thermal model of air sounding balloon, Solar radiation model

1 引言

研究表明,高空气象要素的精确探测可以提高天气预报的准确度 (Stephen et al.,2013),探空加密可显著提高数值天气预报技巧(Ratnam et al.,2014)。作为高空气象要素探测的重要手段之一的无线探空仪,以其经济性和操作方便等优势仍被普遍应用于全球气象探空观测中,例如我国 120 个探空站每天的常规高空探测,就是全部采用无线探空仪实施高空探测。曹晓钟等(2019)提出的往返平漂式探空系统,系统主要由外球、内球和降落伞以及地面接收机组成,外球为上升阶段提供合适速度,内球为平漂阶段提供合适的平漂高度,降落伞为下降阶段提供合适的速度。载荷主要包括分离器机构和探空仪,分离器机构起分离外球和降落伞的作用,系统主要实现“上升段-平漂段-下降段”三个阶段时间和空间上的加密观测;较之于 L 波段探空系统,往返式平漂探空系统在探空能力和效益方面有了明显的提升,为了进一步提高此系统的性能,服务于上升速度和平流层平漂高度的估算,保证在预设高度“精准的”平漂,需要对气球的动力特性和热特性进行准确预测,建立准确的基于太阳辐射模型基础上的上升和平漂过程的热力动力耦合模型。在气球升空和平漂过程中,球内外大气压力、温度及密度等参数随飞行高度不断发生变化。此外,由于地理位置、季节和时刻的变化,太阳辐射及地面长波辐射强度也不同(刘大海等,2006;齐月等,2015;马金玉等,2011;罗福山等,2004);气球升速、地表温压参数的不同等因素也会影响气球与外界的热量交换。如何根据太阳辐射大小与日地距离、公转轨道时间角、太阳高度角等天文数据的关系得到一个普适的探空气球运行的热力动力理论是本文的研究目标。国内外对于气球漂浮的热力学性质研究较多 (Farley et al.,2005;程雪涛等,2010)。尽管实验上发现了实测数据与现有理论的差异,但是对气球本身上升过程中的研究还是基于经典的等举力假设(杨小民等,2014;卢雪琴等,2017;沈晔等,2019;孙学金等,2009),不能满足往返式平漂探空气球系统对于精密平漂控制的需求。为此,本文重点解决了探空气球上升和平漂过程的动力热力理论问题,研究探空气球基于浮力的动力过程受到的多种因素影响的物理机制和控制技术,重点研究并解决以下几个问题:

在动力方面,基于对高空气球大气环境物理机制的分析,首先对国际标准大气进行了理论扩充,

由一维扩展到三维，使之适应不同下垫面的分布。其次是建立探空气球上升和平漂过程的热力与动力相耦合的理论，并且在理论上证明了平漂运动的存在性和稳定性。在热力方面，重点研究并解决以下几个问题：分析地理位置、季节和时刻的变化与天文数据之间的数据关系，依此建立短波辐射和长波辐射的模型；根据热力学第一定律，分析气球的外部变量和内部物理的变化机制，建立包含辐射和内外湍流交换和分子热传导机制的质点热力模型；最后，发展一套动力与热力耦合的数值算法，实现在不同的地理位置，不同的季节和时刻，用相同的算法解决按预置的速度、预置的高度施放气球的控制目标。

2 理论基础与方法

目前已有的净举力理论公式由于推导假设的缺陷，在实际应用中误差较大。在实际业务中调整净举力的方法往往基于经验，缺乏理论指导，而且调整参数随时间地点而变化，不易于推广(杨小民等, 2014)。卢雪琴等(2017)研究发现在相同的升速和天气现象下，净举力的经验值却随经纬度和海拔高度的不同而变化。沈晔等(2019)提出采用修正系数对现有理论值做适当调整，然而其采用的理论升速公式却是传统的公式(孙学金等, 2009)，不能正确反映在高度达到一定阈值后，升速不增反降的观测事实。

为了解决上述实际业务中急需解决的问题，在动力理论方面，本文对气球的上升和平漂过程进行了理论分析，主要考虑三个方面：高空大气模型拓展、气球平漂动力方程和辐射加热过程。在辐射加热过程里，根据热力学第一定律，建立气球热力学模型。气球热力学模型其中的热源部分主要有短波辐射热源、长波辐射热源和对流交换换热三大部分，具体细节将在下面叙述。

2.1 高空大气模型拓展

探空仪上升路径的环境大气状态是非常复杂的，为了描述环境大气的状态，一般采用标准大气模式，如美国标准大气(NASA,1976)：

$$T(z) = \begin{cases} T_0 + k_1 z, z \in (0\text{km}, 11\text{km}), \\ 216.65, z \in (11\text{km}, 20\text{km}), \\ 196.65 + k_3 z, z \in (20\text{km}, 32\text{km}) \end{cases}, \quad (1)$$

上式给出了标准大气中对流层和平流层的温度廓线结构， $k_1 = -6.5 \times 10^{-3} \text{K/m}$ ， $k_3 = 1 \times 10^{-3} \text{K/m}$ ， z 为海拔高度，单位为 m 。标准大气模型规定所有零海拔面 $z=0$ 上温度都是一样的，即 $T_0 = 288.15 \text{K}$ 。由此，根据静力关系和气体状态方程，容易进一步得到大气压力分布和密度分布。考虑到相对湿度对空气密度的影响只有 0.1% (沈晔等, 2019; 冒晓莉等, 2016)。故本文暂不考虑湿度的因素。

(1) 式得到的大气分布模型只能反映大气沿垂直方向的一维分布和变化，为了拓展模型使之能够进一步满足大气参数分布随经纬度位置而变化的水平分布。为此，按如下方案扩充标准大气模型：

设测站温度 (K)、压力(Pa)、密度(Kg/m³)、海拔高度分别为 T_s, p_s, ρ_s, z_s ，将其映射到零海拔面 $z_{0s} = 0$ 上，可得相关映射量，如 $T_{0s} = T_s - k_1 z_s$ ，类似可得到：

$$T_{\text{air}}(x, y, z) = \begin{cases} T_{0s1}(x, y) + k_1 z, & z \in (0\text{km}, 11\text{km}), \\ T_{0s2}(x, y), & z \in (11\text{km}, 20\text{km}), \\ T_{0s3}(x, y) + k_3 z, & z \in (20\text{km}, 32\text{km}) \end{cases} \quad (2)$$

式中， $T_{0s1} = T_s - k_1 z_s$ ， $T_{0s2} = T_s + k_1 h_{11} - k_1 z_s$ ， $T_{0s3} = T_s + k_1 h_{11} - k_1 z_s - k_3 h_{20}$ ， $h_{11} = 11\text{km}$ 为对流层顶高度。 $h_{20} = 20\text{km}$ 为平流层中等温部分的上限高度。与(1)式对比，自变量除了海拔高度 z 变量外，还增加了表征测站经纬度坐标的 x, y 变量，它的信息隐含在 T_{0s1} ， T_{0s2} ， T_{0s3} 中。于是将标准大气模式扩充到三维形式，使之包含有不同下垫面的地表面温度信息。比较 (1) 式与 (2) 式可见，在地面上，(2) 式等于实测值，(1) 式为固定值 288.15 K，显然，在地面附近，(2) 式更符合实际。

这点在业务实践中非常重要，要使气球规定的速度上升到预置高度，需要根据后面 2.2 节、2.3 节的模型在地面精确设置充气量，而这个充气量又依赖于地表压力与温度。这个值各地都不同，这个差异在标准模型(1)中无法解决，只有采用上述的拓展模型才能得以解决。进一步，可由压高公式 $p = p_s \exp\left(-\int_{z_s}^z \frac{g}{RT} dz\right)$ 的压力分布，状态方程 $p = \rho RT$ 得密度分布，具体如下：

$$p_{\text{air}}(x, y, z) = \begin{cases} p_s \left(\frac{T_{\text{air}}}{T_s}\right)^{-\frac{g}{k_1 R}}, & z \in (0\text{km}, 11\text{km}), \\ P_{11} \exp\left(-\frac{g(z-h_{11})}{RT_{11}}\right), & z \in (11\text{km}, 20\text{km}), \\ P_{20} \left(\frac{T_{\text{air}}}{T_{20}}\right)^{-\frac{g}{k_3 R}}, & z \in (20\text{km}, 32\text{km}) \end{cases} \quad (3)$$

$$\rho_{\text{air}}(x, y, z) = \begin{cases} \rho_s \left(\frac{T_{\text{air}}}{T_s}\right)^{-\frac{g}{k_1 R}-1}, & z \in (0\text{km}, 11\text{km}), \\ \rho_{11} \exp\left(-\frac{g(z-h_{11})}{RT_{11}}\right), & z \in (11\text{km}, 20\text{km}), \\ \rho_{20} \left(\frac{T_{\text{air}}}{T_{20}}\right)^{-\frac{g}{k_3 R}-1}, & z \in (20\text{km}, 32\text{km}) \end{cases} \quad (4)$$

其中 $R = 287.05$ 为大气比气体常数， $g = 9.80665\text{m/s}^2$ 为重力加速度。以及 $P_{11} = p_s \left(\frac{T_{11}}{T_s}\right)^{-\frac{g}{k_1 R}}$ ， $P_{20} = P_{11} \exp\left(-\frac{g(h_{20}-h_{11})}{RT_{11}}\right)$ ， $T_{11} = T_{20} = T_{0s1} + k_1 h_{11}$ ， $\rho_s = \frac{p_s}{RT_s}$ ， $\rho_{11} = \rho_s \left(\frac{T_{11}}{T_s}\right)^{-\frac{g}{k_1 R}-1}$ ， $\rho_{20} = \rho_{11} \exp\left(-\frac{g(h_{20}-h_{11})}{RT_{11}}\right)$ 。

由上面分析可见，扩充后的大气模型既考虑了垂直分布，也考虑了水平经纬度分布，将大气模型由一维结构拓展到三维结构，测站的温度压力数据差异体现了不同下垫面和不同海拔的水平分布的影响。扩充的模型考虑了实际业务中发现的天气现象和气球升速相同情况下，不同地理位置气象台净举力的经验值不同的问题，并给予了处理方法。以往此问题都是凭经验加以解决，现可根据

本文的方法直接计算得出相关控制量，对施放气球过程加以精确操控。为了简明起见，下述有关物理量采用大气科学的通常的单位，如质量为 kg，距离为 m，导出单位按定义自然得出，不再赘述。

2.2 气球平漂动力方程

目前理论上，在假设探空气球上升过程中球内外气压和温度保持相等的条件下，可以得到升速是准匀速的结果，具体的气球升速公式如下(孙学金等，2009)：

$$W = \frac{1}{\sqrt{k}} \sqrt[3]{\frac{0.931\pi g}{6}} \rho^{-1/6} \frac{\sqrt{A}}{\sqrt[3]{A+B}} \quad (5)$$

