第 16 卷 第 1 期 1998 年 3 月
天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY
Vol.16, No.1 Mar., 1998

太阳辐射压摄动计算的新进展

胡 小 工

(中国科学院上海天文台 上海 200030)

摘 要

介绍了一种新的建立太阳辐射压摄动模型的方法，即 Vokrouhlicky 等人提出的方法。该方法以辐射转移方程为基本数学工具，并运用相应的物理概念，通过对太阳辐射场强和辐射流量的计算来求出太阳辐射压摄动。此方法既适用于卫星处于地球半影区内和地球阴影之外的情形，也适用于地球反照辐射压的计算。还介绍了该方法的一些计算结果，并简单评述了其不足之处。

关 键 词 太阳辐射压 — 天体力学：摄动 — 天体力学：定轨

分 类 号： P133

1 引 言

随着观测精度的迅速提高，人们对人造卫星的定轨精度的要求也越来越高。人卫轨道确定理论 [1,2] 认为，观测值与计算预报值的偏差 (O–C) 主要来自动力学参量和运动学参量的误差。利用加权最小二乘方法，可修正这些参量使观测值与计算值的偏差尽可能小。为了提高定轨精度 (特别是外符精度)，准确地模制卫星所受到的各种力的影响是必需的 [1,2]。

在人卫轨道确定中，有两种难以准确模制的非引力摄动效应：大气阻力摄动和太阳辐射压摄动。本文仅讨论太阳辐射压摄动模型的建立方法。太阳辐射压包括两部分，一部分是太阳的直接辐射压，另一部分是从地面反射的太阳辐射引起的反照辐射压 (Albedo 效应，其中包括地球本身的热辐射引起的辐射压)。一般来说，当卫星高度超过 800km 时，太阳辐射压摄动比大气阻力摄动大 [2]，因此对于如 Lageos 之类的高轨卫星而言，特别是在其长弧精密定轨中，太阳辐射压的模制显得尤其重要。

早在 60 年代初，轨道力学家就已注意到了太阳辐射压对人卫轨道的影响。但限于观测精度和观测资料不足，当时尚未发现地球半影中的太阳辐射压以及地球的反照辐射压对卫星轨道长期演化的摄动影响。认识到地球阴影的影响是从 Kozai[8] 的工作开始的，他证明了如果不考虑地球阴影，太阳辐射压摄动对轨道的半长径没有长期摄动；而如果考虑地球阴影，则有长期摄动 [8]。Kozai 假定太阳辐射压摄动具有一种间断形式，即在地球本影中，太阳辐射压为零；而在地球本影以外，太阳辐射压的大小保持不变，其方向为日心与卫星的连线方向。

1996 年 11 月 7 日收到

这种近似忽略了地球半影的影响，其实质是忽略从地球和卫星上分别看太阳的视差。完整地考虑地球阴影和反照辐射压对卫星轨道长期演化的影响还是最近十几年的事 [9–19] ，这显然是受到定轨精度要求日益提高的推动。

研究太阳辐射压摄动在理论上和应用中都有极为重要的意义。以检测广义相对论中的 Lense-Thirring 效应为例 [4,5]：该效应检测后牛顿引力场的“磁”部分 (现有的后牛顿检验仅限于后牛顿引力场的“电”部分)，是区分广义相对论和其它引力理论的重要实验判据。同时，检测 Lense-Thirring 效应还可限制 PPN 理论中的参数 α，这也是目前的引力检验实验做不到的。为了检测该效应， Ciufolini[4,5] 提议发射一颗与 Lageos-1 的轨道半长径和偏心率都相同而轨道倾角与 Lageos–1 的轨道倾角互补的 Lageos–3 卫星。 Ciufolini 证明：为了在大于百分之九十的置信水平上检测出 Lense–Thirring 效应，太阳辐射压摄动将是主要的误差源之一。在这种精度要求下，目前采用的近似的太阳辐射压模型就远远不够了。Vokrouhlicky 等人 [15] 的结论是：因为地球大气的情况难以准确模制，地球反照辐射压的计算事实上是无法准确到所需的精度的；但是通过几年时间尺度范围内的平均可以有效地平滑掉其误差对 Lense–Thirring 效应的检测精度的影响。

