

天文地球动力学中的相对论效应*

黄¹， 晓利²， 陈永奇²

(1. 中国科学院上海天文台， 上海 200030;

2. 香港理工大学 土地测量及地理资讯学系)

摘要: 天文地球动力学利用空间与地面观测手段，监测和研究地球整体与各圈层的物质运动以及它们间的相互作用，这都离不开广义相对论涉及的时间与空间。随着空间对地观测精度的提高，为了充分利用高精度观测提供的信息，在天文地球动力学的研究中必须考虑相对论效应。所涉及的相对论效应包括：(1) 相对论参考系的建立，(2) 在恰当的参考系中对观测者和被观测对象的相对论运动方程（平动和自转）的描述，(3) 观测者和被观测对象间的电磁信号传播，(4) 依赖于坐标选择的结果与具有物理意义的可观测量间的转换，(5) 某些基本概念与定义在广义相对论框架下的重新确认。本文对天文地球动力学中的这些相对论效应作了简要的评述。

关键词: 天文地球动力学；相对论效应

中图分类号: P 131 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-7526 (2002) 03-0055-16

现代空间技术无论在太阳系的全局系统还是地球附近的局部系统都取得了高精度的观测水平。前者如行星雷达测距、激光测月及毫秒脉冲星计时的精度都分别达到了米级、厘米级和微秒的水平。后者如卫星激光测距 (LAGEOS 卫星) 精度已达 1cm，甚长基线干涉测量测定基线与极移精度为厘米级、测角精度达 0.5 毫角秒，GPS 系统原子钟比对精度达 100 纳秒，而最好的原子钟频率的相对稳定性可达 3×10^{-15} 。

显然以牛顿力学为基础的理论模型已经不能适应这样的高精度观测。为充分使用这些高精度数据，天文地球动力学必须在广义相对论框架下进行观测资料处理与理论分析。

天文地球动力学研究涉及的地球整体与各圈层运动以及它们间相互作用离不开时间与空间，它所利用的空间与地面观测手段以及观测对象也离不开空间与时间。牛顿的时空观认为时间是描述物质运动和变化的参数，与空间无关。不同参考系给出的同一时空点的坐标数值可以不同，而两时空点之间的时间间隔与空间间隔却是不变的，这就是牛顿的绝对时空观。与牛顿时空观不同，由爱因斯坦建立的广义相对论，对物质运动所在的空间以及所经历的时间有了新的认识，因而在广义相对论框架下处理物质的运动，包

*收稿日期: 2001-11-19

作者简介: 黄¹ 男, 研究员, 研究方向: 空间飞行器精密定轨及其应用。

括天文地球动力学研究所涉及的内容就与牛顿框架下研究同样的问题有所不同，其差异常称为相对论效应。相对论效应的大小可用一个无量纲参量 R_g/R 来标志，这里 R 是离引力中心的距离， $R_g \equiv 2Gm/c^2$ 叫引力半径，它取决于引力体的质量 m 。仅当 R_g/R 接近于 1 时，广义相对论的结果才会与相应的牛顿框架的结果有实质性的区别，否则前者只为后者提供一个量级为 R_g/R 的修正（即相对论效应改正）。在天文地球动力学研究中是否要考虑相对论效应得由具体问题的精度要求来确定。例如对地球引力场，在地球表面具有 $(R_g/R) \approx 10^{-9}$ ；对太阳引力场，在日面处 $(R_g/R) \approx 10^{-6}$ 。这表明现代空间技术的观测精度已与相对论效应的大小相当，为了充分利用这些新的观测技术的高精度信息，我们需要在广义相对论框架下对牛顿天体力学、天体测量学、大地测量学以及天文地球动力学从相对论框架下重新给予考虑与发展，这也是这方面的研究成为当前国际上的热门课题，而且得到了迅速发展原因。

1 天文地球动力学涉及的相对论问题

典型的天文地球动力学的观测事件（例如激光测卫）的描述包含了 4 个部分：（1）被观测对象及其运动（如 LAGEOS 激光卫星及其在地球引力场中的运动），（2）观测者本身的运动（在引力场中测站本身的运动），（3）在引力场中电磁波信号从被观测对象到观测者的传播（如激光信号在引力场中的传播），（4）观测过程的处理（激光信号转化为可测量—距离）。这其中涉及的相对论问题主要有^[14]：

（1）处理这样的观测事件的相对论参考系的建立。尽管在广义相对论框架下处理问题，我们可以使用任意坐标系，但是如果坐标系并不是对所考虑问题而言是动力学上恰当的，则动力学问题的解（例如观测者和被观测对象的运动方程）和由张量物理量转换到可观测量之间的变换，将包含许多由于坐标系选择不恰当而引起的额外项，而这些额外项在可观测量（如时间间隔、角距离、频率比等）的表达式中大多相互抵消，而最后的相对论效应比动力学问题在该坐标系中的解中的相对论摄动小得多。另一方面，如果坐标系选得在动力学上是恰当的，则动力学问题的解将不包含任何非动力学原因的大项，而且在转换张量物理量为可观测量时也几乎不发生什么变化。作为一个例子，我们可以看一下从太阳系质心坐标系坐标 (t, x^i) 到地心参考系坐标 (t', x'^i) 的伽利略变换（其中 $x_E^i(t)$ 为地球在太阳系质心坐标系中的坐标）：

$$\begin{cases} t' = t \\ x'^i = x^i - x_E^i(t) \end{cases} \quad (1)$$

由这样建立的地心参考系方法很简单，但却不是动力学上合适的坐标系，它使洛伦兹收缩、引力收缩、相对论测地岁差效应和时空弯曲效应等这些运动学和动力学效应全部进入地心参考系的度规张量之中，这使卫星的运动方程中包含了依赖于地心相对于太阳系质心的“绝对”速度和外部天体引力位的“绝对”值及一阶导数（“绝对”是指相对太阳系质心而言），这些项的出现不但使运动方程形式复杂，而且使人看不清卫星运动的真实物理效应。例如在月球相对论运动理论中会出现振幅为 1m 的项，而这完全由

于参考系选择不当引起的, 并无什么真实的物理意义。此外, 这种地心参考系的选择不当, 还使地球内部产生附加的内部应力和速度场, 从而使地球产生虚假的形变。据 Kopejkin 研究^[9], 这种虚假的形变和剪切速度将分别达到 6cm/a 和 5cm/a (年), 这对于观测结果的比对和解释是十分不利的。

(2) 观测者和被观测对象在恰当的相对论参考系中的运动, 这包括平动和转动。由此可以确定发生观测事件时观测者和被观测对象的时空坐标, 即对应的时刻与运动状态(包括三维空间位置与速度)。