其中，W 为气球理论升速， ρ 为空气密度，A 为净举力，B 为球皮及附加物重量，k 为空气阻力系数，g 为重力加速度。由于上式中速度与密度的负六分之一方成比例，因而实际计算的速度随高度略有增加，这也是准匀速的含义所在。公式（5）在对流层内与实际速度的误差在 10%左右，进入到平流层后误差明显加大。在业务上，为了操作方便，设计了各类编表方案，即对不同的气压、温度编制标准密度升速查算表；也可对不同的气球重量、附载物总重、标准密度，编制净举力查算表(谢国梁,1988)。实际观测表明，进入平流层后速度随高度降低。由于平漂系统的工作区间在平流层，因此(5)式必须加以重新分析修改。

实际观测到气球上升速度并非如（5）式所述，由于上述公式推导过程中假定了上升过程中球内外气压和温度保持相等，这个假设明显不符合实际，球内外压差由于球表面张力的原因，约有几百帕的压力差，考虑到其引起的升速误差不超过 1%（张霭琛. 2000, p242），后面计算将这个压力差将取固定值 1000Pa，以简化计算。尤其是球内外温度的差异，实测表明白天最大可相差 40℃左右，因此观测到球上升过程既不是匀速的，也不是一直增速的，为使理论升速与实际观测一致，需抛弃上升过程中球内外气压和温度保持相等的假设，进一步考虑气球上升过程中的各种环境因素如辐射加热，球内外压差，球内外温差等的影响。

假设探空仪系统表观质量为 $M_b = m_0 + m_1 + m_2$ ，包括内球皮质量 m_1 、外球皮质量 m_2 及负载质量 m_0 ，负载质量 m_0 包括探空仪、分离器和降落伞的质量。考虑球上升过程的夹卷效应，引入附加质量(吴望一, 1983)： $M_{add} = \frac{1}{2} \rho_{air} Vol_{gas}$ ，以及考虑到球内气体质量 $M_{gas} = \rho_{gas} Vol_{gas}$ ，式中下标 air 表示环境空气的变量，下标 gas 表示球内气体的变量，以下同。 $Vol_{gas} = \frac{1}{6} \pi D^3$ 表示球的体积，D 为气球等效直径。于是得到系统总质量 $M = M_b + M_{add} + M_{gas}$ 。

又设环境风场为 $\mathbf{V}_{air}$ ，气球相对速度矢量为 $\mathbf{V}_A$ ，则气球绝对速度矢量为 $\mathbf{V} = \mathbf{V}_{air} + \mathbf{V}_A$ ，这里，绝对速度矢量 $\mathbf{V}$ 表示气球相对于地球坐标系的速度，相对速度矢量为 $\mathbf{V}_A$ 表示气球相对大气流体的速度。系统所受重力为 $\mathbf{B}$ ，总举力为 $\mathbf{E}$ ，净举力为 $\mathbf{A} = \mathbf{E} + \mathbf{B}$ ，阻力为 $\mathbf{F}$ 。于是动力方程如下：

$$\mathbf{M} \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{E} + \mathbf{B} + \mathbf{F} \quad (6)$$

假设 $\alpha = \frac{p_{\text{gas}} - p_{\text{air}}}{p_{\text{air}}}$ 为超压系数, $\lambda = \frac{T_{\text{gas}} - T_{\text{air}}}{T_{\text{air}}}$ 为超温系数, 实测表明, 除开始充气阶段外, α 值一直很小, 约在 0.01 左右, 可假定为 0.01(冯翰祺等, 2017)。温度差值变化范围在 40 °C 左右, 不能假定为常数, 引起它变化的主要原因是太阳辐射、地面长波辐射和对流传导, 具体数值需要根据热力过程做具体计算。

根据状态方程 $p = \rho RT$, 得到

$$\rho_{\text{air}} = (1 + \delta)\rho_{\text{gas}} \quad (7)$$

其中

$$\delta(z) = \left(\frac{1+\lambda}{1+\alpha} \frac{\bar{M}_{\text{air}}}{\bar{M}_{\text{gas}}} - 1 \right) \quad (8)$$

称为超温超压系数, $\bar{M}_{\text{air}}$ 为空气摩尔质量, $\bar{M}_{\text{gas}}$ 为球内氢气摩尔质量。

于是得到总举力:

$$\mathbf{E} = -\delta M_{\text{gas}} \mathbf{g} \quad (9)$$

负载重力:

$$\mathbf{B} = M_{\text{b}} \mathbf{g} \quad (10)$$

净举力:

$$\mathbf{A} = \mathbf{E} + \mathbf{B} = (-\delta M_{\text{gas}} + M_{\text{b}}) \mathbf{g} = -M_{\text{a}} \mathbf{g} \quad (11)$$

其中, M_{a} 为净举力对应的等效质量, $\mathbf{A}$ 或 M_{a} 是一个随高度变化的量。

根据(7)式及 M_{add} 的定义, 容易将 M_{add} 表示为 M_{gas} 的函数, 最后得到总质量:

$$M = M_{\text{b}} + \frac{3+\delta}{2} M_{\text{gas}} \quad (12)$$

式中 M_{gas} 为球内气体质量

$$M_{\text{gas}} = \rho_{\text{gas}} \text{Vol}_{\text{gas}} = \frac{1}{6} \rho_{\text{gas}} \pi D^3 \quad (13)$$

阻力的计算分两种情况, 一种是在大升速(大雷诺数)的时候是平方阻力(吴望一, 1983)

$$\mathbf{F} = -\frac{1}{2} C_{\text{D}} \rho_{\text{air}} S \mathbf{V}_{\text{A}} \mathbf{V}_{\text{A}} = -\frac{1}{8} \pi D^2 C_{\text{D}} \rho_{\text{air}} \mathbf{V}_{\text{A}} \mathbf{V}_{\text{A}} \quad (14)$$

另一种是在小升速(小雷诺数)的时候是斯托克斯阻力(吴望一, 1983)

$$\mathbf{F} = -3\pi\eta D' \mathbf{V}_{\text{A}} \quad (15)$$

为简单起见, 只考虑球的垂直运动, 并且假定背景风速为零的条件下, 地面升空时速度为 400-600 m/min, 不满足小雷诺数条件, 故采用平方阻力, (6)式可简化为

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\delta M_{\text{gas}} - M_{\text{b}}}{M} g - \frac{\kappa}{M} w^2 \quad (16)$$

式中, 负号表示净力向下, $\kappa = \frac{1}{8} \pi D^2 C_{\text{D}} \rho_{\text{air}}$, C_{D} 为阻力系数。空气阻力系数是雷诺数 Re 的函

数,受大气状态影响很大,很难得出定量值。由于无法确定空气阻力系数,计算过程中取常数值 0.4 (沈晔等,2019)。由静举力公式(11)可见,由于 $\delta(z)$ 不是常量,因而静举力也不是常量,气球不可能做匀速运动。

2.3 辐射加热过程与气球热力学模型

探空仪上升和平漂过程中,除了大气环境的变化会导致环境温压的变化外,还受到热力过程的影响,主要过程有太阳短波辐射,散射和地面反射;地面、大气和球体的长波辐射;以及气球与环境大气之间、气球内部之间的热对流交换。气球上升的过程是动力过程和热力过程的耦合过程,热力过程主要体现在超温超压系数 $\delta(z)$,它综合反映了气球内外温度和压力的差异,以及热力过程与动力过程的耦合。

由于浮力取决于外部环境大气与浮力气体的相关参数差异,根据 2.2 的(9)式,需要解决环境大气与浮力气体的温度之差,即求出超温超压系数 $\delta(z)$ 。气球的热力过程在数学上是一组偏微分方程,然而由于气球体积不大,考虑到实际工程的需要,只需解决整体升力的问题,并不需要了解球皮上每一片的温度差异。因此做以下简化,不考虑气球内部温度的不均匀性,只考虑其平均温度,但是对其体积和表面积按整体而不按质点处理;同时,为了解决对流换热的过程,又要区别不同部分的差异而不能看成一个质点,要看成三个热质点:即环境大气体、球皮与浮力气体,以描述其热力交换过程。这个看似矛盾的要求,需要建立一个同时满足环境大气、球皮与浮力气体的三质点热力模型,结果将得到如下的一组常微分方程。以下不加说明,所说的温度都是指的热质点的平均等效温度。

一般地,考虑有限体积的气体,其平均温度的变化应该满足热力学第一定律,于是有:

$$c_v \frac{dT}{dt} + p \frac{d\alpha}{dt} = \frac{Q}{M} \quad (17)$$

其中 Q 是热源,表示单位时间吸收的热量, M 为气体质量, c_v 为气体比热容, T 与 p 分别为气体的温度和压力, $\alpha = \frac{1}{\rho}$, ρ 为气体密度。

进一步考虑球内浮力气体为氢气的情形,热量来自球内氢气的自然对流而交换的热量 Q_{Cl} , (17) 式可化为:

$$\frac{dT_{gas}}{dt} = \frac{Q_{Cl}}{c_v M_{gas}} + (\gamma - 1) T_{gas} \left(\frac{1}{M_{gas}} \frac{dM_{gas}}{dt} - \frac{3}{D_{gas}} \frac{dD_{gas}}{dt} \right) \quad (18)$$

式中下标 gas 表示浮力气体,即氢气, T_{gas} 为氢气平均温度, D 为气球等效直径, c_p 为氢气等压比热容, c_v 为氢气等容比热容, M_{gas} 为氢气质量。还用到了 $\frac{c_p}{c_v} = \gamma$, $c_p - c_v = R$, $\alpha = \frac{1}{\rho}$, $M_{gas} = \frac{1}{6} \rho_{gas} \pi D^3$, $p_{gas} = \rho_{gas} R T_{gas}$ 。

同理，对于气球球皮平均温度的变化率同样满足(17)：

$$\frac{dT_{ball}}{dt} = \frac{Q_D + Q_S + Q_R + Q_{IRG} + Q_{CE} - Q_{CI} - Q_{IRF}}{C_{vball} M_{ball}} \quad (19)$$

式中下标 $ball$ 表示球皮 T_{ball} ， C_{vball} ， M_{ball} 分别为球皮的温度、比热容和质量。球皮吸收的热量 Q_{CE} 为外部对流获得热量， Q_{CI} 为内部对流失去的热量，均包含自然对流与强制对流两部分。 Q_D 为接收太阳直接辐射吸收的热量； Q_S 为接收大气散射辐射吸收的热量； Q_R 为地球和云层的反照辐射吸收的热量，包含地面反照与云层反照两部分； Q_{IRG} 为地球和大气的红外辐射吸收的热量，也包含地球与大气两部分红外吸收； Q_{IRF} 为球皮红外辐射失去的热量。

理论上，只要解决方程(18)(19)就可以得到超温超压系数 $\delta(z)$ ，其中(18)式中的浮力气体相关参数的变化可根据 (7) (13) 式等转换成环境大气的参数变化，而环境大气的参数变化可由前述的 2.1 节的拓展标准大气模型得到。

