

文章编号: 1001-0920(2013)02-0253-06

太阳帆航天器地球逃逸轨道解析最优控制律

史晓宁, 李立涛, 崔乃刚

(哈尔滨工业大学 航天工程系, 哈尔滨 150001)

摘要: 针对太阳帆航天器地球逃逸轨道控制问题, 给出一种新的解析最优控制律. 该控制律可使航天器在逃逸过程中轨道能量变化速率最大, 从而保证逃逸时间最短. 考虑到地球逃逸轨道形状, 引入改进春分点轨道根数对航天器运动学方程进行描述, 并给出了地球逃逸轨道最优控制律的推导过程. 仿真分析表明, 该控制律计算速度较快, 而且可以根据航天器状态实时计算姿态控制角, 因此比较适用于未来太阳帆航天器在轨自主控制系统.

关键词: 太阳帆航天器; 逃逸轨迹; 解析法; 最优控制律; 轨道控制

中图分类号: V412.1

文献标志码: A

Solar sail analytical optimal control law for earth escape transfer orbit

SHI Xiao-ning, LI Li-tao, CUI Nai-gang

(Department of Astronautics Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China. Correspondent: SHI Xiao-ning, E-mail: sxn.1219@163.com)

Abstract: Aiming at orbit control problem for escaping the earth with solar sail, a new analytical optimal control law is presented. This approach maximizes the instantaneous rate of the increase of the total orbital energy in the process of escaping the earth, so as to ensure the shortest escape time. The equations of motion for the trajectory are expressed in modified equinoctial orbital elements, which are well behaved as the trajectory going from elliptic to hyperbolic during escape. Furthermore, the derivation of escaping the earth optimal control law is given. Simulation analysis shows that the control law has higher computational speed, and can real-timely calculate the attitude control angle according to the state of spacecraft by the simulation analysis, hence the control law is suitable for the application in future on-orbit solar sail autonomous control system.

Key words: solar sail spacecraft; escaping trajectory; analytical method; optimal control law; orbit control

0 引言

太阳帆航天器通过反射太阳光子实现推进, 是目前唯一不依靠反作用推进实现飞行控制的航天器, 因此与传统的化学推进不同, 太阳帆航天器在执行深空探测任务时不受有限燃料的约束^[1-4]. 另外, 由于太阳帆航天器在轨道转移过程中主要受太阳光压摄动力作用, 通过改变帆的朝向可以完成多种行星际轨道转移任务. 当完成行星逃逸轨道转移任务时, 需改变帆的朝向以提供轨道速度方向推力, 从而增加轨道能量实现由行星中心向外的螺旋运动^[5].

为了完成地球逃逸任务, 首先需要选择初始逃逸轨道, 即运载火箭发射轨道类型. 目前, 对太阳帆航天器逃逸轨道进行研究时主要选用以下 3 种初始发射轨道: 近圆极地轨道、地球同步转移轨道 (GTO) 和直

接逃逸轨道. 近圆极地轨道能量较低, 且轨道倾角与逃逸点的轨道倾角相差较大, 因此需要较多的飞行时间才能实现地球逃逸, 由于飞行过程中多次穿越范艾伦辐射带, 任务风险相对较大^[6]; 直接逃逸轨道则对运载火箭的运载能力提出较大要求. 因此, 本文设定发射方案为利用运载火箭发射到 GTO 轨道, 并从这个轨道出发逃逸出地球引力范围, 进入日心转移轨道.

19 世纪 60 年代, Sands 等^[7]首先提出了利用太阳帆航天器完成地球逃逸任务的概念. Sands 在仿真中设定运载火箭初始发射轨道为圆轨道, 并对仿真条件进行了高度简化, 例如设定太阳矢量方向固定不变. Sackett^[8]基于两点边值理论提出了一种太阳帆航天器地球逃逸轨道优化策略, 该策略为了保证计算速度, 在仿真过程仍进行了高度简化. Leipold^[9]对考虑轨道

收稿日期: 2012-03-18; 修回日期: 2012-04-25.

基金项目: 国家自然科学基金项目(40776051, 60940018).

作者简介: 史晓宁(1985—), 男, 博士生, 从事空间飞行器动力学与控制的研究; 崔乃刚(1965—), 男, 教授, 博士生导师, 从事飞行器动力学与控制、非线性滤波理论及其应用等研究.