(3) 电磁波信号的传播, 这包括信号传播的弯曲与时延。

(4) 观测量的转换。正如前面所述的, 可测量是标量, 是不依赖于坐标选择的, 它具有明确的物理意义。因而我们为了得到观测事件的相对论处理结果, 还必须将最后结果的依赖于坐标系的物理量转换为可观测的量。当然坐标系选择得越恰当, 这种转换越简单, 在一定精度考虑中这种转换可以省去。

(5) 上述相对论处理中观测模型、力学模型中的参数、常数和概念的相对论框架中的重新定义与测定。这包括时间尺度、天文单位定义, 黄道、分点和大地水准面等概念的更新或重新定义, 后牛顿弹性力学体系的建立等。

2 相对论参考系

广义相对论是描述引力场和构筑参考系的必要的理论框架。在广义相对论中不可能引进全局的惯性坐标系, 但根据问题我们可以任意选择局部参考系。鉴于上述对参考系的考虑, 我们希望在广义相对论框架下在所考虑天体上建立动力学上恰当的局部参考系, 该参考系具有 2 个性质: (A) 外部引力势以潮汐势的形式出现; (B) 内部引力势就是所考虑天体的引力势^[8-11]。已经有 2 套相对论公式来处理一阶后牛顿近似下的上述参考系的建立问题, 一套公式是由 Brumberg 和 Kopejkin 建立的 (B-K 理论)^[1, 9], 另一套是由 Damour、Soffel 和 Xu 构造的 (DSX 理论)^[2-9]。所谓一阶后牛顿 (1PN) 近似, 是指一种求得系统运动的方法, 其精度要比牛顿力学提供的精度要高出小参数 $\frac{GM}{c^2 r}$ 或 $(\frac{v}{c})^2$ 的一个幂次。这 2 套公式尽管初看是相当不同的, 但除了在 1PN 水平上质量多极矩的概念上不同外, 结果基本相同的。IAU 就是根据这 2 套公式提出了关于相对论参考系的有关决议。

参考坐标系分“全局”(或背景)参考系与局部参考系, 前者如太阳系质心天球参考系 (BCRS), 后者如地心天球参考系 (GCRS)。参考系是通过以对应的度规形式为基础的下列条件的数学化来建立的:

- (1) 参考坐标系原点的定义;
- (2) 原点世界线的选择;
- (3) 局部参考系相对“全局”参考系的空间轴的旋转选择;
- (4) 坐标条件的选择;

(5) 度规张量的确定, 对应的度规张量代表了相关问题的广义相对论方程的动力学恰当的解 (意即在局部参考系中外部天体的引力影响仅作为潮汐项出现的)。

以下以地心天球参考系的建立对上述 5 个条件的数学化加以说明。GCRS 的原点显然选在地球质心, GCRS 的建立要求我们给出 GCRS 原点在 BCRS 中的运动以确定 GCRS 原点在 BCRS 中的位置。如 GCRS 相对 BCRS 的空间轴无旋转, 我们称 GCRS 为运动学非旋转地心坐标系。而动力学非旋转地心坐标系是指坐标系的空间轴相对于沿 GCRS 原点的世界线作 Fermi-Walker 移动的轴无旋转。在数学上, 动力学非旋转地心坐标系暗示了 GCRS 的度规张量 G_{oi} 分量中无科里奥利项 (即无 $c^{-1} \epsilon_{ijk} \omega^j x^k$ 项, 其中 ϵ_{ijk} 为三维空间的反对称 Levi-Civita 符号, $\epsilon_{123}=1$, ω^j 为地球自转角速度 j 分量), 显然动力学非旋转 GCRS 的空间轴相对 BCRS 空间轴作旋转运动 (即测地岁差, 每世纪进动 $1.92''$)。1991 年的 IAU 第 21 届大会上通过的关于参考系的决议中, 明确 GCRS 采用运动学意义下非旋转的地心系。其理由为 (A) 参考系的建立需要有实际的天体为参照物, 用恒星或河外射电源作为参照物是天文学的传统。用这种方法建立的参考系正是运动学非旋转的。(B) 目前天文常数系统采用的总岁差值来自观测, 特别是黄经日月岁差值完全是观测值。而测地岁差与日月岁差在观测上不能区分, 因而当前通用的 IAU1976 岁差公式中已经精确地包含了测地岁差的贡献, 为了不更改现用的岁差公式, 宜采用运动学非旋转的 GCRS。条件 (4) 一般选用谐和坐标条件, 其理由是该坐标条件使场方程大大简化, 广义相对论的大量研究工作就是在谐和坐标条件下得以开展的。为了利用这些研究的有用结果, 也为了便于向高阶后牛顿近似推广, IAU 决议规定的 GCRS 采用谐和坐标条件。条件 (5) 使所选的参考系是动力学恰当的。

B-K 理论和 DSX 理论都在 IPN 近似下建立了参考系, 这包括: (A) 建立了“全局”和局部参考系的度规张量; (B) 建立了“全局”坐标系与局部坐标系间的坐标变换关系。

IAU 根据上述的 2 种最新的理论, 就 BCRS 和 GCRS 的建立形成了 2000 年的 IAU 有关决议。根据决议, BCRS 坐标如取为 (t, \tilde{x}) ($t=TCB$, 太阳系质心系坐标时), 其度规张量为:

$$\begin{aligned} g_{\infty} &= -1 + \frac{2w}{c^2} - \frac{2w^2}{c^4}, \\ g_{oi} &= -\frac{4}{3}w^i, \\ g_{ij} &= \delta_{ij}(1 + \frac{2}{c^2}w). \end{aligned} \quad (2)$$

其中标量势 w 与矢量势 w^i 定义为:

$$w(t, \tilde{x}) = G \int d^3x' \frac{\sigma(t, \tilde{x}')}{|\tilde{x} - \tilde{x}'|} + \frac{1}{2c^2} G \frac{\partial}{\partial t} \int d^3x' \sigma(t, \tilde{x}') |\tilde{x} - \tilde{x}'|, \quad (3)$$

$$w^i(t, \tilde{x}) = G \int d^3x' \frac{\sigma^i(t, \tilde{x}')}{|\tilde{x} - \tilde{x}'|} \quad (4)$$

σ 和 σ^i 分别为引力质量密度和质量流密度。

上述积分区域取整个太阳系。当积分区域取地球, 则标量势与矢量势记为 w_E 和 w_E^i 。

而运动学非旋转的地心天球参考系 (GCRS) 坐标取为 (T, \mathcal{X}) ($T = \text{TCG}$, 地心坐标时), 其对应的度规张量为:

$$\begin{aligned} G_{00} &= -1 + \frac{2W}{c^2} - \frac{2W^2}{c^4}, \\ G_{0a} &= -\frac{4}{c^3} W^a, \\ G_{ab} &= \delta_{ab} \left(1 + \frac{2}{c^2} W \right). \end{aligned} \tag{5}$$