(19)式中的 Q_D ， Q_S ， Q_R ， Q_{IRG} ， Q_{CE} ， Q_{CI} ， Q_{IRF} 以及(18)中的 Q_{CI} 由下面的模型得出。其余热力参数可以查相关手册(沈晔等, 2019)。

2.4 太阳辐射模型

太阳辐射模型可分为太阳直射辐射模型、天空散射辐射模型和地面反射辐射模型。本小节及 2.5、2.6 小节中相关角度单位都是弧度，辐射强度单位为 W/m^2 ，热量单位为焦耳，除非特别说明。

2.4.1 天顶太阳辐射强度

在大气层顶的太阳辐射值可以用太阳辐射常数 I_0 来描述，由于太阳公转轨道是椭圆，因此一年四季的大气层顶部的太阳辐射值需要用地球轨道偏心率进行调制，于是大气层外边界处的太阳辐射强度(盛裴轩等, 2005)可以写成下式：

$$I_{SUN} = I_0 \left(\frac{1+e \cos \zeta}{1-e^2} \right)^2 \quad (20)$$

式中 I_0 为太阳辐射常数， $I_0=1367 W/m^2$ ， $e=0.016708$ 为地球轨道偏心率， ζ 为真实公转轨道时间角，可用下式计算：

$$\zeta = \omega + 0.0334 \sin \omega + 3.49 \times 10^{-4} \sin(2\omega) \quad (21)$$

式中 ω 为平均公转轨道时间角， $\omega = \frac{2(n-1)\pi}{365}$ ， n 为天数，1 月 1 日对应 $n=1$ 。

2.4.2 高度 z 处太阳直射辐射强度

太阳辐射进入大气层后，由于大气的吸收以及各种大气粒子的散射作用，因而随高度逐渐衰减，高度 z 处太阳直射辐射强度 I_D 将是天顶处的辐射值与衰减因子的乘积(Farley, 2005)：

$$I_D = I_{SUN} \tau_{atm}(z, \theta) \quad (22)$$

$$\tau_{atm}(z, \theta) = \frac{1}{2} [e^{-0.65am} + e^{-0.95am}] \quad (23)$$

空气的相对质量 am 计算公式为(Kasten, 1965):

$$am = (p/p_0) \left[\sin \bar{\theta} + 0.15(3.885 + \bar{\theta})^{-1.253} \right]^{-1} \quad (24)$$

其中 p 为气压, $p_0 = 101325 Pa$, $\bar{\theta} = \frac{\pi}{2} - \theta$ 为太阳高度角, θ 为天顶角, 可由下式计算(谢国梁, 1988):

$$\cos \theta = \sin \bar{\theta} = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \left(h \frac{\pi}{180} \right) \quad (25)$$

ϕ 为测站纬度, δ 为太阳赤纬, 其值按下式计算(盛裴轩等, 2005):

$$\begin{aligned} \delta = & 0.006894 - 0.399512 \cos \omega + 0.072075 \sin \omega - 0.006799 \cos(2\omega) \\ & + 0.000896 \sin(2\omega) - 0.002689 \cos(3\omega) + 0.001516 \sin(3\omega) \end{aligned} \quad (26)$$

h 为自转时间角(程雪涛等, 2010), 单位为度:

$$h = 15T_{BJ} + \lambda - 300 + \frac{180}{\pi} \eta \quad (27)$$

式中, T_{BJ} 为北京时间, 单位为小时, λ 为测站经度, 单位为度, η 为时差, 单位为弧度。

$$\begin{aligned} \eta = & 0.000043 + 0.002061 \cos \omega - 0.032040 \sin \omega \\ & - 0.014974 \cos(2\omega) - 0.040685 \sin(2\omega) \end{aligned} \quad (28)$$

接收太阳直接辐射吸收的热量 Q_D 为

$$Q_D = \alpha A_{PRJ} I_D [1 + \tau(1 + r_e)] \quad (29)$$

式中, $\alpha=0.053$ 和 $\tau=0.606$ 分别为球皮材料对太阳光的吸收率和透射率; 收率和透射率的测量参考基准短波波长为 $0.483 \mu m$, 对应 $6000 K$ 的太阳温度的短波辐射。反射率 $r = 1 - \alpha - \tau = 0.341$, 有效反射率 $r_e = r + r^2 + r^3 + r^4 + \dots$, 此处考虑了辐射在球皮内部的多次反射过程。 A_{PRJ} 为对气球的照射投影面积, 对球形气囊有 $A_{PRJ} = \frac{1}{4} \pi D^2$, D 为气球的等效直径, 单位为 m 。可见, Q_D 随日期、时刻、经纬度、高度等时空数据而变化。

2.4.3 高度 z 处散射辐射强度

$$I_S = \kappa I_D \quad (30)$$

式中, κ 为大气散射经验系数, 取 0.1 。于是, 接收大气散射辐射吸收的热量 Q_S

$$Q_S = \alpha A_{surf} I_S [1 + \tau(1 + r_e)] \quad (31)$$

式中, $A_{surf} = \pi D^2$ 为气球囊体的外露面积。

2.4.4 高度 z 处地面反射辐射强度

$$I_R = \gamma I_{D0}$$

$$Q_R = \alpha A_{surf} I_R \eta [1 + \tau(1 + r_e)] \quad (32)$$

式中, γ 为地面平均反照率, 取 0.3; $I_{D0} = I_{SUN} \tau_{atm}(0, \theta)$ 为地表处的直接太阳辐射强度;
 $\eta = \frac{(1 - \cos(\sin^{-1} \frac{R}{R+z}))}{2}$ 为气球表面对地球表面的等效系数(Farley, 2005), z 为海拔高度, R 为地球半径。

2.5 红外长波辐射模型

2.5.1 地面长波辐射

$$I_{IRG} = \varepsilon_G \sigma T_G^4 \tau_{atmIRG}(Z, \theta) \quad (33)$$

T_G 为地温。 ε_G 为地面平均发射率, 取 0.95, $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ 为斯特潘 波尔茨曼常数, τ_{atmIRG} 为大气对地面红外辐射的透射率(Farley, 2005)。

$$\tau_{atmIRG}(Z, \theta) = 1.716 - \frac{1}{2} \left[e^{-0.65 \frac{P}{P_0}} + e^{-0.95 \frac{P}{P_0}} \right] \quad (34)$$

P 为海拔高度为 z 处的气压, P_0 为地面气压, 单位为 Pa。 Z, θ 意义同 2.4.2 节。

球皮吸收地面长波辐射的热量为

$$Q_{IRG} = \alpha_{IR} I_{IRG} A_{surf} \eta [1 + \tau_{IRe}(1 + r_{IRe})] \quad (35)$$

式中, $\alpha_{IR} = 0.782$ 和 $\tau_{IR} = 0.02$ 分别为蒙皮材料对红外辐射的吸收率和透射率; 吸收率和透射率的测量参考基准长波波长为 $9.659 \mu m$, 对应 300 K 的地表平均温度的长波辐射。反射率为 $r_{IR} = 1 - \alpha_{IR} - \tau_{IR} = 0.198$, 有效反射率 $r_{IRe} = r_{IR} + r_{IR}^2 + r_{IR}^3 + r_{IR}^4 + \dots$ 。

2.5.2 球皮长波辐射

球皮辐射强度为

$$I_{IRF} = \varepsilon \sigma T_{ball}^4 \quad (36)$$

式中, $\varepsilon = \alpha_{IR}$ 为蒙皮材料平均红外发射率, 假设满足基尔霍夫定理, 即红外发射率等于红外吸收率。 Q_{IRF} 包含两部分: 一部分是球皮内外界面的红外辐射的热量, 另一部分是球皮的多次反射吸收的热量

$$\begin{aligned} Q_{IRF} &= 2I_{IRF} A_{surf} - \alpha_{IR} I_{IRF} A_{surf} [1 + \tau_{IRe}(1 + r_{IRe})] \\ &= I_{IRF} A_{surf} (2 - \alpha_{IR} [1 + \tau_{IRe}(1 + r_{IRe})]) \end{aligned} \quad (37)$$

式中符号在前面均已说明。

2.6 对流换热模型

2.6.1 球皮外部大气与气球的热对流交换

在下面的球皮外部大气与气球的热对流交换表达式中(Farley, 2005), Q_{CE} 为外部对流获得热量, H_E 为外部对流换热系数, H_{Force} 为强迫换热系数, H_{Free} 为自由对流换热系数。 k_{air} 为空气的热传导率, D 为气球的等效当量直径, Re 为雷诺数, T_{air} , T_{ball} 分别为空气温度、球皮平均温度。 V 为球的速度,

μ_{air} 为空气粘性系数, ρ_{air} 为空气密度, Nu_{air} 为努塞尔数, Gr_{air} 为格拉晓夫数, Pr_{air} 为普朗特数。

$$Q_{CE} = H_E A_{surf} (T_{air} - T_{ball}) \quad (38)$$

$$H_E = MAX(H_{Force}, H_{Free}) \quad (39)$$

强制对流换热系数

$$H_{Force} = \frac{k_{air}}{D} (2 + 0.41 Re_{air}^{0.55}) \quad (40)$$

式中, 环境空气热传导系数 $k_{air} = 0.0241 \left(\frac{T_{air}}{273.15} \right)^{0.9}$, 环境空气雷诺数 $Re_{air} = \frac{VD}{\nu} = \frac{\rho_{air} VD}{\mu_{air}}$ 。

自由对流换热系数

$$H_{Free} = \frac{k_{air} Nu_{air}}{D} \quad (41)$$

式中, $Nu_{air} = 2 + 0.45(Gr_{air} Pr_{air})^{0.25}$, $Gr_{air} = \frac{\rho_{air}^2 g |T_{ball} - T_{air}| D^3}{T_{air} \mu_{air}^2}$, $Pr_{air} = 0.804 - 3.25 \cdot$

$$10^{-4} \cdot T_{air}, \mu_{air} = \frac{1.458 \cdot 10^{-6} \cdot T_{air}^{1.5}}{T_{air} + 110.4}。$$

2.6.2 气球内部氢气之间的热对流交换

$$Q_{CI} = H_I A_{surf} (T_{ball} - T_{gas}) \quad (42)$$

$$H_I = 0.13 k_{gas} \left(\frac{\rho_{gas}^2 g |T_{ball} - T_{gas}| Pr_{gas}}{T_{gas} \mu_{gas}^2} \right)^{1/3} \quad (43)$$

式中, Q_{CI} 为内部对流获得热量, k_{gas} 为浮力气体的热传导率, H_I 为内部对流换热系数, A_{surf} 为有效换热面积, T_{gas} 为浮力气体平均温度, μ_{gas} 为氢气粘性系数, ρ_{gas} 为氢气密度。相关公式可查有关手册或参见文献(Farley,2005)。上述理论是下面讨论的基础, 据此对探空仪上升的动力热力过程做一个详细的分析。