摄动及最小地心距限制的地球逃逸轨道进行了优化设计,然而由于太阳帆航天器地球逃逸轨道初期较为不稳定,优化过程难以收敛. Coverstone 等^[10]提出了一种应用于地球逃逸轨道的解析最优控制律,该控制律设定太阳帆所受摄动加速度矢量在速度方向分量最大,但未考虑由余弦效应带来的摄动加速度减小问题. Macdonald^[11]考虑对各个轨道进行混合控制,提出了一种混合解析最优控制律,然而由于地球逃逸轨道较为不稳定,在对轨道根数进行加权时,较难选取初始权值.

本文基于文献 [10-11] 的思想,针对太阳帆航天器地球逃逸轨道控制问题,给出了一种使轨道能量变化最快的解析最优控制律推导过程,该控制律可使航天器在逃逸过程中轨道能量变化速率最大,从而保证逃逸时间最短. 考虑到地球逃逸轨道的特点,引入改进春分点轨道根数对航天器运动方程进行描述. 另外,本文针对初始发射 GTO 轨道对解析最优控制律进行了仿真验证,仿真结果表明,利用该方法对地球逃逸轨道进行设计能够满足逃逸条件,计算速度较快且实时根据航天器当前状态解算最优姿态控制角,适用于未来航天器在轨自主控制系统.

1 问题描述

本文所研究的太阳帆航天器帆的结构为带有支撑结构的四边形,整个太阳帆由 4 片三角帆面组成,太阳帆尺寸为 $150\text{ m} \times 150\text{ m}$ ^[12].

1.1 太阳帆航天器推力加速度

由于本文主要研究太阳帆航天器地心逃逸轨道,首先定义笛卡尔地心直角坐标系,原点位于地心,主平面为黄道平面, X 轴指向某历元时刻的春分点方向, Y 轴在黄道平面内与 X 轴垂直, Z 轴与 X 轴, Y 轴构成右手系.

为了研究太阳帆航天器所受推力,本文定义了 RTN 轨道坐标系和地心日向旋转坐标系. RTN 轨道坐标系原点位于太阳帆航天器质心, R 轴为轨道径向(即地心与航天器质心连线方向), N 轴为轨道法向, T 轴、 R 轴和 N 轴构成右手系;地心日向旋转坐标系原点位于地心, α 轴沿太阳与地心连线方向指向太阳, β 轴在黄道平面内与 α 轴垂直, z 轴、 α 轴和 β 轴构成右手系. 如图 1 所示,在地心日向旋转坐标系下定义太阳帆航天器锥角 θ 为推力矢量 \boldsymbol{S} 与黄道面的夹角,时钟角 φ 为推力矢量 \boldsymbol{S} 在黄道平面内的投影与 α 轴的夹角.

本文所采用的太阳帆推力模型为理想模型,即太阳光压摄动力方向与帆的法向平行^[13],因此可得到单位质量太阳帆航天器受太阳光压力作用所产生的摄动加速度为

$$\boldsymbol{S} = (2\eta WA/mc)(\boldsymbol{n}^T \hat{\boldsymbol{a}})^2 \boldsymbol{n}. \quad (1)$$

其中: η 为帆的整体效率,考虑非完全反射及帆的变形等因素,本文设定其平均值为 0.78,太阳帆航天器为距离太阳 1 天文单位 ($1\text{ AU} = 1.49 \times 10^{11}\text{ m}$) 时所受的太阳辐射常数; A 为太阳帆面积; c 为真空光速; \boldsymbol{n} 为太阳帆法向单位矢量; $\hat{\boldsymbol{a}}$ 为太阳光入射方向单位矢量.

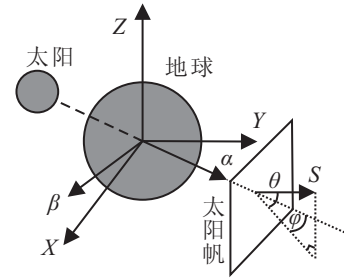


图 1 坐标系和太阳帆航天器姿态角定义

定义太阳帆航天器与太阳距离为 1 AU 时的摄动加速度为特征加速度 S_0 , 有

$$S_0 = 2\eta WA/mc. \quad (2)$$

从而,太阳帆航天器所受光压力产生的加速度为

$$\boldsymbol{S} = S_0(\boldsymbol{n}^T \hat{\boldsymbol{a}})^2 \boldsymbol{n}. \quad (3)$$