本文介绍太阳辐射压摄动模型的一些最新进展，着重介绍 Vokrouhlicky 等人 [14–19] 的一系列工作。它们是目前最完整的太阳辐射压摄动理论。在这些工作中， Vokrouhlicky 等人采用了在天体物理中常用的辐射转移方程来建立他们的理论。该理论不仅可用于定性分析，而且还可作定量的计算。这意味着，采用实用的各类定轨软件 (如： UTOPIA 、 SHORDE 等)，可以将这套理论应用于实际的资料处理。

对于如 Lageos 之类的球形卫星而言，当它完全处于地球阴影之外或地球本影之中时，所受到的太阳辐射压是很容易计算的。困难的是当 Lageos 处于地球半影中时如何计算太阳辐射压。已经发现， Lageos 长弧定轨的后验残差 (定轨后计算值与观测值之差) 与 Lageos 卫星进出地球阴影的历元有很强的相关性 [10,12] ；而地球半影中太阳辐射压摄动的准确计算可以部分解释这些后验误差的来源 (见第 5 节)。

地球半影的形成与以下两个因素有关： (1) 太阳辐射来自于一个位于有限距离的盘 (光球) 光源； (2) 地球大气对太阳光线的折射、吸收、散射等物理过程，使得从卫星上透过地球大气看去，太阳已不再是一个均匀的辐射圆盘。如果不考虑地球大气的影响，这时的地球半影称之为几何食半影，它很容易确定。但实际上在太阳辐射被固体地球遮掩之前，地球大气已将部分太阳辐射减弱，所以此时卫星已经处于地球的半影之中。考虑了大气影响后的地球半影称为物理半影。详细计算地球大气对太阳辐射的影响是 Vokrouhlicky 等人工作的核心。在某些简化的假设条件下，他们从理论上推导了地球的物理半影模型以及卫星在半影区中受到的直接太阳辐射压摄动和地球反照辐射压摄动，得出的结论是这两种摄动对人卫的轨道长期演化的影响都是不容忽视的 (见下文第 3 、 4 节)。应该指出，将 Vokroulicky 的理论应用到不规则外形卫星 (如带有一个或两个太阳翼板的 GPS 或 TOPEX) 的太阳辐射压计算时，所涉及的计算量很大，问题并未得到很好的解决 (见第 5 节)。

2 辐射转移理论简介

辐射转移理论较多应用于天体物理学的研究中。但在太阳辐射压摄动的研究中，辐射转

移方程提供了适当的数学工具和相应的物理概念，这是因为太阳辐射压摄动的实质就是由于卫星表面吸收或反射了太阳辐射所带有的动量。在辐射转移理论中，太阳辐射压摄动的计算可分为两个问题： (1) 如何计算卫星表面的太阳辐射强度， (2) 如何计算卫星表面与太阳辐射的相互作用。在本节中我们主要介绍问题 (2) ，下一节再详细介绍问题 (1) 。

辐射转移理论中的最基本的概念是辐射强度，其严格的定义是 [6] ：在辐射场中位矢为 $\boldsymbol{r}$ 的任一点，取定一个面积微元 $\mathrm{d}S$ ，其法向为 $\boldsymbol{N}$ ，则在 $\mathrm{d}t$ 时间内从方向为 $\boldsymbol{n}$ 的立体角元 $\mathrm{d}\Omega$ 内射来的频率在 v—$v+\mathrm{d}v$ 之内的辐射能 $\mathrm{d}E$ 为：

$$\mathrm{d}E = I(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{n}, v, t)\mathrm{d}S(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{N})\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}v\mathrm{d}t \tag{1}$$

上式中的 $I(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{n}, v, t)$ 就是辐射强度，也叫辐射场强，它是时刻 t 、场点的位置 $\boldsymbol{r}$ 、辐射来的方向 $\boldsymbol{n}$ 和辐射频率 v 的函数。