其中标量势 W 和矢量势 W^a 各分成 2 部分:

$$\begin{aligned} W(T, \mathcal{X}) &= W_E(T, \mathcal{X}) + W_{\text{ext}}(T, \mathcal{X}) \\ W^a(T, \mathcal{X}) &= W_E^a(T, \mathcal{X}) + W_{\text{ext}}^a(T, \mathcal{X}) \end{aligned} \tag{6}$$

W_E 和 W_E^a 分别为后牛顿地球引力势和矢量势, 其定义与 BCRS 中的 w_E 和 w_E^i 相同, 只是计算全在 GCRS 中进行。两者的关系为:

$$\begin{aligned} W_E(T, \mathcal{X}) &= w_E(t, \dot{\mathcal{X}}) \left(1 + \frac{2}{c^2} v_E^2 \right) - \frac{4}{c^2} v_E^i \dot{w}_E^i(t, \dot{\mathcal{X}}) + O(c^{-4}), \\ W_E^a(T, \mathcal{X}) &= \dot{w}_E^a(t, \dot{\mathcal{X}}) - v_E^i \dot{w}_E^i(t, \dot{\mathcal{X}}) + O(c^{-2}). \end{aligned} \tag{7}$$

后牛顿地球引力势 W_E 也可写成球谐系数展开的形式:

$$W_E(T, X) = \frac{GM_E}{R} \left[1 + \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{R_E}{R} \right)^l P_{lm}(\cos \theta) (C_{lm}^E(T) \cos m\Phi + S_{lm}^E(T) \sin m\Phi) \right] \tag{8}$$

其中 R 、 θ 和 Φ 为空间坐标 \mathcal{X} 的球坐标。 C_{lm}^E 和 S_{lm}^E 在足够精度下等价于后牛顿多极矩, 它们与牛顿理论框架中引力势的球谐展开系数类似, 也是需要由观测确定的。

而地球的后牛顿矢量势包含了著名的 Lense-Thirring 效应的信息, 它借助于地球的总角动量矢量 S_E 可表示成:

$$W_E^a(T, \mathcal{X}) = -\frac{G}{2} \frac{(\mathcal{X} \times S_E)^a}{R^3} \tag{9}$$

W_{ext} 和 W_{ext}^a 是由外部天体 (除地球以下) 的引力潮汐效应和惯性效应引起的。即:

$$\begin{aligned} W_{\text{ext}} &= W_{\text{tidal}} + W_{\text{iner}}, \\ W_{\text{ext}}^a &= W_{\text{tidal}}^a + W_{\text{iner}}^a \end{aligned} \tag{10}$$

W_{tidal} 和 W_{iner}^a 是后牛顿潮汐势和潮汐矢量势, 其表达式可在 (Damour 等, 1994)^[5] 论文中找到。 W_{tidal} 主要由于地球的非球状部分与外部引力势相互耦合引起的, 而 W_{iner}^a 在运动学非旋转的 GCRS 中描述了主要由测地岁差引起的科里奥利力, 它们的表达式也可在 (Damour 等, 1994)^[5] 的论文中找到。

这 2 种天球参考系 BCRS 和 GCRS 间的后牛顿坐标变换为:

$$\begin{aligned} T &= t - \frac{1}{c^2} [A(t) + v_E^i r_E^i] \\ &+ \frac{1}{c^4} [B(t) + B^i(t) r_E^i + B^{ij}(t) r_E^i r_E^j + C(t, \dot{\mathcal{X}})] + O(c^{-5}), \end{aligned} \tag{11}$$

$$X^a = \hat{q}_i \left[r_E^i + \frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{2} v_E^i v_E^j r_E^j + w_{ext}(\dot{x}_E) r_E^i + r_E^i a_E^j r_E^j - \frac{1}{2} a_E^i r_E^2 \right) \right] + O(c^{-4}) \quad (12)$$

其中:

$$\frac{d}{dt} A(t) = \frac{1}{2} v_E^2 + w_{ext}(\dot{x}_E),$$

$$\frac{d}{dt} B(t) = -\frac{1}{8} v_E^4 - \frac{3}{2} v_E^2 w_{ext}(\dot{x}_E) + 4 v_E^i w_{ext}^i(\dot{x}_E) + \frac{1}{2} w_{ext}^2(\dot{x}_E),$$

$$B^i(t) = -\frac{1}{2} v_E^2 v_E^i + 4 w_{ext}^i(\dot{x}_E) - 3 v_E^i w_{ext}(\dot{x}_E)$$

$$B^{ij}(t) = -v_E^i \hat{q}_j Q^a + 2 \frac{\partial}{\partial x^j} w_{ext}^i(\dot{x}_E) - v_E^i \frac{\partial}{\partial x^j} w_{ext}(\dot{x}_E) + \frac{1}{2} \delta_{ij} \frac{d}{dt} w_{ext}(\dot{x}_E),$$

$$C(t, \dot{x}) = -\frac{1}{10} r_E^2 (\dot{a}_E^i r_E^i).$$

这儿 x_E^i 、 v_E^i 和 a_E^i 是地球在 BCRS 中的位置、速度和加速度矢量。 $r_E^i \equiv x^i - x_E^i(t)$, 上式中拉丁指标 i 、 j 、 a 等取值 1、2、3, 且已使用了爱因斯坦求和法则。

$$Q^a = \hat{q}_i \left[\frac{\partial}{\partial x^i} w_{ext}(\dot{x}_E) - a_E^i \right]$$

外部势:

$$w_{ext} = \sum_{A \neq E} w_A; \quad w_{ext}^i = \sum_{A \neq E} w_A^i$$

3 基本相对论效应

典型的天文地球动力学观测处理中出现的最基本的相对论效应包括: 相对论运动方程(平动和转动)、光传播中的相对论效应、时间系统中的相对论效应以及广义相对论框架下某些概念与天文常数。所研究系统的度规张量决定了上述的各种相对论效应行径与大小。此外, 由于爱因斯坦场方程的非线性性, 因而对实际物质世界的引力场, 一般采用满足一定精度的近似解。对像太阳系这样由引力束缚在一起的缓慢运动的物质系统, 一般采用后牛顿近似方法。以下许多相对论效应是在 1PN 精度下得到的。