1.2 太阳帆航天器运动学模型

在地球逃逸过程中,航天器需从初始的椭圆轨道(偏心率 $e < 1$)通过抛物线轨道($e = 1$)变成最终的双曲线逃逸轨道($e > 1$). 由于经典轨道根数在 $e = 1$ 的情况下并不适用^[14],本文引入改进春分点轨道根数对地球逃逸段轨道进行描述. 改进春分点轨道根数适用于目前所有类型的轨道计算,其基本形式为

$$\begin{aligned} p &= a(1 - e^2), \quad f = e \cos(\omega + \Omega), \\ g &= e \sin(\omega + \Omega), \quad h = \tan(i/2) \cos \Omega, \\ k &= \tan(i/2) \sin \Omega, \quad L = f + \omega + \Omega. \end{aligned} \quad (4)$$

其中: p 为轨道半通径, a 为半长轴, e 为偏心率, ω 为近心点幅角, Ω 为升交点经度, i 为轨道倾角, L 为真黄经, f 为真近点角.

引入如下参数:

$$q = 1 + f \cos L + g \sin L, \quad (5)$$

$$r = p/q, \quad (6)$$

$$s^2 = 1 + h^2 + k^2. \quad (7)$$

利用改进春分点轨道根数 p, f, g, h, k, L 可将轨道运动方程表示为^[15]

$$\begin{aligned} \dot{p} &= F_c \frac{2p}{q} \sqrt{p/\mu}, \\ \dot{f} &= \sqrt{\frac{p}{\mu}} \left[F_r \sin L + F_t \frac{(q+1) \cos L + f}{q} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. F_n \frac{g(h \sin L - k \cos L)}{q} \right], \\ \dot{g} = & \sqrt{\frac{p}{\mu}} \left[-F_r \cos L + F_t \frac{(q+1) \sin L + f}{q} - \right. \\ & \left. F_n \frac{f(h \sin L - k \cos L)}{q} \right], \\ \dot{h} = & \sqrt{\frac{p}{\mu}} \frac{s^2 \cos L}{2q} F_n, \quad \dot{k} = \sqrt{\frac{p}{\mu}} \frac{s^2 \sin L}{2q} F_n, \\ \dot{L} = & \sqrt{p\mu} \left(\frac{q}{p} \right)^2 + \sqrt{\frac{p}{\mu}} \frac{h \sin L - k \cos L}{q} F_n. \quad (8) \end{aligned}$$

其中: μ 为地球引力常数; F_r , F_t , F_n 是作用在航天器上的推力在 RTN 轨道坐标系中的投影。

2 轨道能量变化率

为了使航天器完成地球逃逸, 最有效的办法是不断增加轨道能量, 使航天器在地球逃逸段末端轨道能量大于零。地球逃逸段航天器轨道运动学方程为

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v}, \quad (9)$$

$$\dot{\mathbf{v}} = \mathbf{g}_c(\mathbf{r}) + \mathbf{\Delta}. \quad (10)$$

其中: \mathbf{r} 和 \mathbf{v} 分别为航天器相对于地心的位置矢量和速度矢量, $\mathbf{g}_c(\mathbf{r})$ 为地心引力加速度, $\mathbf{\Delta}$ 为航天器所受全部摄动加速度之和。本文设定太阳帆航天器所受的全部摄动加速度包括太阳光压摄动加速度 \mathbf{S} 和第三体引力摄动加速度 \mathbf{g}_p , 有

$$\mathbf{\Delta} = \mathbf{S} + \mathbf{g}_p. \quad (11)$$

航天器轨道能量表达式为^[16]

$$E = \frac{1}{2} \mathbf{v}^T \mathbf{v} + U(\mathbf{r}), \quad (12)$$

其中 $U(\mathbf{r})$ 为在地球引力场作用下, 航天器单位质量的势能函数, 则轨道能量随时间的变化率为

$$\dot{E} = \dot{\mathbf{v}}^T \mathbf{v} + \dot{U} = \dot{\mathbf{v}}^T \mathbf{v} + \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} \dot{\mathbf{r}}. \quad (13)$$