在太阳辐射压摄动的研究中，可以认为辐射频率没有显著的动力学效应，则上式可以简化为：

$$\mathrm{d}E = I(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{n}, t)\mathrm{d}S(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{N})\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}t \tag{2}$$

此时的 $\mathrm{d}E$ 对应于全波段的能量。

辐射转移理论的核心是：在已知辐射源的辐射强度后，如何计算任一场点的辐射强度。在大多数的情况中，这种计算都是很困难的；但应用到人卫的太阳辐射压摄动计算时，却相对容易一些。直接太阳辐射压计算中的源就是太阳光球表面，其辐射强度可根据太阳物理理论算出 [6] ；而地球反照辐射压计算中的辐射源则是从地面反射的太阳辐射，其辐射强度的计算要相对复杂得多。根据辐射转移理论可知，计算空间某一点从某一方向入射的辐射的强度，需要知道： (1) 从该方向入射的光线来自于辐射源上的哪一点，即需要逆着光线回到辐射源上； (2) 在光线传播过程中，传播介质对光线的吸收、散射等过程造成了辐射强度如何变化。下一节中将详细地讨论这两个问题。

在辐射转移理论中有两个很重要的特解 [6] ，其一是对应于没有介质吸收的情况，这时沿着光线传播的路径 $I=I_0=$ 常数；另外一个特解是当介质吸收系数 k 为一常数时，沿着光线传播的路径， $I=I_0\exp(-ks)$ 。其中光程 $s=\int\eta\mathrm{d}l, \eta$ 是折射系数， $\mathrm{d}l$ 是光线的长度微元。在计算太阳辐射场时，这两个特解都有一定的应用。

假定已知卫星表面的太阳辐射强度并进一步假设辐射强度不随时间变化且在卫星表面上为均匀的，即卫星表面上的辐射强度 I 与卫星表面的位矢 $\boldsymbol{r}$ 无关。

$$I(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{n}, t) = I(\boldsymbol{n}) \tag{3}$$

在卫星表面任一点取法向为 $\boldsymbol{N}$ 的面积元 $\mathrm{d}S$ ，任一入射光线的方向可用两个角度 (经度 θ 和纬度 φ) 来表示， $\boldsymbol{n}=(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$ 则单位时间内从方向为 $\boldsymbol{n}$ 的立体角元 $\mathrm{d}\Omega$ 内射来的能量，按定义应是：

$$\mathrm{d}E = I(\theta, \varphi)\mathrm{d}\Omega(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{N})\mathrm{d}S$$

由光子的能动关系：

$$E = pc \tag{4}$$

其中，p 为动量，c 为光速。上述能量流带来的动量流的方向为 $\boldsymbol{n}$ 方向，写成矢量形式：

$$\mathrm{d}\boldsymbol{p} = \frac{1}{c} I(\theta, \varphi) \boldsymbol{n} \mathrm{d}\Omega (\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{N}) \mathrm{d}S \tag{5}$$

假定上述动量流全部被吸收，则该微元受到的力是：

$$\mathrm{d}\boldsymbol{f} = \mathrm{d}\boldsymbol{p}$$

对整个卫星表面积分，其结果就是太阳辐射压：

$$\boldsymbol{f}_{\mathrm{tot}} = \int \mathrm{d}\boldsymbol{f} = \frac{1}{c} \int (\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{N}) \boldsymbol{n} I(\theta, \varphi) \mathrm{d}\Omega \mathrm{d}S \tag{6}$$

上式实际上是一个四重积分，其中两重对立体角积分，另两重对整个卫星表面积分。这是太阳辐射压摄动理论中的最基本的公式。

不难看出，对于一般形状的卫星而言，上述四重积分实际上是难以计算的。若卫星形状不规则，卫星本身的一部分可能会挡住另外一部分的光，这时的积分就更加复杂。

Vokrouhlicky 等人 [14] 证明，当卫星是一个表面各点都有相同的光学特征 (如反射率) 的球体时，对卫星表面的二重积分可积出，将结果写成常见的形式是：

$$\boldsymbol{a} = \frac{\pi R^2}{mc} C_{\mathrm{R}} \boldsymbol{F} \tag{7}$$

上式的 $\boldsymbol{a}$ 就是太阳辐射压加速度，m, R 分别为卫星的质量和半径，C_{R} 即太阳辐射压系数，而 $\boldsymbol{F}$ 是太阳辐射矢量流：

$$\boldsymbol{F} = \int_{(\theta,\varphi)} \boldsymbol{n}(\theta, \varphi) I(\theta, \varphi) \mathrm{d}(\cos\theta) \mathrm{d}\varphi \tag{8}$$