3 动力过程实例分析

根据观测, 气球上升过程按照时间上的事件因果链顺序大致分为五个阶段: 1、地面静止平衡阶段。2、加速非平衡上升的暂态阶段。3、准匀速上升阶段。4、震荡平衡渐稳阶段。5、平漂阶段。下面按照 2.2 节的理论对这五个阶段进行分析。

3.1 地面静止平衡阶段

此时, 球处于静止状态, 根据(6)式, 静力方程为 $A = E + B$, 于是根据(9)(10)(11)得到地面净升力为:

$$A(z_s) = M_a(z_s)g = (\delta(z_s)M_{gas} - M_b)g \quad (44)$$

进而得

$$M_{gas} = \frac{M_a(z_s) + M_b}{\delta(z_s)} \quad (45)$$

并由(13)得地面处外球等效直径:

$$D(z_s) = \left(\frac{6M_{\text{gas}}}{\rho_{\text{gas}}(z_s)\pi} \right)^{1/3} = \left(\frac{6(\delta(z_s)+1)M_{\text{gas}}}{\rho_{\text{air}}(z_s)\pi} \right)^{1/3} \quad (46)$$

内球在地面处的举力为：

$$A'(z_s) = M'_a(z_s)g = (\delta(z_s)M'_{\text{gas}} - M_b)g = \left(\frac{\delta(z_s)}{\delta(z_{yz})} M'_b(z_{yz}) - M_b \right)g \quad (47)$$

式中推导用到了(33)式 $M'_{\text{gas}} = \frac{M'_b}{\delta(z_{yz})}$ 。

实际业务中按照业务规范(中国气象局, 2010), 一般根据预先指定的预置高度 w_{yz} (按照业务规范一般为 400-600 m/min) 和预置平漂高度 z_{yz} (一般为 25 km 左右), 并依据计算得到的 $\delta(z)$, 先根据(50) 计算 M_{gas} , 再根据(44)确定地面升力 A , 由于 M_{gas} 为一个守恒量, 上升过程中 A 为 $\delta(z)$ 的线性函数, 见图 1b。最后根据后面的 (60) 来确定 M'_{gas} , 即内球充气量。

3.2 加速非平衡上升的暂态阶段

假设在地面 $z = z_s$ 处放飞气球, (16) 容易进一步化为:

$$\frac{dw^2}{dz} + \frac{\pi D^2 C_D \rho_{\text{air}}}{4M} w^2 = \frac{2(\delta(z)M_{\text{gas}} - M_b)g}{M} \quad (48)$$

在地表 $z = z_s$ 附近解此方程, 得

$$w^2 = \bar{w}^2 [1 - \exp(-\tau z)] \quad (49)$$

式中, $\bar{w}(z_s) = \sqrt{\frac{8(\delta(z_s)M_{\text{gas}} - M_b)g}{\pi D^2(z_s)C_D \rho_{\text{air}}(z_s)}}$ 为特征速度, $\tau = \frac{\pi D^2(z_s)C_D \rho_{\text{air}}(z_s)}{4M}$ 为衰减速率因子。根据实测数据, 取 $w = 0.99\bar{w}$, $D=2$ m, $C_D=0.4$, $\rho_0 = 1.225\text{kg/m}^3$, $M=2.1$ kg, 得 $z=5.3\text{m}$, 即球上升 5 米左右就达到了特征速度的 99%。因此, 可以直接用特征速度表示球的升速。将(46)代入地面特征速度 $\bar{w}$ 中得

$$\bar{w} = \sqrt{\frac{8(\delta M_{\text{gas}} g - M_b g)}{\pi^{1/3} (6(\delta+1)M_{\text{gas}})^{2/3} C_D \rho_{\text{air}}^{1/3}}} \quad (50)$$

3.3 准稳态上升阶段

根据 3.2 节的分析, 气球放飞后几乎在一瞬间由暂态达到稳态, 达到稳态后, $\frac{dw}{dt} = 0$, 于是(16) 式可写为

$$(-\delta M_{\text{gas}} + M_b)g = -\frac{1}{8}\pi D^2 C_D \rho_{\text{air}} w^2 \quad (51)$$

$$w = \sqrt{\frac{8(\delta(z)M_{\text{gas}} - M_b)g}{\pi D^2(z)C_D \rho_{\text{air}}(z)}} \quad (52)$$

并由(13)得任意高度处外球等效直径:

$$D(z) = \left(\frac{6M_{\text{gas}}}{\rho_{\text{gas}}(z)\pi} \right)^{1/3} = \left(\frac{6(\delta(z)+1)M_{\text{gas}}}{\rho_{\text{air}}(z)\pi} \right)^{1/3} \quad (53)$$

为了比较经典公式(5)与(52), 根据(44)(45)(46)式, 将(52)式转换成与(5)式类似的表达形式,

$$w = \left(\frac{\delta}{1+\delta} \frac{\pi g}{6} \right)^{1/3} \frac{1}{\sqrt{k} \rho_{\text{air}}^{1/6}} \frac{\sqrt{A}}{\sqrt[3]{A+B}} \quad (54)$$

其中 $k = \frac{1}{8} \pi C_D$ ，将此式与教科书上的公式(5)式 $w = \frac{1}{\sqrt{k}} \sqrt[3]{\frac{0.931 \pi g}{6}} \rho^{-1/6} \frac{\sqrt{A}}{\sqrt[3]{A+B}}$ 相比，虽然类似，但有两点不同，一是 A 在此式中为变化的量，而(5)式中 A 为常量。二是(54)中的 $\frac{\delta}{1+\delta}$ 也是变量，而(5)式中却是常数 0.931。如果在球内外温度压力相同的情况下，根据前面 δ 的定义可以证明， $\frac{\delta}{1+\delta} = 0.931$ ，说明两个公式在球内外温度压力相同的情况下是一致的。由于(54)式只是(52)式的变形形式，这说明，(5)式是(52)式在球内外温度压力相同的情况下的特例，因而(52)式更具有普遍性。观测也表明，(52)式更符合实际结果。如图 1a 图所示，图中蓝线为根据公式(5)计算的经典速度，绿色为根据公式(52)计算的稳态特征速度，红色为实测速度。公式(52)整体符合实测结果，不仅在对流层，而且在平流层都符合实际观测结果。而经典升速(5)由于没有考虑超温超压系数，在高空平流层与实际观测误差较大，这也与大量观测结论一致，本文的理论结果解释并再现了实际观测中发现的天花板效应(Cao K, 2008)。同样，从图 1b 可以看出，净举力 A 不是常量，而是随着高度增加而减小，与经典的净举力是常数的假设明显不符，因而导致系统上升速度越来越慢。需要说明的是，虽然净举力越来越小，但不是零，结果导致气球速度仍然缓慢上升，为了维持稳定的平漂，往返式平漂探空系统采用了内外双球结构，在达到预置高度附近后，外球破裂，内球根据 3.5 节的设计，能够保证在预置高度精确地平漂。

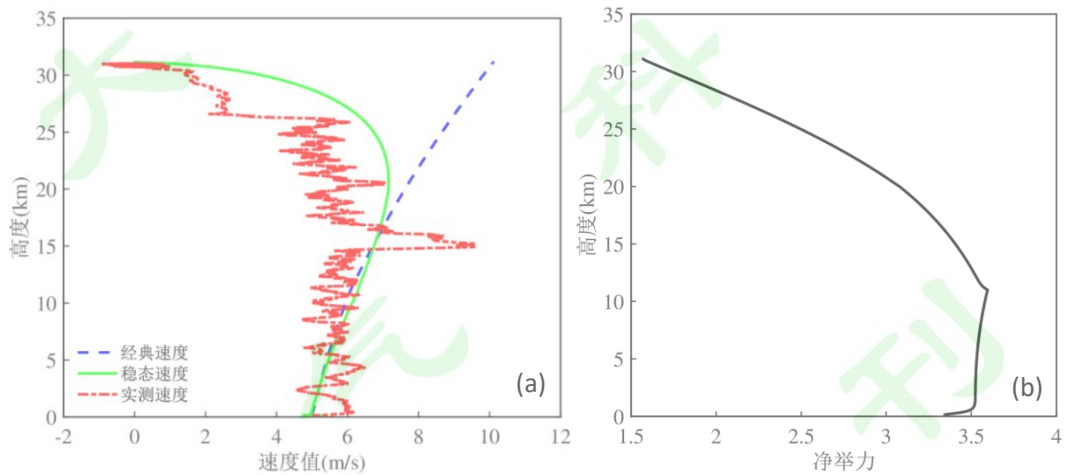


图 1 速度、净举力与高度的关系图 (a) 实测速度、经典速度和稳态速度随高度的廓线分布、(b) 净举力与高度的关系

Fig.1 (a) the profile distribution of measured speed, classic speed and steady-state speed with height, (b) the relationship between net lifting force and height

3.4 减速上升及震荡平衡渐稳过程——负反馈平衡机制过程

外球破裂后，净举力为零，内球做减速上升运动，速度逐渐减小，满足小雷诺数条件，于是阻力变为斯托克斯阻力，即 $F' = 3\pi D\eta w$ （下面符号中带撇的表示内球的相关量，其它变量符号同上，

不再赘述），于是（16）式可改写为

$$M' \frac{dw}{dt} = \delta M'_{\text{gas}} g - M'_b g - 3\pi\eta D' w \quad (55)$$

由（12）（60）式

$$M' = M'_b + \frac{\delta+3}{2} \frac{M'_b}{\delta(z_{yz})} = \frac{2\delta(z_{yz})+\delta+3}{2\delta(z_{yz})} M'_b, \quad (56)$$

由（13）

$$D'(z) = \left(\frac{6(\delta+1)M'_{\text{gas}}}{\rho_{\text{air}}(z)\pi} \right)^{1/3} = \left(\frac{6(\delta+1)M'_b}{\delta(z_{yz})\rho_{\text{air}}\pi} \right)^{1/3} \quad (57)$$

根据前面的分析，在预置高度处，净举力为零，需要分析在预置高度附近气球系统的行为。为此，在平衡位置 z_{yz} 附近做一数学平移变换 $z = z_{yz} + \xi$ ，并考虑到在预置高度处，净举力为零，于是有 $A = (\delta M'_{\text{gas}} - M'_b)g = \left(\delta_{yz} M'_{\text{gas}} - M'_b + \frac{d\delta(z_{yz})}{dz} \xi M'_{\text{gas}} \right)g = \frac{d\delta(z_{yz})}{dz} \frac{M'_b}{\delta(z_{yz})} g \xi$ ，将其代入（28）可得

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + a \frac{d\xi}{dt} + \omega^2 \xi = 0 \quad (58)$$