3.1 相对论运动方程—平移运动

相对论平移运动方程依赖于所研究的问题而可以使用局部性的地心参考系 GCRS (例如研究地球卫星的运动), 和全局性的太阳系质心参考系 BCRS (例如研究行星的运动)。在完全 1PN 精度下的平移运动方程是由 DSX 理论给出的。在 BCRS 中大质量天体 A 的 1PN 平移运动方程为:

$$\ddot{x}_A = - \sum_{B \neq A} GM_B \frac{\dot{x}_A - \dot{x}_B}{|\dot{x}_A - \dot{x}_B|^3} + \frac{1}{c^2} F_{PM}^A(M_L^A, S_L^A, G_L^A, H_L^A) + O(c^{-4}) \quad (13)$$

其中右端第二项是后牛顿项, 它为天体 A 的质量多极矩 M_L^A 、自转多极矩 S_L^A 、

引力电潮汐矩 G_L^A 和引力磁潮汐矩 H_L^A 的函数。具体式子可见 (Damour et al. 1992) 文 [3]。(13) 式适用于 N 个任意组成与形状、弱自引力、旋转、可形变的物体构成的孤立系统的天体平移运动。作为一个特例, 对 N 个球对称、弱自引力、非旋转物体构成的系统, (13) 式就简化为所谓的 Einstein-Infeld-Hoffmann (EIH) 运动方程, 这是月球或行星历表中经常用到的方程。在 GCRS 中可得到类似的平移运动方程, 这里作为一个例子, 具体写出人造卫星在 GCRS 中的相对论平移运动方程 (Huang C. et al, 1990)^[6], Ries J. C. et al, 1988^[10]):

$$\frac{d^2 X}{dT^2} = -GM_E \frac{R}{R^3} + \bar{A}_{rel-1} + \bar{A}_{rel-2} + \bar{A}_{rel-3} + \bar{A}_{rel-4} \quad (14)$$

其中 $\bar{A}_{rel-1} = \frac{GM_E}{c^2 R^3} \left\{ \left[4 \frac{GM_E}{R} - V \right]^2 R + 4(V \cdot R) V \right\}$ (许瓦兹解)

$\bar{A}_{rel-2} = 2 (\Omega \times V)$ (测地岁差)

$\bar{A}_{rel-3} = 2 \frac{GM_E}{c^2 R^3} \left\{ \frac{3}{R^2} [R \times V] [R \cdot J] + [V \times J] \right\}$ (Lense-Thirring 岁差)

$\Omega \approx \frac{3}{2} (\dot{v}_E - \dot{v}_S) \times \left[\frac{-Gm_s \dot{x}_{ES}}{c^2 r_{ES}^3} \right]$

(T, X) 和 V 为卫星在 GCRS 中的四维坐标和三维速度。 \dot{x}, \dot{v} 为卫星在 BCRS 中的位置和速度。下标 E, S 分别指地球和太阳。 $\dot{x}_{ES} = \dot{x}_E - \dot{x}_S, R_{ES} = |\dot{x}_{ES}|$ 。 J 是地球的单位质量角动量 ($|J| \approx 9.8 \times 10^8 \text{m}^2/\text{s}$), \bar{A}_{rel-4} 为地球自转及有限大小 (包括地球的非球对称质量分布) 引起的其它相对论摄动, 该项量级一般很小, 可不予考虑, 如需考虑可见 (Damour et al. 1994) 文 [5]。 \bar{A}_{rel-1} 是许瓦兹解, 即把地球看成球对称大质量引力体产生的相对论效应。 \bar{A}_{rel-2} 是测地岁差效应, 它是由于 GCRS 采用了运动学意义上相对 BCRS 非旋转的地心系引起的, 它又称为相对论科里奥利加速度。地球在太阳引力场中的运动, 使粘附于地球上的空间基矢量相对 BCRS 以 Ω 角速度进动, 这一进动效应在动力学意义上非旋转的地心系中并不会出现在运动方程中, 但在运动学意义上非旋转地心系 GCRS 中, 相当于引进了惯性力—科里奥利力。测地岁差引起卫星轨道交点的进动平均为 17.6 mas/a。 \bar{A}_{rel-3} 是由地球自转引起的相对论效应 (Lense-Thirring 效应), 对 Lageos 卫星而言, 该效应使卫星的升交点经度以大约 31mas/a 运动。公式 (14) 作为卫星在 GCRS 中完整的运动方程尚需增加许多牛顿摄动项, 例如地球形状摄动、 N 体摄动、太阳辐射压、大气阻力摄动等。

3.2 相对论运动方程—自转运动

天体 (如地球) 的自转运动的相对论描述需要考虑所研究天体的局部参考系以及恰当的相对论自旋定义。Damour 等 (1993)^[4] 对非孤立体 A 在它自身的局部坐标系 (T_A, X_A^A) 中给出了 1PN 自旋的表达式:

$$S_a^{A, 1PN} = R_a^A (M_L^A, S_L^A, P_L^A, N_L^A, G_L^A, H_L^A) \quad (15)$$

其中 M_L^A 和 S_L^A 是质量多极矩, G_L^A, H_L^A 为 1PN 引力电和引力磁潮汐矩, P_L^A, N_L^A 为类多极矩。该式的完整式子可见 (Damour et al. 1993) 文 [4]。

1PN 自旋 $S_a^{A, 1PN}$ 满足如下形式简单的旋转运动方程:

$$\frac{dS_a^{4,1PN}}{dT_A} = L_N^a + \frac{1}{2}L_{PN}^a + O(c^{-4}) \quad (16)$$

其中 L_N^a 和 L_{PN}^a 分别为牛顿和后牛顿矩, 其详式可见 (Klioner 和 Soffel 1997) 文 [7]。

在地球自转中最重要的相对论效应是测地岁差效应, 它使地球自转轴进动达 $1.914''$ /世纪。作为一种近似, 如把地球当成一个在旋转太阳引力场中的无形状、无大小的自旋子看待, 则地球的自旋角动量 \vec{s} 的相对论运动方程近似为:

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = (\Omega_{Th} + \Omega_g + \Omega_{LT}) \times \vec{s} \quad (17)$$

$$\text{其中 } \Omega_{Th} = \frac{1}{2c^2} (\dot{\vec{v}} \times \vec{A}) \quad (\text{Thomas 进动})$$

$$\Omega_g = -\frac{3}{2c^2} (\dot{\vec{v}} \times \nabla \Phi) \quad (\text{测地岁差})$$

$$\Omega_{LT} = \frac{3G\dot{\vec{r}}}{c^2 r^3} (\vec{r} \circ \mathcal{J}_{\text{日}}) - \frac{G\dot{\mathcal{J}}_{\text{日}}}{c^2 r^3} \quad (\text{Lense-Thirring 进动})$$