结合式(10)和(11), 由 $\mathbf{g}_c^T = -\partial U / \partial \mathbf{r}$, 式(13)可改写为

$$\dot{E} = (\mathbf{g}_c + \mathbf{\Delta})^T \mathbf{v} - \mathbf{g}_c^T \mathbf{v} = \mathbf{\Delta}^T \mathbf{v} = \mathbf{S}^T \mathbf{v} + \mathbf{g}_p^T \mathbf{v}. \quad (14)$$

为了满足逃逸时间最短, 需要使逃逸轨道能量瞬时变化率最大, 即需要实时控制太阳帆航天器姿态调整航天器所受太阳光压摄动力, 使式(14)中 $\mathbf{S}^T \mathbf{v}$ 最大。然而, 本文所采用的解析最优控制律未将时间作为最优控制的优化指标, 因此只能给出局部最优解。

3 太阳帆航天器最优姿态控制角

为了得到逃逸段太阳帆姿态控制律的最优解析解, 首先需要对太阳帆所受太阳光压最优推力方向进行求解, 使航天器逃逸轨道能量变化速率最大。太阳帆法向单位矢量在地心日向旋转坐标系下表示为

$$\mathbf{n}^T = [n_\alpha n_\beta n_z]. \quad (15)$$

由太阳帆航天器所受摄动加速度可得

$$\mathbf{S}^T \mathbf{v} = S_0 (\mathbf{n}^T \hat{\boldsymbol{\alpha}})^2 \mathbf{n}^T \mathbf{v}, \quad (16)$$

则太阳帆航天器最优朝向问题可以转化为一个有约束最优控制问题。根据庞特里亚金极大值原理, 可得 Hamilton 函数为

$$H = S_0 (\hat{\boldsymbol{\alpha}}^T \mathbf{n})^2 \mathbf{v}^T \mathbf{n} + \lambda (\mathbf{n}^T \mathbf{n} - 1), \quad (17)$$

其中 λ 为拉格朗日乘子, 用来对 \mathbf{n} 进行约束, 使其为单位向量。满足 H 最大的一阶必要条件为

$$\frac{\partial H}{\partial \mathbf{n}} = \mathbf{0}^T, \quad (18)$$

结合式(17)可得

$$2S_0 (\hat{\boldsymbol{\alpha}}^T \mathbf{n}) (\mathbf{v}^T \mathbf{n}) \hat{\boldsymbol{\alpha}} + S_0 (\hat{\boldsymbol{\alpha}}^T \mathbf{n})^2 \mathbf{v} + \lambda \mathbf{n} = \mathbf{0}. \quad (19)$$

注意到, 在地心日向旋转坐标系下有

$$\hat{\boldsymbol{\alpha}}^T = [1 \ 0 \ 0], \quad \hat{\boldsymbol{\alpha}}^T \mathbf{n} = n_\alpha < 0, \quad (20)$$

则式(19)在地心日向旋转坐标系中3个轴的分量分别为

$$\begin{aligned} & 2S_0 n_\alpha (n_\alpha v_\alpha + n_\beta v_\beta + n_z v_z) + \\ & S_0 n_\alpha^2 v_\alpha + \lambda n_\alpha = 0, \end{aligned} \quad (21)$$

$$S_0 n_\alpha^2 v_\beta + \lambda n_\beta = 0, \quad (22)$$

$$S_0 n_\alpha^2 v_z + \lambda n_z = 0. \quad (23)$$

由式(22)和(23)可得

$$\lambda = -S_0 n_\alpha^2 v_\beta / n_\beta = -S_0 n_\alpha^2 v_z / n_z. \quad (24)$$

若 $n_\alpha \neq 0$, 即太阳帆边缘不朝向太阳方向, 则有

$$n_z / n_\beta = v_z / v_\beta. \quad (25)$$

将式(24)与(21)联立可得

$$\begin{aligned} & 3v_\alpha + 2(n_\beta / n_\alpha) v_\beta + \\ & 2(n_z / n_\alpha) v_z - (n_\alpha / n_\beta) v_\beta = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

将式(25)变换为

$$n_z / n_\alpha = (n_z / n_\beta) (n_\beta / n_\alpha) = (v_z / v_\beta) (n_\beta / n_\alpha), \quad (27)$$

同时定义

$$\xi = n_\beta / n_\alpha. \quad (28)$$

将式(26)左右两端同时乘以 ξv_β 可解得

$$\xi = \frac{-3v_\alpha v_\beta \pm v_\beta \sqrt{9v_\alpha^2 + 8(v_\beta^2 + v_z^2)}}{4(v_\beta^2 + v_z^2)}. \quad (29)$$