其中， $a = 2\eta \left(\frac{6\pi\delta^2(z_{yz})}{\rho_{\text{air}}(z_{yz})M'_b{}^2(1+\delta(z_{yz}))^2} \right)^{\frac{1}{3}}$ ， $\omega^2 = -\frac{2}{3} \frac{d\delta(z_{yz})}{dz} \frac{g}{1+\delta(z_{yz})}$ ，此方程的解为

$$\xi = \exp(-at) (c_1 \cos bt + c_2 \sin bt) \quad (59)$$

其中 $b = \sqrt{\omega^2 - a^2}$ ，这是一个典型的在平衡位置附近阻尼震荡衰减平漂过程，其理论结果见图 2a，为衰减阻尼振荡，证明了平漂运动的稳定性。在实测中也观测到此类现象，见图 2b 实线部分曲线，外球破裂后，由于系统的设计及斯托克斯阻力的作用，系统快速下落至平衡高度附近达到零净举力，并在预置高度附近做阻尼衰减震荡运动，从第一阶段的上升运动过渡到准平衡平漂运动，进入平漂阶段。

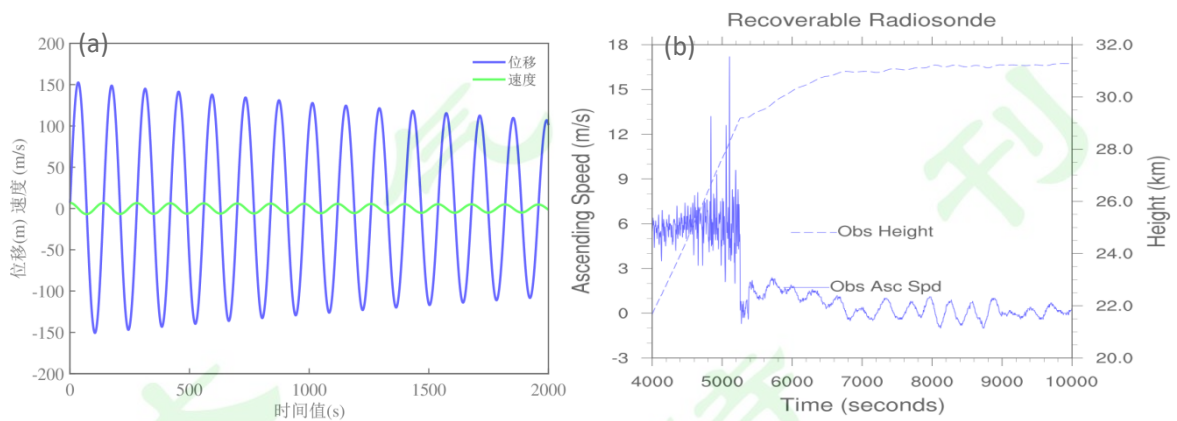


图 2 阻尼震荡衰减图(a)理论结果、(b)实测结果

Fig. 2 Damped oscillation attenuation diagram(a)theoretical results、(b) actual observations

综合上述分析，3.3 节的分析表明，平漂运动是可行的、存在的；3.4 节的进一步分析说明，平漂运动的存在是一个具有负反馈平衡机制的过程，且具有渐近稳定性。因此，平漂系统的速度和高

度在理论上和技术上都是可控的。

3.5 平漂阶段

球升到预置高度 z_{yz} 附近，外球由于膨胀而破裂，只余下内球。设计外球破裂后内球净举力在此预置高度 $z = z_{yz}$ 处为零，内球此时保持动态平衡。于是有 $A'(z_{yz}) = M'_a(z_{yz})g = 0$ ，及 $M'_b = m_0 + m_1 + m_{20}$ ，其中 m_{20} 为外球破裂后残余球柄质量，据(11)式，内球氢气质量 M'_{gas} 为：

$$M'_{gas} = \frac{M'_a(z_{yz}) + M'_b}{\delta(z_{yz})} = \frac{M'_b}{\delta(z_{yz})}, \quad (60)$$

将其转换为地面处的内球浮力为：

$$A'(z_s) = (\delta(z_s)M'_{gas} - M_b)g = \left(\frac{\delta(z_s)}{\delta(z_{yz})} M'_b(z_{yz}) - M_b \right) g \quad (61)$$

(60)、(61)式是在地面精确控制内球浮力的基础。

4 数值结果分析与讨论

依据上面的理论分析，综合采用了 2.4、2.5、2.6 节中建立的有关观测点地理位置、海拔高度、季节和时刻的变化与太阳天文数据之间的理论关系，重写前述热力动力耦合的方程组如下：

$$\begin{cases} \frac{dz}{dt} = w \\ \frac{dw}{dt} = \frac{\delta M_{gas} - M_b}{M} g - \frac{\kappa}{M} w^2 \\ \frac{dT_{gas}}{dt} = \frac{Q_{Cl}}{C_V M_{gas}} + (\gamma - 1) T_{gas} \left(\frac{1}{M_{gas}} \frac{dM_{gas}}{dt} - \frac{3}{D_{gas}} \frac{dD_{gas}}{dt} \right) \\ \frac{dT_{ball}}{dt} = \frac{Q_D + Q_S + Q_R + Q_{IRG} + Q_{CE} - Q_{CI} - Q_{IRF}}{C_{Vball} M_{ball}} \end{cases} \quad (62)$$

根据上述微分方程组，建立了动力与热力耦合的差分数值模式，采用隐式龙格-库塔(Runge-Kutta)方法计算上述微分方程组，计算出不同时刻的 T_{gas} 和 T_{ball} ，同时由 $\frac{dz}{dt} = w$ 积分出高度 Z ，以此建立不同时刻与相应高度的关系，再用(8)式计算 $\delta(z)$ ，最后根据 2.1 节拓展的大气模型中的关系，逐步得到不同时间，不同高度的相关物理量，其中重点计算了主要参量与时空坐标的相互关系，揭示了探空气球运行的普适热力动力理论的特点，并进行了解释和分析，主要结果如下：

4.1 同一地点不同时刻主要探空参量随高度的变化分析

首先，通过一个实例计算球内温度、环境大气温度，并与实测数据进行对比(图 3)(湖南长沙站，2019 年 5 月 28 日，19:15 点，经度 113.08° E，纬度 28.2° N，海拔高度 46 m)。试验的环境温度靠常规探空仪收集，球内及两球之间温度靠双探头探空仪收集。双探头探空仪的一个探头测内球温度，另一个探头放外面测环境温度。通过表上纵向环境温度的对比，可以看出：放外面的探头所测环境温度和计算环境温度都较球内实际温度低，最大相差十几度。在 10 km 以内，由于吸收太阳辐射和地表长波辐射，实测环境温度和计算环境温度总体略低于球内气体温度，并且都随高度同步降低；进入平流层后，实测和计算的球内外气体温差都在增大，与环境温度增加到 20.0 k 左右的温差，这

个差异在高度升至 30 公里左右时逐渐减少。数值结果与实测结果在整体趋势上保持一致，比较好的描述了由于辐射产生的温差，说明了传统公式（5）中球内外温差一致的假设是错误的，可以更精确的描述探空系统在平流层的浮力变化问题。

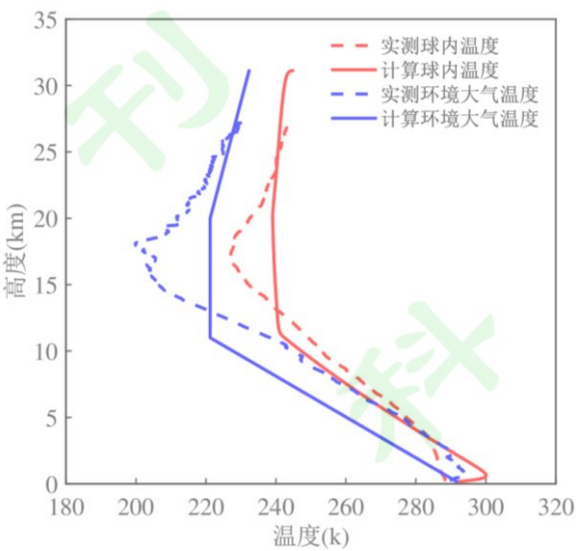


图 3 温度-高度图

Fig. 3 Temperature-altitude chart

为了进一步研究相关参量与时空坐标的依赖关系，下面依次比较同一地点(长沙观测站，东经 112.786，北纬 28.1086，海拔高度 119 m) 6 个不同时刻放球的各种主要探空参量的变化特征，时间依次按(1:15,5:15,7:15,13:15,18:15,19:15)六个时间批次，其中 5:15 与 18:15 两个时间点，是为了研究时间经过晨昏交界面相关参量的变化特点而特别添加的，其余四个时间点为高空业务规范规定的时间点或加密时间点(Farley, 2005)。

首先计算超温超压系数, 依次得到 6 个时间点的超温超压系数 $\delta(z)$ (图 4)，超温超压系数 $\delta(z)$ 与高度是一个非线性关系，整体趋势先是随高度缓慢增加，直至在对流层顶达到极值，然后随高度增加单调减小。同时发现六组对比数据分成三类，相对取值最大的是 13 时，这是由于此时太阳辐射最强，导致 $\delta(z)$ 最大；1、5、19 时这三组数据最小，因为晚上太阳辐射为零，只有长波辐射；居中的是 7 时和 18 时，由于其上升过程有一部分时间无太阳辐射，故其值介于上面两类之间。

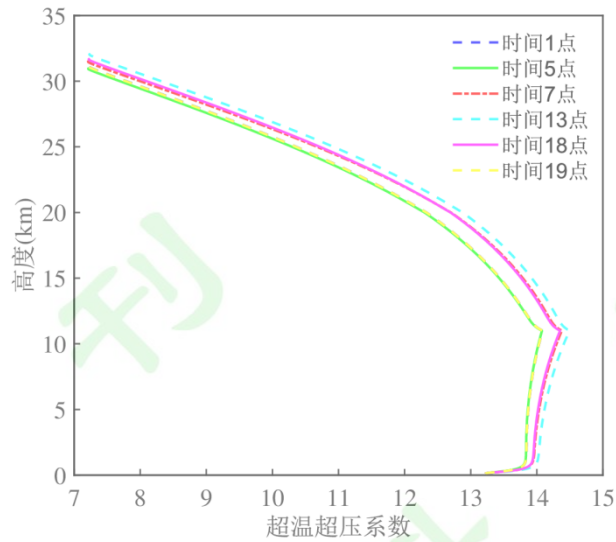
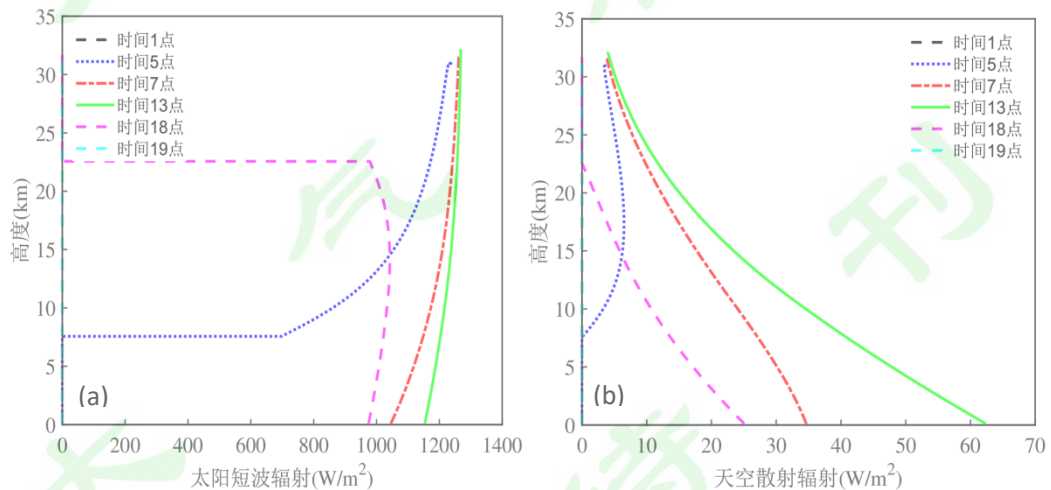