可见计算太阳辐射压最终化为计算太阳辐射矢量流。用辐射转移理论推导的太阳辐射压摄动与我们平常采用的公式在形式上是一致的，但在后者中 (如定轨软件 UTOPIA 或 SHORDE 中) 将 $\boldsymbol{F}$ 近似地处理成一个大小不变，在日心、卫星质心连线方向上的矢量。在长弧精密定轨中，这样的近似是不可靠的。如采用 Vokrouhlicky 等人的理论，我们可以准确计算太阳辐射压；即使是处在地球的半影或本影中，上述公式仍然有效。另外，利用上述公式我们也可计算地球反照辐射压，这时的辐射源是地面对太阳辐射的反射。

为了计算太阳辐射压摄动，需要计算卫星所在位置的辐射强度，即积分式 (8) 中的 $I(\theta, \varphi)$。

3　太阳直接辐射压的计算

我们以太阳的直接辐射压摄动为例，介绍 Vokrouhlicky 等人的辐射强度计算方法 [14]。遵循从简单到复杂的步骤，先看卫星处于地球阴影 (本影和半影) 之外的情形。此时太阳光线在到达卫星之前未受到大气的影响，可以认为太阳光线沿着直线传播，且其强度在传播过程中保持不变，即：

$$I(\theta, \varphi) = I_{\mathrm{s}}(\theta_0, \varphi_0)$$

I_s 是太阳光球的辐射强度，而 (θ_0,φ_0) 是从 $\boldsymbol{n}$ 方向入射到卫星表面的光线离开太阳光球时在太阳局部坐标系里的角度。由于太阳光球表面辐射的各向同性，$I_\mathrm{s}(\theta_0,\varphi_0)$ 只与 θ_0 有关而与 φ_0 无关 [14]。考虑到对称性，可以适当选取卫星局部坐标系，使太阳辐射流量的计算简化。取从日心至卫星质心的方向为 z 方向，x,y 轴与 z 轴垂直且任意，则从对称性可知必有 $F_x=F_y=0$(F_x、F_y 是 F 的 x,y 分量)。只需算：

$$F_z=\int_{(\theta,\varphi)}\cos\theta I(\theta,\varphi)\mathrm{d}(\cos\theta)\mathrm{d}\varphi=2\pi\int_\theta\cos\theta I_\mathrm{s}(\theta_0)\mathrm{d}(\cos\theta) \tag{9}$$

容易推导，θ_0 和 θ 之间是一个简单的函数关系 [19]。

要计算上式，还要知道 $I_\mathrm{s}(\theta_0)$ 的形式，记 $\mu=\cos\theta_0$, 太阳物理理论中给出 [6]:

$$I_\mathrm{s}(\mu)=F_0\psi_\mathrm{s}(\mu) \tag{10}$$

其中 F_0 是常数，其值为 $6.3\times10^9\mathrm{J\cdot m^{-2}\cdot s^{-1}}$，后一函数 $\psi_\mathrm{s}(\mu)$ 描述了太阳光球辐射的临边昏暗效应，其具体形式 [6] 为：

$$\psi_\mathrm{s}(\mu)=\frac{3}{4}\left[\frac{7}{12}+\frac{1}{2}\mu+\mu\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2}\mu\right)\ln\frac{1+\mu}{\mu}\right] \tag{11}$$

将上式代入 F_z 右端，即可算出地球阴影外的太阳辐射压 [14]。

为讨论太阳辐射压对轨道的影响，需将上述卫星局部坐标系的加速度分量 $(0,0,\frac{\pi R^2}{mc}C_\mathrm{R}F_z)$ 转换至地心天球参考系内，即转换成轨道径向、切向和法向 (S, T, W) 的三个分量 [1,2]。