\vec{A} 为地球的非引力加速度, $\mathcal{J}_{\text{日}}$ 为太阳的自转角动量, Φ 为太阳在地球处的牛顿引力势, \vec{r} 、 $\dot{\vec{v}}$ 为地球在 BCRS 中的位置矢量和运动速度。上式中 Thomas 进动属狭义相对论效应, 而测地岁差效应是由于地球在 BCRS 中的平移运动引起的。Lense-Thirring 效应是由引力源太阳本身旋转引起的。天体的旋转运动中的相对论效应比平移运动中的相对论效应小得多, 一般情况下可以不考虑。

3.3 光的传播

在四维时空中光子沿 $ds^2=0$ 表征的弯曲空间的零测地线运动, 其运动方程完全由描述引力场的度规张量所决定。为了描述自宇宙光源到观测者间的光子的传播行径, 应采用全局的 BCRS 参考系以及所对应的度规, 而要了解诸如卫星激光测距的光子传播行径, 最好选用局部的 GCRS 参考系及其对应的度规。对于所计划的天体测量空间计划, 如空间干涉计划 (SIM) 和应用于天体物理的全球天体测量干涉计划 (GAIA), 对引力场中光线的弯曲模型提出了更高的精度要求, 因而对光子的运动方程需要考虑 2PN 的精度。以下就是 2PN 精度的光子运动方程:

$$\begin{aligned} \ddot{x}^i = & \frac{1}{2}g_{00,i} + c^{-2} \left[\frac{1}{2}g_{00,i} + \frac{1}{2}g_{ij}g_{00,k} - g_{0i,0} - \frac{1}{2}g_{00,0}\dot{x}^i - g_{ik,0}\dot{x}^k \right. \\ & - (g_{0i,k} - g_{0k,i})\dot{x}^k - g_{00,k}\dot{x}^k\dot{x}^i - (g_{0k,j} - \frac{1}{2}g_{kj,i})\dot{x}^k\dot{x}^j \\ & + c^{-4} \left[-g_{00,k}\dot{x}^k\dot{x}^i - (g_{0k,j} - \frac{1}{2}g_{kj,i})\dot{x}^k\dot{x}^j + (\frac{1}{2}g_{kj,0} - g_{0k,j})\dot{x}^k\dot{x}^i \right. \\ & \left. \left. - g_{00}g_{00,j}\dot{x}^j\dot{x}^i + g_{is}(g_{0k,s} - \frac{1}{2}g_{sk})\dot{x}^j\dot{x}^k \right] + O(c^{-6}) \right] \end{aligned} \quad (18)$$

其中 $g_{\alpha\beta}$ 代表度规张量 $g_{\alpha\beta}$ 中 c^{-n} 项的系数, 逗号代表求偏导, 逗号后的“0”代表对时间 t 求偏导。

由光子运动方程可求解得到光传播的后牛顿方程:

$$\dot{x}(t) = \dot{x}_0(t) + c\dot{\sigma}(t-t_0) + c^{-2}S_{PN}(t) + c^{-3}S_{1.5PN}(t) + c^{-4}S_{2PN}(t) \quad (19)$$

其中 S_{PN} 和 S_{2PN} 就是后牛顿效应和后天牛顿效应, $S_{1.5PN}$ 是引力体的运动 (例如平动和

转动)引起的附加效应。(19)式第 1、2 项是光线在平直空间的传播行径。与光传播有关的主要可观测的相对论效应是:(1)光线的引力弯曲,(2)引力时延,(3)光线的引力红移。

(1) 光线的引力弯曲

由公式(19)可知,由于引力的存在,光线不再是直线传播,而是沿着引力场的弯曲时空的测地线传播,即在引力场中光线被弯曲了。

在平直时空里,不同地点的两个向量的夹角是有明确定义的,只要把两向量无限延长乃至相交即可。在弯曲空间里,不同地点的两个向量之间的夹角并无定义。所以,我们首先给出光线弯曲的定义^[13]。

设光在 $t-\tau$ 时离开光源,在 t 时到达观测者。其中 τ 称为光行时,它是从光源到观测者所经历的坐标时间间隔。在 t 时的观测者处有一个局部坐标架—自然基,它对应着一个“静止”观测者,他观测到的光线的 3 维空间方向称为自然方向。注意自然方向和光线传播方向正好相反。假设 $t-\tau$ 时光源在给定坐标系里的 3 维空间坐标为 x_S^i , t 时观测者的相应空间坐标为 x_0^i , 这里下标 S 和 0 分别代表光源和观测者,上标 i 取值从 1 到 3。尽管 x_S^i 和 x_0^i 都不是张量,但形式上我们可以建立:

$$\rho^i = \rho S^i = x_S^i(t-\tau) - x_0^i(t) \quad (20)$$

其中

$$\rho = \sqrt{(\rho^1)^2 + (\rho^2)^2 + (\rho^3)^2} \quad (21)$$

“单位向量” S^i 定义为 $t-\tau$ 时光源相对 t 时观测者的坐标方向。坐标方向与自然方向完全不同,它不是一个张量。然而只要给定坐标系,坐标方向与自然方向的分量就能被计算。若令 e^i 为自然方向,则可定义光线弯曲为:

$$\sigma^i = e^i - S^i \quad (22)$$

坐标方向 S^i 由上述的光传播后牛顿方程(19)及(20)式可求得,自然方向 e^i 只与光的传播方向和观测者状态有关,可通过下式求得:

$$e^\mu = \frac{u^\mu + u^\alpha q_\alpha q^\mu}{u^\alpha q_\alpha} \quad (23)$$

其中 u^μ 为光在引力场中的四维速度, q^μ 为观测者四维速度方向的单位向量,它是一个长度为 1 的类时向量,它们都可以通过度规张量计算得到。求得 S^i 与 e^μ 后就可以利用(22)式得到光线在引力场中的弯曲。

目前天文测角精度已达 0.5 毫角秒,即使在离太阳角距 90° 处光线弯曲改正也有 4 毫角秒;特别是即将实施的新的空间天体测量计划(如 SIM、GAIA),测角精度已达 $4 \sim 10 \mu\text{as}$, 因此光线弯曲的相对论改正应当在高精度的天文归算中给予考虑了。

(2) 引力时延

在平直空间中光的传播速度是不变的数值 C 。当存在引力场时,光的坐标速度不再是常数,而是恒小于 C 的变量,这使光在引力场中传播的时间比在平直空间中传播的时间要长,其差额就是引力场造成的,称为引力时延,它不是爱因斯坦揭示的相对论效应,是由 Shapiro(夏皮罗)于 1964 年提出的,因而又称为夏皮罗时延,记为 Δt_G 。其