图 4 超温超压系数随高度的变化

Fig.4 Over-temperature and over-pressure coefficient change curve with height

进一步计算太阳辐射、天空散射、地面反射与高度的关系。图 5(a)给出了不同时刻太阳辐射随高度的变化，最大辐射值是 13 时的曲线，依次是 7 时、5 时和 18 时，5 时的曲线在 8 公里高度之下为零，因为太阳尚在地平线下面；18 时的曲线上升到 23 公里平流层后变为零，此时太阳已经落在地平线以下；由于夜晚无太阳辐射，1 时和 19 时的数值皆为零。图 5(b)为散射辐射的分布曲线，在六组数据里，13 时散射最强，7 时的散射略小一点；5 时的气球升到 8 公里左右也收到了散射；18 时气球上升过程中，太阳辐射愈来愈小，直至到 23 公里左右消失，此时散射也随即消失；1、19 时的数据皆为零。接下来分析其反射辐射的曲线变化(图 5(c))，5、7 时的曲线反射强度愈来愈大，主要原因是随着时间的流逝，上午的天顶角愈来愈小，地面单位面积的辐射亦愈来愈强，反射也愈来愈大；相反，13、18 时曲线由于下午的天顶角随时间愈来愈大，因此反射强度随高度和时间减少。



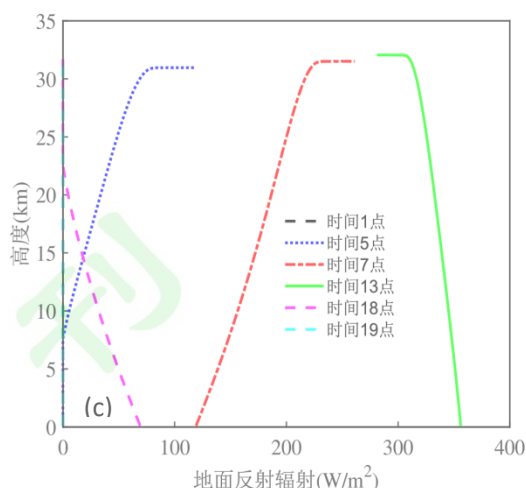


图 5 太阳短波辐射(a)、天空散射辐射(b)、地面反射辐射(c)随高度的变化

Fig.5 Changes in solar shortwave radiation(a), scattered radiation(b), and reflected radiation(c) with height

再次，对总能量收支及球内对流能量随高度的分布也进行了模拟，由图 6(a)可见，在对流层部分总的能量为负，这是由于上升过程中，环境温度不断降低，气球通过红外辐射和强制对流将热量传给环境大气；进入平流层后，由于温度不断升高，过程逆转，通过强制对流和辐射，环境大气将热量传给气球，最终使球皮温度升高。6 组数据明显分为两类，一类是白天有太阳辐射的(7、13、18 时)，值稍大；另一类是晚上无太阳辐射(1、5、19 时)，只有长波辐射的，值稍小。图 6(b)为球内对流能量随高度分布，球内对流能量使球内氢气加热；在对流层范围内，由于温差不大，自由对流强度不大，值比较小；进入平流层，温差增大(参见图 3)，自由对流强度增大，值增大；随着高度增加，温度差减少，对流热量也随高度降低。球内对流能量也明显分为两类，与图 6(a)分析类似，不再赘述。

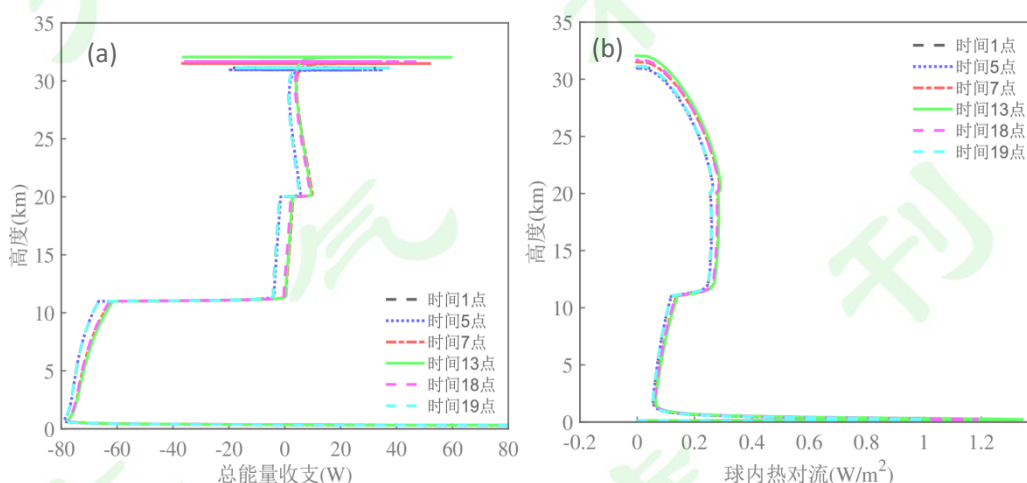


图 6 总能量收支(a)、球内对流能量(b)-高度图

Fig. 6 Total energy budget (a), inner ball convection energy (b) changes with height

最后，对不同时间气球的球径、升速随高度的变化进行了模拟(图 7)。随着高度增加，环境大气压强降低，球径将单调增加，不同时间点区别不大，过了对流层顶后，球径增加的速率加大(图 7(a))。由图 7(b)升速-高度图可知，经过短暂的暂态过程后，升速随高度近似均匀加速度上升，在对流层内，

各时间点差别不大，进入平流层后，不同时间点的区别逐渐加大，变化特征和分类与图 4 的分析类似，因为升速公式是由 δ 决定的。

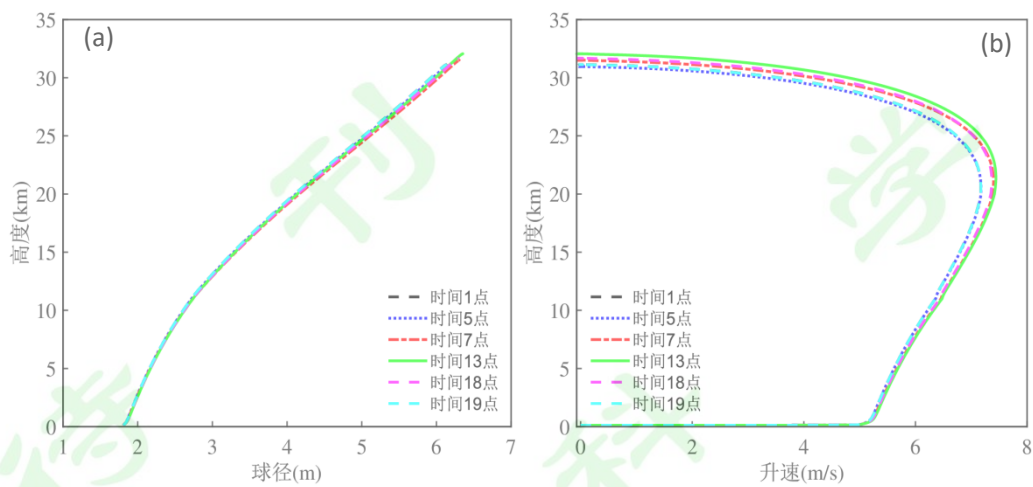


图 7 球径(a)、升速(b)-高度图

Fig.7 The change of ball diameter (a) and speed of rise (b) with height

4.2 同一时刻不同地点主要探空参量随高度的变化分析

下面，继续分析同一时刻(20190528 的 13.15 分)在不同经纬度、海拔高度的观测站的主要探空参量数据的变化特征，不同地点分别为：哈尔滨、北京、拉萨、武汉、长沙、广州；选点的原则主要是考虑经纬度的分布，另外也考虑了海拔高度的差别，用以验证建立标准大气拓展模型的必要性。

图 4 中讨论了一个固定地点不同时刻的超温超压系数随高度的变化，接下来分析同一时刻不同空间位置分布下的超温超压系数的变化特点(图 8)。图中发现两个突出的特点，一是拉萨的曲线除了底部抬高反映了海拔高度的影响之外，它的曲线大部位于其他曲线的左面。除了受海拔高度的影响之外，经度也会对其产生影响，根据(27)式，拉萨的本地时要比北京时晚一个多小时，因此根据天顶角(25)式计算，拉萨的天顶角大于北京，因此在同一高度下，拉萨的曲线值小于其他地点。二是由于纬度的原因，哈尔滨的曲线值在平流层与其他地区差异较大。

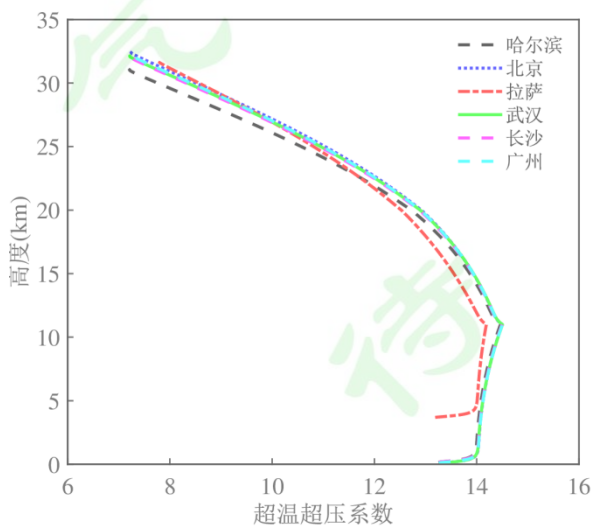


图 8 超温超压系数-高度图

Fig.8 Overtemperature and overpressure coefficient-height diagram

对不同地区的辐射也进行了模拟(图 9), 在同一高度下, 拉萨和哈尔滨的太阳短波辐射值要比其他地点明显小一些, 这主要是由于经度和纬度的原因, 对于拉萨还有海拔高度的原因(图 9(a)). 图 9(b)为其散射辐射分布, 在六组数据里同一高度下, 拉萨的散射是最强的, 然而哈尔滨的短波辐射并不是最弱的, 但其散射却是最弱的, 原因是散射除了与短波辐射有关外, 还与天顶角有关, 高纬度地区天顶角更大; 其余的地点散射值居中。图 9(c)描述了其反射辐射分布, 除了拉萨之外, 其他地点经度相差不大, 而拉萨当地时与北京时相差近两个小时; 在下午, 大部分地区曲线由于处于下午时段, 天顶角随时间愈来愈大, 因此反射强度随高度和时间减少。唯有拉萨, 由于时差, 其本地时处于上午的接近中午时段, 天顶角随时间是减小的, 但是由于近中午, 减小的值较小, 体现在曲线上就是图中的近似垂直, 略微随高度增加。