如果太阳光线在到达卫星表面之前经过了大气，辐射场强的计算就要复杂得多，但其基本思想还和前面的简单情形一样：将从 $\boldsymbol{n}$ 方向入射到卫星表面的光线对应到太阳光球上去，此时太阳光线经过了地球大气，光线不再沿直线传播。根据 Fermat 原理，光线的轨迹是使得大气折射率 η 沿光线轨迹的积分 $\int\eta dl$ 取极值。同时，沿着该轨迹，由于大气的吸收、散射效应，卫星接收到的太阳辐射强度要减小。

Vokrouhlicky 等人在他们的工作中，采用了 Garfinkel[7] 的球对称的分层大气折射率模型。地面高度 h 处的大气折射率：

$$\eta(h)=1+\alpha\left(1-2\gamma^2\frac{h}{R+h}\right)^k \tag{12}$$

其中：$$2\gamma^2=\frac{g_0R}{(k+1)DT_0}$$

上式中，R 为地球半径 (将地球看作球体)，k 为大气的多方指数，其值约为 1.33，α 是地球表面 $(h=0)$ 处的折射系数，g_0 为地球表面的重力加速度，D 为大气的气体常数 $(287\mathrm{J\cdot kg^{-1}\cdot K})$，$T_0$ 是大气底层的温度 (K)。

当 $\eta(h_\mathrm{T})=1$ 时，对应的 h_T 即是大气层顶点的地面高度。在 Garfinkel 的模型中，$h_\mathrm{T}\approx$ 50km。考虑到大气折射系数的球对称性，Snell 定律成立：

$$\eta r\sin\psi=\mathrm{const.} \tag{13}$$

其中 r 是地心距，ψ 是光线与地心方向的夹角。

一条光线的掠射点 (grazing Point) 定义为在该点的光线的视天顶距为 90°，从掠射点至地心的距离是这条光线至地心的最短距离。定义 $Re(h)$ 为一条最小高度为 h 的光线的折射角，根据前面的 Snell 定律，应有：

$$(R+h_{\mathrm{T}})\cos Re(h)=(R+h)\eta(h) \tag{14}$$

上式的左端对应于光线从大气层出射的那一点，而右端则对应于光线的掠射点。

利用上式和一些简单的三角关系， Vokrouhlicky 等人 [14] 证明，当日心、地心和卫星轨道位于同一个平面内时，从太阳光线相对于卫星的入射角，可以很方便地算出该光线从太阳光球上出发时的位置和方向，也就是说，逆着一条光线传播的方向，从卫星表面回到了太阳光球表面。当日心、地心和卫星轨道不在同一平面内时，也只需稍作变换，同样可将一条从 (θ,φ) 方向入射的光线逆推到太阳光球某位置上以某个角度出射的光线。

通过光线穿过地球大气的详细计算，可以将 Lageos 卫星进入地球阴影的过程分为以下五个子过程 [14]: (1) 卫星位于地球阴影之外，这时的直接太阳辐射压摄动计算我们已在前面给出。(2) 部分的太阳辐射受到地球大气的折射，这时从卫星上看去，太阳光盘已不是一个圆面，浸入大气的部分太阳光盘被扭曲形变。(3) 整个太阳的辐射都受到地球大气的折射影响，这时从卫星上可透过大气层看到整个太阳光盘，但其形状已不再是圆盘。(4) 部分太阳辐射被固体地球所遮挡。这时卫星即进入几何半影区。(5) 全部太阳辐射都被固体地球遮挡，这时卫星进入地球本影区，此时的太阳辐射摄动为零。其中第三个子过程完全由地球大气折射所引起。从 Lageos 卫星上看去，大气层所张的角度大约为 $16'$，而太阳光盘所张的角度为 $30'$ 左右，所以如果不考虑地球大气对太阳辐射的折射 (更准确地说，是较差折射)，就不可能在部分太阳辐射被固体地球遮挡之前从卫星上看到被扭曲的整个太阳光盘。