近似有:

$$\Delta t_G = \frac{2GM}{C^3} \ln \frac{r+R+\rho}{r+R-\rho} \quad (24)$$

其中 M 为光线所在的引力场源的质量, r 、 R 为引力源到光源和观测者的距离, ρ 为光源与观测者间的距离。(24) 式是引力时延最常见的形式。

太阳系中的引力时延一般为几十微秒 (μs), 但当光波掠过太阳附近时, 可以达到几百微秒, 因此引力延迟的数值是在可以检测的范围之内。

对于激光测卫, 如果在日心系或太阳系质心系中进行讨论, 必须考虑太阳和地球引力场造成的引力时延。但如果采用地心坐标系, 太阳的引力作用变成了引潮力, 其相对论效应就可以忽略, 只需考虑地球造成的引力时延。激光地球动力学卫星 (LAGEOS) 激光测距资料中的引力时延是厘米的量级, LAGEOS 资料处理结果的外部符合精度已达厘米级, 因此归算中应考虑引力时延。

一次激光测距或雷达测距观测涉及 3 个时刻, 脉冲发射时刻 t_1 , 到达目标的时刻 t_2 , 返回到测站的时刻 t_3 ; 也涉及到测站在 t_1 和 t_3 时的位置矢量 $R(t_1)$ 和 $R(t_3)$, 以及目标在 t_2 时的位置矢量 $\vec{r}(t_2)$ 。观测量是 $t_3 - t_1$ 。当观测量换算为距离, 而且将这样观测的距离都对应于脉冲到达目标的时刻 t_2 , 利用 (24) 式经过简单运算得到:

$$c(t_3 - t_1) = 2\rho + \rho \left[\frac{\vec{R} \circ \vec{R}}{c^2} + \left(\frac{\vec{p} \circ \vec{R}}{\rho c} \right)^2 - \frac{\vec{p} \circ \vec{R}}{c^2} \right] + 4 \frac{GM}{c^2} \ln \frac{r+R+\rho}{r+R-\rho} \quad (25)$$

上式等号右端的各量都在 t_2 时取值, 其中 $\vec{p} = \vec{r}(t_2) - \vec{R}(t_2)$ 。(25) 式就是激光测距和雷达测距观测中所采用的时延公式。若 LAGEOS 激光测距资料在地心坐标系中处理, 由于测站在地心系中的速度不超过 0.5 km/s, 加速度项里含有因子 $(\rho/R)^2$, 因而 (25) 式等号右端第二大项可以忽略。

(3) 引力红移和多普勒频移

当光子在引力场中传播, 不同地点的静观测者将测得不同的频率, 这叫光频的引力红移。地面上的观测者观测恒星发射来的光, 谱线的频移中就包含了引力红移。

在引力场中如果光源和观测者都不是静止的, 那么除了引力红移外还应有多普勒红移, 多普勒效应是狭义相对论的效应。

设在光源 S 处的 2 个邻近事件的间隔用 S 处的原时来量度, 其为 $d\tau_S$, 这些事件通过光传播到观测者 A 处, 用 A 处的原时量度这两个信号到达的时间间隔为 $d\tau_A$ 。定义红移 Z 为:

$$d\tau_A / d\tau_S = 1 + Z \quad (26)$$

即

$$f_S / f_A = 1 + Z \quad (27)$$

注意, 上式中 f_S 是本征频率, f_A 是观测者 A 处观测到的频率。当 Z 大于零时表示红移, 小于零时表示蓝移。

$d\tau_S$ 和 $d\tau_A$ 量度的是完全不同的 2 个事件间隔, 前者发生在 S 处, 后者发生在 A 处, 要把 2 者联系起来只有通过光辐射在引力场中的传播, 为此要用到时间坐标 t 。设

dt_S 和 dt_A 分别表示与 $d\tau_S$ 和 $d\tau_A$ 对应的时间坐标间隔，则有：

$$\frac{d\tau_A}{d\tau_S} = \frac{dt_A}{dt_S} \cdot \frac{dt_S}{d\tau_S} \quad (28)$$

上式等号右端第 1 和第 3 个因子表示同一地点的坐标时间间隔 dt 和原时间间隔 $d\tau$ 的关系。利用引力场的度规张量以及光线在引力场中的传播可求出 (28) 式右端各因子。

如果取施瓦西场，并准到 $(\frac{v}{c})^2$ 和 $(\frac{GM}{rc^2})$ 的一次幂，可得到红移量 Z 为：

$$Z = \frac{v_r}{c} + \frac{GM}{c^2} \left(\frac{1}{r_S} - \frac{1}{r_A} \right) + \frac{1}{2c^2} (v_S^2 - v_A^2) \quad (29)$$

式中 r_S 、 v_S 为光源相对引力源（取为坐标系原点）的距离和速度， r_A 、 v_A 为观测者相对引力源的距离和速度， v_r 为观测者相对光源的视向速度。

(29) 式右端第一项为经典的多普勒频移，第二项为引力红移，它是广义相对论效应，第三项为二阶多普勒频移，它是狭义相对论效应。在弱中心引力场中引力红移的量级具有 $GM/(c^2R)$ 的量级，对于太阳它的值约为 10^{-6} ，这红移量容易被其他效应所掩盖，例如太阳表面的大气湍流所产生的多普勒红移就可能大于它，所以很难用测量来检验。70 年代后验证引力红移和二阶多普勒频移的最好方法是把高稳定的钟放置在人造卫星上，然后从地面接收卫星发来的钟信号。这种方法的实验精度已达 10^{-6} 或更高些。实际上，接收 GPS 卫星上发来的钟信号以校正测站的钟是目前使各地测站时间同步的最好方法。在对钟的过程中，必须考虑这些相对论效应。

3.4 时间尺度

IAU 在 1976 和 1979 年的第 16、17 届大会上引入了 2 个新的时间尺度，它们分别为质心力学时 (TDB) 和地球力学时 (TDT)。相对于太阳系质心的运动方程组及以此得出的历表，时间变量用 TDB 表示；用于地心视位置历表的时间变量为 TDT。TDT 是建立在国际原子时基础上，它对 TAI 时刻补偿正好选用 TAI 试用期间历书时与国际原子时之差的估算值。它与 TAI 在数值上有以下关系式：

$$TDT = TAI + 32^s.184 \quad (30)$$

根据相对论原理，TDB 与 TDT 之间可以选取它们之间转换公式中任意常数而使两者之差不存在长期项，而只存在微小的周期性变化。它们之间的关系为：

$$TDB = TDT + 0^s.001658\text{sing} + 0^s.000014\text{sin}2g \quad (31)$$

上式忽略了高阶项， g 为地球轨道的平近点角，可表示为（其中 JD 为儒略日）：

$$g = 357^{\circ}.53 + 0^{\circ}.98560028 (JD - 2451545.0) \quad (32)$$

1991 年召开的 IAU 第 21 届大会上又定义了 2 个新的时间尺度：质心坐标时 (TCB) 和地心坐标时 (TCG)，并决议把地球力学时改名为地球时 (TT)。因此现在实际上存在 4 个天文时间尺度，2 个属于 BCRS：TCB 和 TDB，2 个属于 GCRS：TCG 和 TT。它们都是在相对论框架里定义的。