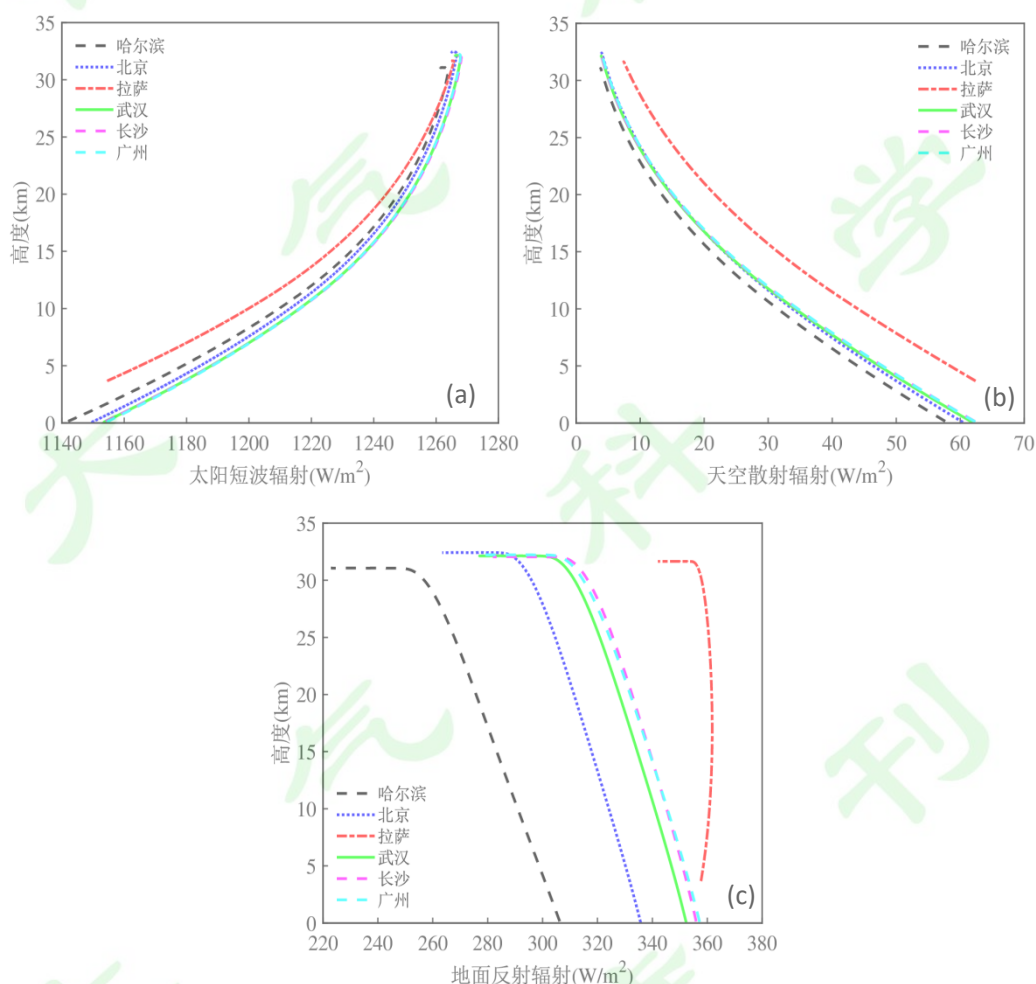


图 9 不同地区太阳短波辐射(a)、散射辐射(b)、反射辐射(c)随高度的变化

Fig. 9 Variations of solar shortwave radiation (a), scattered radiation (b), and reflected radiation (c) with altitude in different regions

图 10 为不同地区总能量收支及球内对流能量随高度的分布, 在对流层部分上升过程中环境温度不断降低, 气球通过红外辐射和强制对流将热量传给环境大气, 导致总能量为负; 进入平流层后,

由于温度不断升高，过程逆转，通过强制对流和辐射，环境大气将热量传给气球，最终使球皮温度升高。6组数据大致分为三类，一类是高海拔如拉萨，值稍小；另一类是高纬度如哈尔滨，值稍大；其他的居中(图 10(a))。图 10(b)为其内球对流能量分布，主要使球内氢气加热。在对流层范围内，由于温差不大，自由对流强度不大，值比较小；进入平流层，由于温差增大(参见图 3)，自由对流强度增大，值增大；随着高度增加，温度差减少，对流热量也随高度降低。球内对流能量也明显分为两类，一类是高海拔如拉萨，值偏小，其余的为另一类，值稍大。

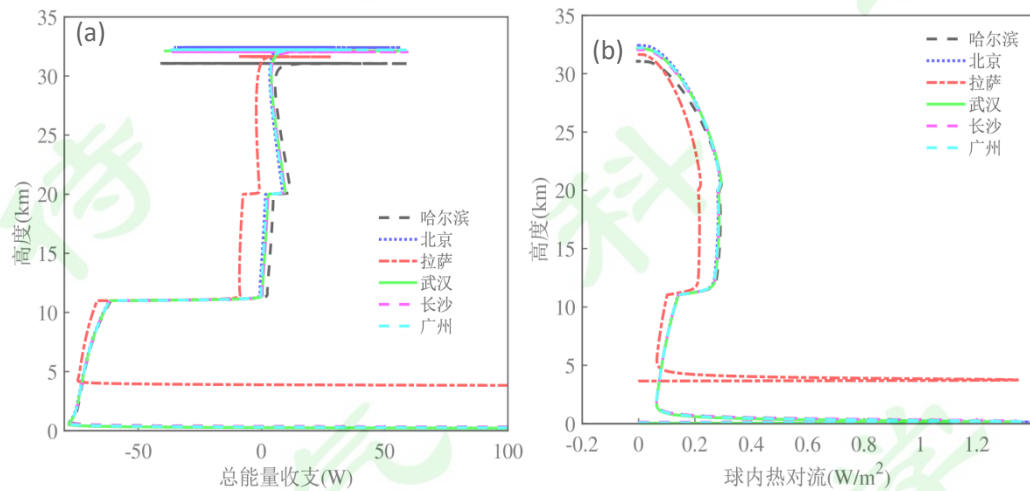


图 10 不同地区总能量收支(a)、球内热对流能量(b)-高度图

Fig.10 Changes in total energy budget (a) and convective energy (b) in different regions with height

最后，对不同地区球径和升速随高度的变化进行了模拟(图 11)。进入平流层之后，拉萨与哈尔滨的气球球径也是与其他地点有显著不同，在同一高度上，拉萨气球球径要低于其他地区，哈尔滨则是球径较大(图 11(a))。升速上看，在同一高度上，拉萨的升速要小于其他地区；在高纬度地区，比如哈尔滨，平漂的天花板高度也小于其他地区(图 11(b))。

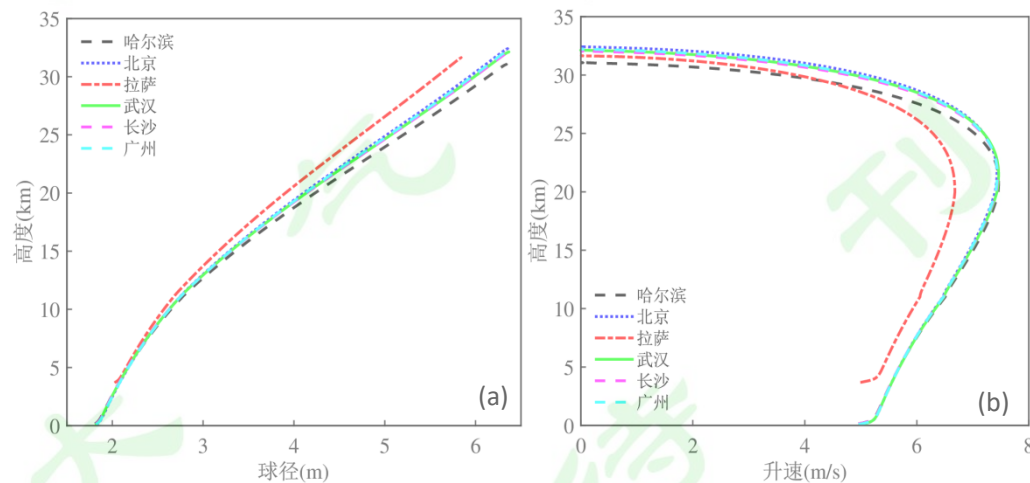


图 11 不同地区球径(a)、升速(b)随高度变化曲线

Fig.11 Variation curve of ball diameter (a) and speed (b) with height in different regions

作为比较，图 12 为本文模型与实测数据的对比结果。图中所示为 2021 年 6 月 14 日早上在南昌

的一次观测数据，其中内球质量 0.800 kg，外球质量 0.645 kg，负载质量 0.573 kg（包括探空仪、分离器和降落伞的质量），地面温度 28 ℃，气压 99920 Pa。软件预置升速 6 m/s，预置平漂高度 26000 m，实际升速 6.2 m/s，实际平漂高度 25400 m。速度相对偏差 3.2%，高度相对偏差 2.4%。可以看到，球炸以后，气球实际高度围绕预置平漂高度做小幅波动，基本平衡在预置高度附近。



图 12 实测升速与平漂高度与软件预置数据比较

Fig.12 Comparison of measured speed rise and drift height with software preset data

5 结果讨论与结论

曹晓钟等(2019)提出的往返平漂式探空系统，结构上是内球外球嵌套结构，外球保证观测规范所要求的速度区间，内球保证系统在预置的平漂高度稳定漂浮，这个系统对精确操控的要求比较高，经典的升速公式已不能满足。为此本文分别从理论和实际探测数据分析了探空气球升速的误差因子：