前面的分析可以确定太阳光线在地球大气中的传播轨迹。为了计算卫星处的辐射强度，我们还要计算在传播过程中辐射强度的变化。假定沿着光线传播的路径地球大气吸收系数为常数： $K(l)=K^*$，且光线传播轨迹为直线 (零级近似)，利用辐射转移方程的特解可将入射到卫星表面的太阳辐射强度 I 写为：

$$I=I_{\mathrm{s}}e^{-2\tau} \tag{15}$$

上式右端的 I_{s} 是一条入射光线对应的太阳光球上的出发点处的辐射强度，而 2τ 是这条光线穿过的光学厚度：

$$2\tau=\int K(l)\mathrm{d}l=K^*\int\mathrm{d}l \tag{16}$$

而 $\int\mathrm{d}l$ 就是位于地球大气层内的光线轨迹的几何长度。在实际计算中，可取 $K^*=1.162\times10^{-5}\mathrm{m}^{-1}$。

当然，上面的辐射强度计算过于简化。更详细的计算至少需要涉及两方面的改正 [14]：(1) 考虑大气吸收系数随地面高度的变化，这时仍可将光线传播轨迹看作直线；(2) 考虑大气吸收的频率选择效应，真实大气对某些频段的太阳辐射吸收较强而对另外一些频段的太阳辐射吸收较弱甚至基本不吸收。Vokrouhlicky 理论的一个优点就在于对不同的大气吸收系数模型和大气吸收频率效应模型，理论上都可以计算出太阳辐射场 [14]。

由以上的分析过程，已经可以算出太阳辐射强度，其中大气对太阳光线的折射和吸收等物理过程都已包括在内。无论卫星是处于地球阴影之中或是地球阴影外，上述计算过程原则

上都可适用。但在计算 (8) 式的右端时，考虑到被积函数过于复杂，在实际工作中只能采用数值积分的方法。对 (8) 式中的二重积分的被积区域离散化以后，计算量相当大。具体计算表明 [14,15]，这种离散求和的方法是不可能用于实际的长弧定轨的，Vokrouhlicky 等人 [15] 为此进一步考虑了对 (1) 式的简化。他们证明 [16]，可以不用积分，而仅仅通过解一个超越代数方程组来计算 (1) 式。根据物理上的考虑，他们将 (1) 式右端的 I 分解成三项的乘积：

$$I = I_1 I_2 I_3 \tag{17}$$

其中 I_1 是不考虑大气折射和大气吸收时的值，正比于太阳光盘相对于卫星所张的立体角；I_2、I_3 分别表示大气的折射改正和吸收改正。虽然这种分解有一定的任意性，但他们的计算表明，这样近似求得的结果与数值积分结果相差无几 (差别小于 10%)，计算时间却只需数值积分的 1/50—1/10。

4 地球反照辐射压的计算

计算地球反照辐射压摄动时，同样需要知道地球的反照辐射在卫星表面处的辐射强度。光线在大气中的折射和吸收过程和前面计算直接太阳辐射时完全类似，唯一的区别在于辐射源的辐射强度计算要复杂得多。作为近似，在计算时可以不考虑地球大气的折射效应，而仅考虑云层对辐射的吸收效应 [19]。

由于地球表面的光学性质的复杂性，地球反照辐射压摄动的计算一直未能很好地解决。在常用的定轨软件 UTOPIA 中，把地球表面近似为一个各向同性的漫反射表面，忽略了地球表面上陆地和海洋的光学性质的差别。当然，用于短弧定轨参数解算时，这种近似是可以的，并且也是成功的 [1,2]。但当考虑卫星轨道的长期演化时，这种近似就不再适用了。