TAI 是用原子时标实现的一种地心坐标时间尺度。1984 年前天文历表的编算中普遍采用历书时 (ET)，ET 由于其本身的缺点，很快被舍弃不用，但为了保持历表的连续性，需要有一个天文时间尺度来继承 ET，TAI 不能用来继承 ET，为此引入 TDT（现改

称为 TT) 来代替 ET 作为历表的时间度量。因此有:

$$TT = TAI + 32^s.184 \quad (33)$$

TT 不是 GCRS 度规的时间变量, 两者之间有一个常数比例因子 $(1+L_G)$ 。GCRS 度规的时间坐标被 IAU 定义为地心坐标时 (TCG), TCG 可用作绕地球运动的天体运动方程的自变量。IAU 规定, TAI 时刻 1977 年 1 月 1 日零时对应 TCG 时刻 1977 年 1 月 1 日 $0^h 0^m 32^s.184$ 。因此,

$$TCG - TT = L_G \times (JD - 2443144.5) \times 86400 \quad (34)$$

其中 2443144.5 是 1977 年 1 月 1 日 0 时的儒略日, L_G 以前定义为 W_{\oplus}^{geoid}/c^2 , 2000 年 IAU 第 24 届大会上把 L_G 确定为定义常数:

$$L_G = 6.969290134 \times 10^{-10} \quad (35)$$

BCRS 度规的时间坐标被 IAU 定义为质心坐标时 (TCB), TCB 与 TCG 的关系为:

$$TCB - TCG = L_c \times (JD - 2443144.5) \times 86400 + c^{-2} \dot{v}_E \cdot (\dot{x} - \dot{x}_E) + P \quad (36)$$

L_c 为长期项系数, IAU 在 1991 年的决议中将其定义为 $\langle TCG/TCB \rangle = 1 - L_c$, 而 $\langle \rangle$ 表示足够长时间的取平均, P 是周期项, 其中最主要的周期项由太阳引起, 振幅为 $1657\mu_s$ 。 L_c 最新的结果 (1999) 是:

$$L_c = 1.48082686741 \times 10^{-8} \pm 2 \times 10^{-17} \quad (37)$$

由 (36) 式可见 TCB 与 TCG 之间有长期漂移, 这也造成 TCB 和作为视地心历表时间变量 TT 间也有长期变化。为避免两者间出现的长期漂移, 引进了一个新的时间尺度 TDB, 它和 TT 间没有长期漂移只有周期变化, 即:

$$TDB - TT = c^{-2} \dot{v}_E \cdot (\dot{x} - \dot{x}_E) + P \quad (38)$$

而由此知

$$TCB - TDB = L_B \times (JD - 2443144.5) \times 86400 \quad (39)$$

其中 L_B 由 2000 年 IAU 的决议建议, 通过 $1 - L_B = (1 - L_c)(1 - L_G)$ 求得, 即由

$$L_B = L_c + L_G - L_c L_G$$

求得: $L_B = 1.55051976772 \times 10^{-8} \pm 2 \times 10^{-17}$ (40)

IAU 所采用的各时间尺度的关系请见图 1

3.5 其它

广义相对论以与牛顿理论完全不同的全新观点将空一时几何与物质世界的引力场融为一体, 因而以牛顿理论为基础的天体测量、天体力学和天文地球动力学中许多定义、理论、算法甚至研究问题所采用的参考系以及天文常数等都需要在广义相对论框架下进行重新审查。前面所述的主要相对论效应就是在目前精度下需考虑的广义相对论与牛顿理论的差异。其它的相对论效应包括一些牛顿理论物理量 (如天体的自旋、角速度、惯性张量) 的重新定义, 一些牛顿框架中的概念 (如黄道、分点、大地水准面) 的更新或更精确化^[12], 一些天文常数的重新审核等等。这些相对论效应尽管没有如前述的主要相对论效应那样已为目前观测技术显著检测到, 但它们涉及基本理论和基本概念, 其意义是很大的, 也是广义相对论框架下研究天文地球动力学问题的自洽性要求的。由于这些工作难度更大, 目前尚在探索和研究中, 许多结论尚不完整, 这儿不再一一列出。

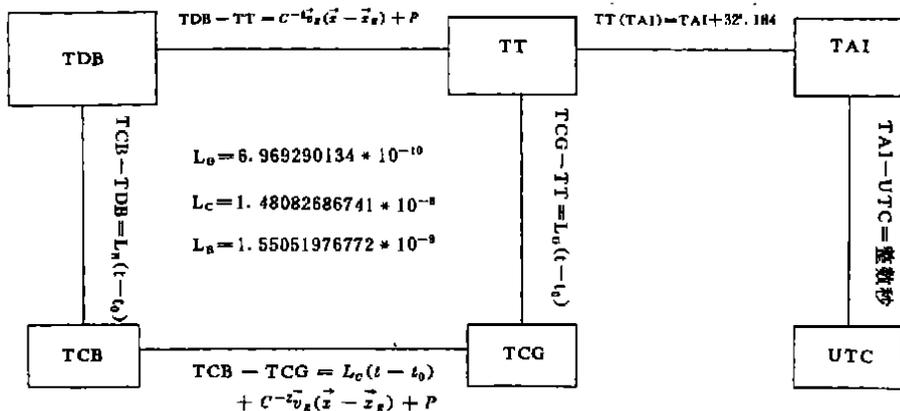


图 1 IAU 所采用的时间尺度

Fig. 1 The time scale adopted by the IAU

作为本节的结束，我们列出了 1998 年初，IAU 的 2 个工作组：“天体力学和天体测量中的相对论”工作组 (WG/RCMA) 和“时空参考系和度量中的相对论”工作组 (JCR) 联合发布第二号公报提出的“应用广义相对论”的研究问题，这既可作为其它相对论效应的补充，也可作为今后这方面研究的课题。当然有的问题已在 2000 年 IAU 第 24 届大会的决议中得到解决或说明，但大多为尚待解决的问题。

2 个工作组联合提议的“应用广义相对论”研究问题摘要如下：

(1) 引力基础理论

问题应当首先在广义相对论的框架中系统地阐述，这不仅是因为广义相对论成功地通过了所有的实验检验，而且迄今为止也只建立了广义相对论中的参考系理论。为了检验广义相对论，也应当采用至少包含 β 和 γ 的 PPN 框架作为引力理论。参考系理论在 PPN 框架中的推广包括：a) 包含 β 和 γ 的天文参考系理论；b) 包含 β 和 γ 的运动方程。