将式(16)改写为地心日向旋转坐标系下的分量形式为

$$\mathbf{S}^T \mathbf{v} = S_0 n_\alpha^2 (n_\alpha v_\alpha + n_\beta v_\beta + n_z v_z). \quad (30)$$

将式(30)左右两端同时除以 $S_0 n_\alpha^3$, 并结合式(25)和(28)可得

$$\frac{\mathbf{S}^T \mathbf{v}}{S_0 n_\alpha^3} = v_\alpha + \xi \frac{v_\beta^2 + v_z^2}{v_\beta}. \quad (31)$$

将式(29)代入(31)可得

$$\frac{\mathbf{S}^T \mathbf{v}}{S_0 n_\alpha^3} = \frac{1}{4} v_\alpha \pm \frac{1}{4} \sqrt{9v_\alpha^2 + 8(v_\beta^2 + v_z^2)}. \quad (32)$$

太阳帆所受推力在 α 轴的分量沿着太阳光的入射方

向, 即 $n_\alpha < 0$, 由此可知, 式 (32) 等号右端取负号可使 $S^T \boldsymbol{v}$ 最大. 由于 \boldsymbol{n} 为单位向量, 可得

$$n_\alpha^2 + n_\beta^2 + n_z^2 = 1. \quad (33)$$

联合式 (25), (28), (32) 和 (33) 可求得使逃逸轨道能量变化速率最快的太阳帆航天器最优法向矢量 \boldsymbol{n} 在地心日向旋转坐标系下的分量为

$$n_\alpha = -v_\beta / \sqrt{v_\beta^2 + \xi^2(v_\beta^2 + v_z^2)}, \quad (34)$$

$$n_\beta = \xi n_\alpha, \quad (35)$$

$$n_z = (v_z/v_\beta)n_\beta. \quad (36)$$

由本文对太阳帆航天器锥角和时钟角的定义, 可通过式 (34)~(36) 对如图 1 所示的太阳帆航天器最优姿态控制角进行解算, 有

$$\varphi = \arctan(n_\beta/n_\alpha), \quad (37)$$

$$\theta = \arcsin n_z. \quad (38)$$

4 解析最优控制律

若设定太阳帆航天器在地球逃逸段仅受到太阳引力摄动, 则太阳帆航天器在地心日向旋转坐标系下的摄动加速度为

$$\Delta = \begin{bmatrix} \Delta_\alpha \\ \Delta_\beta \\ \Delta_z \end{bmatrix} = S_0 n_\alpha^2 \begin{bmatrix} n_\alpha \\ n_\beta \\ n_z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} g_p \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (39)$$

其中 g_p 为太阳引力摄动. 结合式 (39), 并由笛卡尔日心直角坐标系到地心日向旋转坐标系的坐标转换矩阵可得航天器速度矢量在地心日向旋转坐标系下的速度分量为

$$v_\alpha = \cos \psi(t)v_x + \sin \psi(t)v_y, \quad (40)$$

$$v_\beta = -\sin \psi(t)v_x + \cos \psi(t)v_y. \quad (41)$$

其中 $\psi(t)$ 为黄经角, 即图 1 中 α 轴与 x 轴的夹角, 随地球绕太阳公转, 有

$$\psi(t) = \omega_p t + \psi_0, \quad (42)$$

ω_p 为地球公转角速度, ψ_0 为初始太阳黄经角. 另外, 笛卡尔日心直角坐标与地心日向旋转坐标系的 z 轴平行, 因此速度矢量在两个坐标系下的分量相等均为 v_z .

作用在航天器上的推力在 RTN 轨道坐标系中的投影 F_r, F_t, F_n 的计算流程如下.

Step 1: 利用 t 时刻的航天器改进春分点轨道根数 p, f, g, h, k, L , 计算当前时刻航天器位置矢量和速度矢量在笛卡尔日心直角坐标系下的分量;

Step 2: 由式 (40) 和 (41) 计算速度矢量在地心日向旋转坐标系下的分量;

Step 3: 由式 (34)~(36) 计算太阳帆法线方向单位矢量在地心日向旋转坐标系下的分量;

Step 4: 由式 (39) 计算太阳帆航天器所受摄动加速度矢量在地心日向旋转坐标系下的分量;

Step 5: 利用地心日向旋转坐标系到笛卡尔日心直角坐标系的转换矩阵计算摄动加速度矢量在笛卡尔日心直角坐标系下的分量;

Step 6: 由笛卡尔日心直角坐标系到 RTN 轨道坐标系的转换矩阵, 最终求得摄动加速度在 RTN 轨道坐标系下的分量.