- （1）提出了探空气球上升和平漂过程的热力动力相耦合的动力理论，基于试验数据和理论分析，建立了一般的升速公式，并证明目前的经典等速升速公式为其特例。从动力角度分析出气球上升过程的五个阶段的基本特征，在理论上证明了平漂运动的存在性，并且是以震荡平衡渐稳为特征的。
- （2）对其热力分析结果显示，球皮、氢气和环境大气三者之间的温度是不相等的，经典的相等假设是错误的。三者的差异随着高度不同而动态调整，辐射的影响是主要原因，天文因子（太阳高度角、公转轨道距离等）的变化又是辐射变化的主要原因。其综合影响可以集中体现在超温超压系数上。
- （3）从能量角度上看，总能量收支决定了球皮与环境大气的热量交换，在对流层是球皮通过红外辐射和强制对流将热量传给环境大气，导致球皮降温；在平流层则是环境大气将热量通过红外辐射和强制对流传给气球，导致球皮升温。球内对流能量决定了球皮与内部氢气的热量交换，在对流层范围内温差较小，自由对流强度比较小，主要使球内氢气加热，使球内氢气高于环境大气；进入平流层，温差增大导致自由对流强度增大，使球内氢气与环境大气的差值大于对流层的差值。
- （4）采用该模型对高空气球的上升与平漂过程进行理论分析，计算和实验表明，一些运动的特征诸如理论分析的速度、平均温差变化规律与相关试验数据相吻合，尤其是有效地修正了经典升速

公式在平流层与实测数据误差过大的问题,解释了观测上存在的天花板现象。说明该模型是有效的。该模型是一个考虑了太阳辐射与天文数据的关系得到一个普适的探空气球运行的热力动力理论,只需知道探空仪施放地点的经纬度、时间和海拔高度等基本信息,就可以得到平漂高度、升速和内外球充气量等控制状态信息,避免了以前业务上单纯按经验调整参数的做法,为高空气象探测业务中净举力、升速、预置高度等因素的确定提供了理论依据。

由于本文只考虑了常见的天气环境,忽略了环境风场、雨雪云的影响(李伟和易帆, 2008; 肖存英等, 2016),只考虑了晴空大气的理想情形等。由于篇幅所限,也没有做高空大气模型拓展的验证,因此,今后进一步的研究需要考虑这些因素,如进行云量、气溶胶(吴润等, 2005)修正系数加以调整,将环境风场预报值引进模式进行调整等,以增加其适用性。

参考文献(References)

- 曹晓钟, 郭启云, 杨荣康. 2019. 基于长时平漂间隔的上下二次探空研究[J]. 仪器仪表学报, 40(2): 198-204.
- Cao X Z, Guo Q Y, Yang R K. 2019. Research of rising and falling twice sounding based on long-time interval of flat-floating[J]. Chinese Journal of Science Instrument (in Chinese), 40(2): 198-204. doi: 10.19650/j.cnki.cjsi.J1803748.
- 程雪涛, 徐向华, 梁新刚. 2010. 低空环境中浮空器的热数值模拟与实验研究[J]. 宇航学报, 31(10): 2417-2421.
- Cheng X T, Xu X H, Liang X G. 2010. Thermal simulation and experiment for an airship under low altitude environment[J]. Journal of astronautics (in Chinese), 31(10): 2417-2421. doi:10.3873/j.issn.1000-1328.2010.10.029.
- Cao K. 2008. A study of fundamental heat transfer behavior at near-space altitudes [D]. USA: The University of Alabama.
- Cathey H M. 1996. Advances in the thermal analysis of scientific balloons[C]. AIAA 34th aerospace sciences meeting and exhibit, Reno.
- 冯翰祺, 陈昶荣, 李跃辉, 等. 2017. 橡胶气球非线性特性的理论与实验研究[J]. 大学物理, 36(6): 66-81.
- Feng H Q, Chen C R, Li Y H, et al. 2017. Theoretical and experimental studies of nonlinear characteristics of rubber balloon[J]. College Physics (in Chinese), 36(6): 66-81. doi: 10.16854/j.cnki.1000-0712.2017.06.017.
- Farley R E. 2005. Balloon ascent: 3-D simulation tool for the ascent and float of high altitude balloons[C]. AIAA 16th Lighter-Than-Air And Balloon Systems Conference, Arlington.
- Kasten F. 1965. A new table and approximate formula for relative optical air mass[J]. Theoretical and applied climatology, B14:206-223. doi: 10.1007/BF02248840.
- 李伟, 易帆. 2008. 武汉地区无线电探空仪加密观测的初步结果[J]. 地球物理学报, 51(001):36-43.
- Li W, Yi F. 2008. The result of intensive radiosonde observation over Wuhan[J]. Chinese J. Geophys. (in Chinese), 51(001):36-43. doi: 10.3321/j.issn:0001-5733.2008.01.006.
- 刘大海, 阎健, 张健勇, 等. 2006. 平流层飞艇的能源技术和平衡分析[J]. 航天返回与遥感, 27(2): 6-13.
- Liu D H, Yan J, Zhang J Y, et al. 2006. Power technology and energy balance analysis of the stratosphere airship[J]. Spacecraft recovery & remote sensing (in Chinese), 27(2): 6-13. doi: 10.3969/j.issn.1009-8518.2006.02.002.
- 卢雪勤, 黄小培, 田小芳. 2017. 一种快速升起探空气球方法的研究[J]. 气象研究与应用, 38(1): 131-132.
- Lu X Q, Huang X P, Tian X F. 2017. Study on a Method of Quickly Raising the Balloon[J]. Journal of meteorological research and application (in Chinese), 38(1): 131-132. doi:10.3969/j.issn.1673-8411.2017.01.045.

- 罗福山, 陈敏捷, 庄洪春, 等. 2004. 轻便式气球、火箭高空大气探测共用系统[J]. 地球物理学报, 47(2): 212-215. Luo F S, Chen M J, Zhuang H C, et al. 2004. A portable sharing upper atmospheric sounding system composed of balloon and micro-rocket[J]. Chinese J. Geophys. (in Chinese), 47(2): 212-215. doi: 10.3321/j.issn:0001-5733.2004.02.006.
- 马金玉, 梁宏, 罗勇, 等. 2011. 中国近 50 年太阳直接辐射和散射辐射变化趋势特征[J]. 物理学报, 60(006): 853-866. Ma J Y, Liang H, Luo Y, et al. 2011. Variation trend of direct and diffuse radiation in China over recent 50 years[J]. Acta Phys. Sin. (in Chinese), 60(006): 853-866. doi: CNKI:SUN:WLXB.0.2011-06-129.
- 冒晓莉, 张加宏, 肖韶荣, 等. 2016. 基于流体动力学的探空仪 GTS1 湿度测量误差修正研究[J]. 地球物理学报, 59(12):4791-4805. Mao X L, Zhang J H, Xiao S R, et al. 2016. Research on corrections of humidity measurement errors from GTS1 radiosonde based on fluid dynamics analysis[J]. Chinese J. Geophys. (in Chinese), 59(12):4791-4805, doi:10.6083/cjg20161237.
- NASA. 1976. Standard Atmosphere[M]. NOAA- S / T 76 - 156, USA: NASA.
- 齐月, 房世波, 周文佐, 等. 2015. 近 50 年来中国东、西部地面太阳辐射变化及其与大气环境变化的关系[J]. 物理学报, 64(8) : 089201. Qi Y, Fang S B, Zhou W Z, et al. 2015. Correlative analysis between the changes of surface solar radiation and its relationship with air pollution, as well as meteorological factor in east and west China in recent 50 years[J]. Acta Phys. Sin. (in Chinese), 64(8) : 089201. doi: 10.7498/aps.64.089201.
- Ratnam V M, Pravallika N, Babu R S, et al. 2014. Assessment of GPS radiosonde descent data[J]. Atmospheric Measurement Techniques, 7(4): 1011-1025. doi: 10.5194/amt-7-1011-2014.
- 沈晔, 冯径, 朱国涛. 2019. 探空气球升速的误差修正研究[J]. 气象与环境科学, 42(03):51-57. Shen Y, Feng J, Zhu G T. 2019. Rising speed deviation correction of sounding balloon[J]. Meteorological and environmental sciences (in Chinese), 2019, 42(3): 51-57. doi: 10.16765/j.cnki.1673-7148.2019.03.007.
- 盛裴轩, 毛节泰, 李建国, 等. 2005. 大气物理学[M]. 北京: 北京大学出版社. Sheng P X, Mao J T, Li J G, et al. 2005. Atmospheric physics (in Chinese) [M]. Beijing: Peking University Press.
- 孙学金, 王晓蕾, 李浩. 2009. 大气探测学[M]. 北京:气象出版社. Sun X J, Wang X L, Li H. 2009. Daqi Tancexue (in Chinese)[M], Beijing: Meteorological Press.
- Stephen A C, Terry H, Philippe C, et al. 2013. Driftsondes: Providing in situ long-duration dropsonde observations over remote region[J]. Bulletin of the American Meteorological Society, 94(11):1661-1674. doi: 10.1175/BAMS-D-12-00075.1.
- 吴润, 符淙斌, 蒋维楣, 等. 2005. 东亚地区矿物尘气溶胶直接辐射强迫的初步模拟研究[J]. 地球物理学报, 48(6): 1250-1260. Wu J, Fu C B, Jiang W M, et al. 2005. A preliminary simulation study of direct radiative forcing of dust aerosol over the East Asia region[J]. Chinese J. Geophys. (in Chinese), 48(6): 1250-1260. doi: 10.3321/j.issn:0001-5733.2005.06.005.
- 吴望一. 1983. 流体力学(下册)[M]. 北京: 北京大学出版社. Wu W Y. Fluid mechanics (Volume II) (in Chinese) [M]. 1983. Beijing: Peking University Press.
- 肖存英, 胡雄, 王博, 等. 2016. 临近空间大气扰动变化特性的定量研究[J]. 地球物理学报, 59(4): 1211-1221. Xiao C Y, Hu X, Wang B, et al. 2016. Quantitative studies on the variations of near space atmospheric fluctuation[J]. Chinese J. Geophys. (in Chinese), 47(2): 212-215. doi:10.6038/cjg20160404.
- 谢国梁. 1988. 测风气球净举力的计算和误差分析[J]. 气象学报, (01):120-126. Xie G L. 1988. The computation of the net lifting force of pilot balloon and error analysis[J]. Acta meteorological sinica (in Chinese), 1:120-126. doi: CNKI:SUN:QXXB.0.1988-01-015.
- 杨小民, 彭勃, 杨忠全, 等. 2014. 浅谈净举力对探空气球升速及施放高度的影响[J]. 河南科技, (7X): 180-182. Yang X M, Peng B, Yang Z Q, et al. 2014. A brief talk on the influence of net lifting force on the speed-up and release height of sounding balloon[J]. Journal of Henan Science and Technology (in Chinese), 7(X): 180-182. doi: 10.3969/j.issn.1003-5168.2014.14.127.

张霭琛. 2000. 现代气象观测 [M]. 北京: 北京大学出版社. Zhang A C, 2000. Modern meteorological observation (in Chinese) [M]. Beijing: Peking University Press.

中国气象局. 2010. 常规高空气象观测业务规范[M]. 北京:气象出版社.China Meteorological Administration. 2010. Operational specifications for conventional high altitude observation (in Chinese)[M]. Beijing: Meteorological Press.