在将辐射转移理论应用到地球反照辐射压时，Vokrouhlicky 等人 [16,19] 采用了以下的地球反射模型来计算辐射源的辐射强度： (1) 将地球上的大陆看成是各向同性的漫反射表面，但漫反射的系数随着地理经纬度的不同而变化，采用 Sehnal[13] 模型来描述这种反射系数与地理坐标的关系。 (2) 对海洋而言，既有漫反射成份也有镜面反射成份，是漫反射和镜面反射的一种叠加。采用 Barlier 等 [3] 给出的海洋反射模型来计算海洋反照辐射源的强度。(3) 采用 Chandrasekhar[6] 的平面大气辐射转移模型来描述大气中的厚云层对太阳辐射的吸收和散射。如果说前两部分地球反射的物理机制还比较清楚因而计算也较简单的话，那么厚云层的散射过程就相对要复杂得多，其模制也要困难得多，如再考虑云层的瞬时变化，模制的精度其实是很难保证的。

利用上面的模型算出的地球表面的辐射强度，Vokronhlicky 等人 [16,19] 计算了时间跨度为 6 年的 Lageos 的地球反照辐射压摄动的轨道切向分量 (即 T 分量)，其量级约为 $10^{-12}\mathrm{m\cdot s^{-2}}$。将其序列画出，可以清楚地看到：该摄动与 Lageos 进入地球阴影的历元有很强的相关性 [16,19]。分别对有云层 (包括云层集中于北半球和云层均匀分布于全球两种情况) 和无云层的情况进行了计算，发现不同情况对应的反照辐射压差别甚大，这说明地球反照辐射压摄动严重依赖于地球表面模型，比如海洋的反射中漫反射和镜面反射成分究竟各占多少，云层的分布和其变化等。但是基本上可以肯定，该摄动对目前在 Lageos 长期定轨中发现的半长径的后验残差有贡献。进一步的计算表明，该摄动还不足以产生全部后验残差，由此可推测一定还有其它同

量级的物理机制也对后验残差有贡献。

在上面的计算中，没有详细考虑地球大气对反照辐射的影响。地球大气的影响包括两方面：一是对入射到地球表面的太阳辐射的折射和吸收，二是对从地面再反射至卫星的辐射的折射和吸收。Vokrouhlicky 等人 [17] 详细考虑了这一问题。他们的计算表明，至少对于 Lageos 卫星而言，反照辐射计算不需如此详细地计入大气效应。唯一有显著影响的大气效应就是前面已提到过的厚云层的影响。

5 评　　论

本文介绍了 Vokrouhlicky 等人工作的大致情况。可以看到，这项工作的基础是严密的，它从辐射强度这个概念出发，建立辐射转移方程；然后简化方程，求出卫星处的辐射强度，对卫星表面积分，即可算出太阳辐射压。当然在具体应用该理论时，采用了一些简化处理和假定，这些处理和假定的合理性可以进一步讨论，其中采用的模型也可进一步改进。太阳直接辐射压和地球反照辐射压可以统一在一个框架下处理，卫星在地球阴影外、本影内、半影内的情况都可在同一个框架下处理。显然，这是一个较完整的理论。不仅如此，通过对问题的简化，在实际的资料处理中也已加以运用。

Vokrouhlicky 理论发表后，立即引起了广泛的关注。一个重要的原因是他们的理论有助于解决卫星精密定轨中的一个长期悬而未决的问题，即我们已提到过的 Lageos 的长弧定轨的后验残差的解释问题。Vokrouhlicky 等人 [14–19] 在一定的简化假设下得到的结论是地球半影的存在和地球反照辐射都可能对此后验残差有贡献，而又都不能单独解释后验残差。Rubincam 等人 [11] 采用另外的方法估计了地球半影对 Lageos 后验残差的影响，他们的结论是这种影响只能说明后验残差中的 40%—50%，这一结果和 Vokrouhlicky 等人计算的结果基本一致。看来要完全解释这些后验残差，还需考虑别的机制，如 Yarkovsky 效应或高层大气中的中性粒子和荷电粒子对卫星的阻力等，这方面的研究在最近几年很活跃 [9–12]。