5 仿真分析

为了对上述太阳帆地心逃逸轨道解析最优控制律的有效性和可行性进行验证, 设定太阳帆航天器的发射方案为利用运载火箭将其发射到 GTO 轨道, 并从这个轨道出发逃逸出地球引力范围, 进入日心转移轨道.

GTO 轨道相对近圆极地轨道而言, 轨道能量较高, 且轨道倾角与逃逸点的轨道倾角相差较大, 从此轨道出发所需逃逸时间相对较短^[17].

本文设定地球逃逸轨道的初始 GTO 轨道为近地点高度 600 km、远地点高度 42 241 km 的大椭圆轨道^[18], 具体轨道参数如表 1 所示. 仿真过程中对距离进行正则化处理, 即设定 1 DU = 6 378 km, 选用的星历为美国喷气推进实验室的 JPL DE 405 星历, 并采用一种包含插值输出的变阶变步长的数值方法, 生成太阳帆航天器地球逃逸轨迹.

表 1 初始轨道根数

初始轨道根数	数值
初始半长轴/(DU)	3.858 4
初始偏心率	0.716 4
初始轨道倾角/(°)	28
初始升交点经度/(°)	30
初始近地点幅角/(°)	180
初始真近点角/(°)	180
初始黄经角/(°)	90

本文通过数值仿真分别给出了如图 2 和图 3 所示的航天器地球逃逸轨道根数变化, 包括轨道偏心率和轨道近地点高度变化. 由图 2 可知, 在地球逃逸段, 航天器的轨迹从初始的椭圆轨道经抛物线轨道变成最终的双曲线逃逸轨道, 验证了本文选用改进春分点轨道根数的合理性. 由图 3 可知, 逃逸轨道的近地点高度逐渐增大, 因此采用本文给出的解析最优控制律可避免在逃逸过程中碰撞地球. 另外, 图 4 给出了太阳帆航天器地球逃逸段的全程轨迹, 图 5 给出了一个轨道周期内太阳帆航天器的姿态角变化曲线. 由仿真结果可知, 在地心逃逸段初期, 轨道周期较短, 同时本文所给出的解析最优控制律为了保证轨道能量变化最快, 会引起航天器姿态较剧烈变化, 对姿态控制系统要求较高, 因此, 在进行航天器自主在轨姿态控制

系统设计时, 需要对逃逸时间及姿态控制系统能力进行折衷考虑.