(2) 规范的选择和参考系理论

应当详细而精确地说明描述大质量天体运动所必需的完全后牛顿 (PN) 度规张量。这意味着为了确定度规必须选定在某种意义下有优越性的坐标规范条件。

(3) 大质量天体多极矩的定义和平移运动定律的推导

从度规张量的表达式出发，必须以有物理意义和实用的方式来定义天体的质量、质心和高阶质量多极矩。相应的自旋多极矩必须定义到牛顿量级。天体度规的自部分必须唯一地刻划它的特性。它在该天体的外部必须能够根据这些多极矩来骨架化表示，该表示应具有简单的形式。

多极矩的时间依赖性仍悬而未决！)

(4) 大质量天体的 PN 自转运动方程

必须给出天体在自身局部架中自旋、角速度、惯性张量等的 1PN 定义。

(5) 量和单位

在广义相对论框架中重新分析 SI 单位的定义，同时也应当检查某些非 SI 单位（如

天文单位)。建立一个量和单位的符号系统,并能明显地区分坐标量(和它们的尺度单位)和固有量及它们的单位。

(6) 时间坐标

定义时间尺度 TCG 和 TCB 为新度规(见(2))的时间坐标。在各类新技术(见(8))所需精度下重新审查 TCB 到 TCG 和原时到坐标时的变换。在高精度下重新检查目前框架(IAU 1991 度规、大地水准面)中 TT 的现有定义和它的实现,包括潮汐作用、大地水准面的定义。

(7) (天文) 常数和概念

在目前的框架(IAU 1991)中:

—澄清某些基本概念和定义:例如 GE (IERS1992 标准中给出 2 个值, IERS1996 规范中只保留一个,但与决议 A4 不相容)的意义、天文单位的定义、IAU1991 决议中关于 TT 的建议(4)的作用。

—在牛顿框架中各种有用的概念(黄道、分点、恒星时等),必须分析其在广义相对论(GR)中是否仍然有用。如果已经过时则应予摒弃,但应说明如何避免使用它们。

—解释时空参考系各种具体实现的结果(坐标、基础常数和参数):必须检查在软件包中模型的使用是否自洽。例如,必须进一步分析各种尺度变换的效应。

在新的框架(见(2))中:

—定义出现在表达式(GM、多极展开、...)中的基本常数和量(参数),建立获取它们数值的程序(过程、步骤)。

—检查维持基本概念的可变性并对其(如大地水准面)加以定义。

(8) 详细模型(的建立)

许多要考虑广义相对论的模型的建立,这包括各种测量技术资料归算的数学模型建立,处理时空坐标过程的详细描述等。

需要给出详细数学模型的有:

—VLBI

—卫星/月球/探测飞船/行星激光测距

—卫星/月球/探测飞船/行星无线电测距(例如 GPS)

—空间光学天体测量

—卫星/月球/探测飞船/行星钟同步/同步

—脉冲星计时

—太阳系历表

(9) PN 弹性力学和转换函数

应当创立一个 PN 弹性力学(形式)体系。应当说明测地岁差和章动对于构造转移函数(描述弹性和刚性地球的章动振幅之比)的作用。

参 考 文 献

- [1] Brumberg V A. Essential Relativistic Celestial Mechanics [M] . Hilger, Bristol: 1991.
- [2] Damour T, Soffel M, Xu Ch. General-relativistic celestial mechanics. I . Method and definition of reference systems [J] . Phys. Rev. D., 1991, 43: 3273.
- [3] Damour T, Soffel M, Xu Ch. General-relativistic celestial mechanics. II . Translational equations of motion [J] . Phys. Rev. D., 1992, 45: 1017.
- [4] Damour, T, Soffel, M, Xu Ch. General-relativistic celestial mechanics. III. Rotational equations of motion [J] . Phys. Rev. D., 1993, 47: 3124.
- [5] Damour, T, Soffel, M, Xu Ch. General-relativistic celestial mechanics. IV. Theory of satellite motion [J] . Phys. Rev. D., 1994, 49: 618.
- [6] Huang C, J C Ries, B D Tapley, M M Watkins. Relativistic Effects for Near-earth Satellite Orbit Determination [J] . Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy, 1990, 48: 167.
- [7] Klioner S A, Soffel M. Relativistic Considerations for Precession and Nutation [J] . Highlights of Astronomy, 1998, 11A: 173.
- [8] Klioner S A, Voinov A V. Relativistic theory of astronomical reference systems in closed form [J] . Phys. Rev. D., 1993, 48: 1451.
- [9] Kopeikin S M. Celestial Coordinate Reference Systems in Curved Space-time [J] . Celest. Mech. 1988, 48: 87.
- [10] Ries J C, Huang C, et al. Effect of General Relativity on a Near-Earth Satellite in the Geocentric and Barycentric Reference Frames [J] . Physics Review Letters, 1988, 61 (8): 903.
- [11] 黄栋. 相对论参考系及其在天文学中的应用 [D] . 中国科学院上海天文台硕士论文, 1995.
- [12] 陶金河. 相对论框架中的角动量、多极矩和天文常数 [D] . 南京大学博士论文, 1998.
- [13] 夏一飞, 黄天衣. 球面天文学 [M] . 南京: 南京大学出版社. 1995.
- [14] 叶叔华, 黄蔚等. 天文地球动力学 [M] . 济南: 山东科技出版社. 2001.

Relativistic Effects on Astro—geodynamics

HUANG Cheng¹, DING Xiao—li², CHEN Yong—qi²

(1. Shanghai Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030)

2. Dept. of Land Surveying and Geo—Informativs, Hong Kong Polytechnic University)

Abstract: Astro—geodynamics involves the measurement or monitoring of variation of spatial motion of the Earth as a whole and mass motion of each layers of the Earth, for instance the atmosphere, ocean, lithosphere, mantle and the core, using space—based techniques, and the study on their dynamic relation. The space and time which belongs to the realm of the General Relativity are concerned. With the rapid increase of space—based observational accuracy, the relativistic effects on the Astro—geodynamics must be taken into account to make full use of information of higher accurate observation. The relativistic effects concerned include (1) establishment of relativistic reference system; (2) relativistic equations of motion (translational and rotational) in an adequate reference system for the observer and the observed object; (3) propagation of an electromagnetic signal between the observed object and the observer, including the deflection of light, time delay of light, gravitational redshift, etc.; (4) conversion from the coordinate—dependent results into coordinate—dependent ones of real physical meaning, such as proper direction, proper time; (5) clarification of some of the basic concepts and definitions, such as meaning of GM, definition of the astronomical unit, concepts of the ecliptic and the equinox. The principal relativistic effects on the Astro—geodynamics are briefly reviewed.

Key words: Astro—geodynamics; Relativistic effects