不可否认的是，无论是 Vokrouhlicky 等人还是 Rubincam 等人的计算，都是基于一些简化了的大气模型。如 Vokrouhlicky 等人采用的 Garfinkel 模型 (见第 3 节) 虽可以较好地反映地球大气的平均情况，但却不足以反映瞬时大气的真实情况；而且他们采用的大气吸收系数模型也是比较粗略的。事实上地球大气总是处于变化中，且其变化幅度较大 (比如天晴时和天阴时，太阳的辐射强度可以相差很多，且对太阳光线的偏折也不一样)。严格说来，目前的计算还只有定性的意义，并未完全做到他们声称的定量分析。Robincum 等人 [11] 的计算中将地球大气模型极端化，他们假定一半的地球表面覆盖着火山烟雾，而另一半地球表面则没有，虽然其目的是阐明地球半影对 Lageos 后验残差的贡献的量级，但从他们的计算过程可以看出，要准确计算地球半影摄动和反照辐射压，还是很困难的。特别应当指出，若地球大气模型不是球对称的，则 Vokrouhlicky 理论的核心，即地球大气对太阳光线的影响的计算，就不会有现在这样的简单形式，而必须通过复杂得多的数值积分来完成。该理论的另一个缺陷是不适用于形状不规则的卫星 (见第 2 节)，如 GPS 卫星、TOPEX 卫星等。虽然他们声称可以同样计算出此时的太阳辐射压，可是从前面介绍的计算过程可以看到，其中涉及到的计算过于复杂，且其精度也很难保证，实际上是不实用的。这当然一方面反映了该理论的不足，另一方面，也说明太阳辐射压的模制确实是一个很困难的问题。虽然有以上缺陷，但 Vokrouhlicky

理论仍不失为一种较好的理论，相信在卫星轨道力学的研究中会发挥其重要的作用。

参　考　文　献

1　刘　林，朱文耀，黄　珹，天文学进展，1988, 6: 42
2　朱文耀，黄　珹，刘　林，天文学进展，1988, 6: 52
3　Barlier F, Carpino M, Farinella P. Ann.Geophys., 1986, 4: 193
4　Ciufolini I. Phys. Rev. Lett., 1986, 56: 278
5　Ciufolini I. Celest. Mech., 1987, 40: 19
6　Chardrasekhar S. Radiative Transfer, Oxford: Oxford Univ. Press, 1950
7　Garfinkel B. A. J., 1967, 72: 235
8　Kozai Y. Effects of Solar Radiation Pressure on the Motion of An Artificial Satellite, SAO Special Report 56, Cambridge: Havard Univ. Press, 1961
9　Rubincam D P. Knocke P. Taylor VR. J. Geophy. Res., 1987, 92: 11662
10　Rubincam D P. J. Geophy. Res., 1990, 95: 4881
11　Rubincam D P. Mallama A. J. Geophy. Res., 1995, 100: 20285
12　Scharroo R. Wakker K F. Ambrosius BAC. J. Geophy. Res., 1991, 96 : 729
13　Sehnal L. Bull. Astron. Inst. Czech, 1979, 30: 199
14　Vokrouhlicky D. Farinella P. Mignard F. Astron. Astrophys. 1993, 280: 295
15　Vokrouhlicky D. Farinella P. Mignard F. Astron. Astrophys. 1994, 285: 333
16　Vokrouhlicky D. Farinella P. Mignard F. Astron. Astrophys. 1994, 290: 324
17　Vokrouhlicky D. Farinella P. Mignard F. Astron. Astrophys. 1996, 307: 635
18　Vokrouhlicky D. Farinella P. Lucchesi O. Astron.Astrophys. 1993, 280: 282
19　Vokrouhlicky D. Farinella P. Lucchesi O. Celest. Mech. Dyn. Astron., 1993, 57: 225

A New Modeling of Solar Radiation Pressure

Hu Xiaogong

(*Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030*)

Abstract

In this paper, a new modeling of solar radiation pressure proposed by Vokrouhlicky *et al.* is introduced and reviewed. Based on radiation transfer theory, this modeling reduces the calculation of solar radiation pressure to the determination of radiative intensity and the evaluation of radiation flux integral. It can treat the case when a satellite is out of Earth's shadow and the case when a satellite is in the shadow (both penumbra and umbra) with equal pricision, and Earth's albedo effect can also be treated by this modeling. Some of the results obtained from this modeling are summarized and reviewed.

Key words　sun: radiation pressure—celestial mechanics: perturbations—celestial mechanics: orbit determination