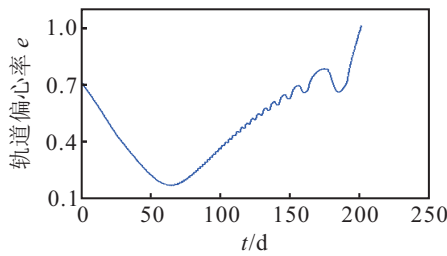


图2 地球逃逸段轨道偏心率变化

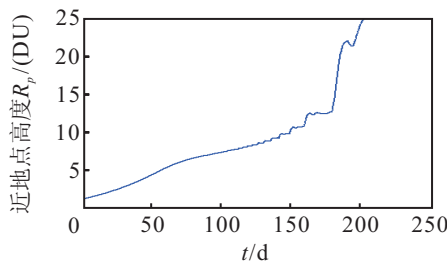


图3 地球逃逸段轨道近地点高度变化

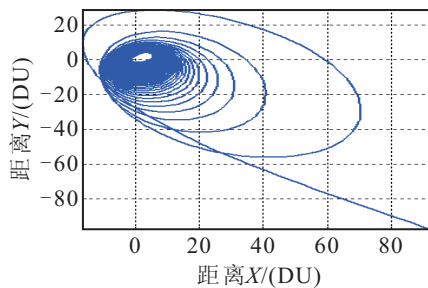


图4 地球逃逸段太阳帆航天器轨迹

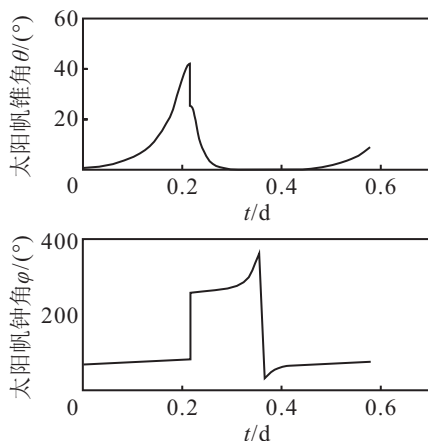


图5 一个轨道周期内太阳帆姿态角变化

通过大量仿真发现, 对于发射轨道为GTO的太阳帆航天器, 若考虑近地点轨道高度的约束条件(大于600 km), 则地心逃逸段的飞行时间对初始发射轨道的空间位置较为敏感(如表2所示), 因此在设计航天器地球逃逸轨道时, 需要根据逃逸时间要求对运载火箭发射窗口进行选择. 表2所示为特征速度为 0.45 mm/s^2 的太阳帆航天器(GTO轨道倾角为 28° , 近

地点高度为600 km)逃逸飞行时间与发射轨道空间位置之间的关系, 表2中发射轨道与黄道面的夹角通过初始升交点经度和轨道倾角计算得到.

表2 发射轨道空间位置与地球逃逸时间的关系

升交点经度($^\circ$)	与黄道面夹角($^\circ$)	逃逸时间/d
0	4.56	209.5
30	13.64	197.4
60	25.38	213.3
90	35.89	193.6
120	44.21	238.0
150	49.58	250.4
180	51.43	244.6

6 结论

本文通过解析最优控制律对太阳帆航天器地球逃逸段轨道控制问题进行了研究. 首先, 利用改进春分点轨道根数建立航天器运动学方程; 然后, 给出了使轨道能量变化速率最快的解析最优控制律推导过程; 最后, 选择GTO轨道作为初始发射轨道对解析最优控制律的可行性和有效性进行仿真验证, 并得到了以下结论.

1) 在地球逃逸段, 航天器的轨迹从初始的椭圆轨道经抛物线轨道变成最终的双曲线逃逸轨道, 需引入改进春分点轨道根数描述航天器运动方程.

2) 采用本文给出的解析控制率可避免航天器在逃逸过程中碰撞地球.

3) 在逃逸初期, 航天器姿态角变化较剧烈, 因此在进行航天器自主在轨姿态控制系统设计时, 需对逃逸时间及姿态控制系统能力进行折衷考虑.

4) 对于发射轨道为GTO的太阳帆航天器, 若考虑近地点轨道高度的约束条件, 则地心逃逸段的飞行时间对初始发射轨道的空间位置较为敏感.

参考文献(References)

- [1] McInnes C R. Solar sailing: Technology, dynamics and mission applications[M]. London: Springer-Verlag, 1999: 1-55.
- [2] 荣思远, 刘家夫, 崔乃刚. 太阳帆航天器研究及其关键技术综述[J]. 上海航天, 2011, 2(2): 53-62.
(Rong S Y, Liu J F, Cui N G. A review of solar sail spacecraft research and its key technology[J]. Aerospace Shanghai, 2011, 2(2): 53-62.)
- [3] 张秋华, 孙毅, 黄明明. 近地共面轨道上两飞行器在径向连续小推力下的追逃界栅[J]. 控制与决策, 2007, 22(5): 530-534.
(Zhang Q H, Sun Y, Huang M M. Pursuit evasion barrier of two spacecrafts under minute continuous radial thrust in coplanar orbit[J]. Control and Decision, 2007, 22(5): 530-534.)

- [4] 王松霞, 徐世杰, 陈统. 太阳帆飞行器轨道动力学分析[J]. 中国空间科学技术, 2006, 4(2): 30-37.
(Wang S X, Xu S J, Chen T. Orbit dynamics analysis of solar spacecraft[J]. Chinese Space Science and Technology, 2006, 4(2): 30-37.)
- [5] Mooij E, Noomen R, Candy S. Evolutionary optimization for a solar sailing solar polar mission[C]. *Astrodynamics Specialist Conf and Exhibit Colorado*. Keystone, 2006: 1-13.
- [6] 杨永安, 冯祖仁, 谭炜. 太阳同步卫星降交点地方时漂移控制策略的研究[J]. 控制与决策, 2008, 23(6): 693-696.
(Yang Y A, Feng Z R, Tan W. Study of shift control strategy for local time of descending node based on sun-synchronous satellite[J]. *Control and Decision*, 2008, 23(6): 693-696.)
- [7] Sands N. Escape from planetary gravitational fields by use of solar sail[J]. *American Rocket Society J*, 1961, 31(7): 527-531.
- [8] Sockett L L. Optimal solar sail planetocentric trajectories[C]. *AAS/AIAA Astrodynamics Conf AAS Paper*. Cambridge, 1978: 1-12.
- [9] Leipold M. Solar sail mission design[D]. Munich: School of astronautics Technische University Manchen, 2000: 78-102.
- [10] Victoria L Coverstone, John E Prussing. Technique for escape from geosynchronous transfer orbit using a solar sail[J]. *J of Guidance, Control and Dynamics*, 2003, 26(4): 628-634.
- [11] Macdonald M, McInnes C R. Realistic earth escape strategies for solar sailing[J]. *J of Guidance, Control and Dynamics*, 2005, 28(2): 315-323.
- [12] Roy A E. *Orbital motion*[M]. London: Institute of Physics, 1998: 245-250.
- [13] Macdonald M, McInnes C R. Analytical control laws for planet-centred solar sailing[J]. *J of Guidance, Control and Dynamics*, 2005, 28(5): 1038-1048.
- [14] Petropoulos A E. Simple control laws for low-thrust orbit transfers[J]. *Advances in Astronautical Sciences*, 2003, 116(3): 2031-2049.
- [15] Matteo Ceriotti, Colin R McInnes. Generation of optimal trajectories for earth hybrid pole sitters[J]. *J of Guidance, Control and Dynamics*, 2011, 34(3): 847-857.
- [16] Macdonald M, McInnes C R. Solar sail capture trajectories at mercury[C]. *AIAA. California: Monterey*, 2002: 1-7.
- [17] Manfred E Leipold, Otto Wagner. Mercury sun-synchronous polar orbits using solar sail propulsion[J]. *J of Guidance, Control and Dynamics*, 1996, 19(6): 1337-1341.
- [18] Leipold Borg Lingner. Mercury orbiter with a solar sail spacecraft[J]. *Acta Astronautica*, 1995, 35(2): 635-644.

(上接第252页)

- [8] 郑海青, 井元伟, 刘晓平. 一类具有多种耦合时滞的复杂动态网络的牵制同步[J]. 控制与决策, 2010, 25(11), 1720-1722.
(Zheng H Q, Jing Y W, Liu X P. Pinning synchronization for a class of complex dynamical networks with heterogeneous delays[J]. *Control and Decision*, 2010, 25(11): 1720-1722.)
- [9] Zhou B. Pinning synchronization of a class of complex dynamical network with doupling delay[J]. *Int J of Nonlinear Science*, 2010, 2(9): 207-212.
- [10] Wang Q Y, Duan Z S, Feng Z S, et al. Estimation of delay on synchroization stability in a class of complex systems with coupling delays[J]. *Taiwanese J of Mathematics*, 2008, 12(8): 2141-2154.
- [11] Wang Y H, Li Y S, Wang X D, et al. The structure properties of control systems with similarity[C]. *Proc of 14th IFAC World Congress*. Beijing, 1997, 7: 273-277.
- [12] Bakule L, Lunze J. Decentralized design of feedback control for large-scale systems[J]. *Kybernetika*, 1988, 24(8): 3-96.
- [13] Araujo C S, Castro J C. Application of power system stabilizers in a plant with identical units[J]. *IEE Proc*, 1991, 138(1): 11-18.
- [14] Wang Y H, Zhang S Y. Robust control for nonlinear similar composite systems with uncertain parameters[J]. *IEE Proc of Control Theory Application*, 2000, 147(1): 80-86.
- [15] Yan X G, Dai G Z. Decentralized output feedback robust control for nonlinear large-scale systems[J]. *Automatica*, 1998, 34(11): 1469-1472.
- [16] Lubomlr Bakule. Decentralized control: An overview[J]. *Annual Reviews in Control*, 2008, 32(1): 87-98.
- [17] Lu J Q, Cao J D. Synchronization-based approach for parameters identification in delayed chaotic neural network[J]. *Physical A*, 2007, 382(2): 672-682.
- [18] Boyd S, Ghaoui L E, Feron E, et al. *Linear matrix inequality in system and control theory*[M]. Philadelphia: SIAM, 1994: 7-8.