

УДК 521.93:521.933:521.936:521.937:521.938

Д.Г. Кирьян¹, Г.В. Кирьян

О ЧАНДЛЕРОВСКОМ ДВИЖЕНИИ

D.G. Kiryan¹, G.V. Kiryan

¹ Institute of Problems of Mechanical Engineering
61 Bolshoy Av., V.O., St. Petersburg, 199178, Russia.

ON THE CHANDLER WOBBLE

Доказано, что утверждение о существовании «остаточного движения оси вращения Земли в теле Земли» является ошибочной интерпретацией результатов измерений зенитного расстояния (угла) инструментами, в которых репером является отвесная линия или искусственный горизонт. Установлена функциональная связь между отклонением отвесной линии и положением перигея Луны для произвольно выбранной точки на поверхности вращающейся Земли. Это проявляется через колебания вектора гравитационного ускорения в точке наблюдения или в виде периодического уклонения отвесной линии (нормали места). Результаты работы ставят вопрос о необходимости пересмотра некоторых постулатов метрологии, гравиметрии, астрономии, геофизики, спутниковой навигации.

ДВИЖЕНИЕ ЧАНДЛЕРА. ШИРОТА. ГРАВИТАЦИЯ. ЛУНА. GPS. UT1.

In this paper we have proved that the assertion on the existence of residual motion of the Earth rotation axis within the Earth is a result of erroneous interpretation of the zenith distance (angle) measurements with instruments using as a reference the plumb-in line or artificial horizon. The functional relationship between the plumb-in line deviation and the Moon's perigee position has been established for an arbitrary point on the rotating the Earth surface. This relationship manifests itself as variations in the gravitational acceleration vector direction and magnitude at the observation point or, in other words, as periodical deviations of the plumb-in line (local vertical). The results of our work show that it is necessary to revise some postulates of metrology, gravimetry, astronomy, geophysics and satellite navigation.

CHANDLER WOBBLE. LATITUDE. GRAVITATION. MOON. GPS. UT1.

Системные наблюдения за вариацией широты ведутся в течение почти 300 лет, а открытию Чандлера уже более 100 лет. Однако физическую природу вариации широты с периодом Чандлера установить не удалось [8]. Это обстоятельство послужило для нас основанием подойти к решению сложившейся проблемы, отступив от парадигмы, существующей с тех давних времен. Было обращено особое внимание на то, как ставилась задача, какие необходи-

мые и достаточные условия предъявлялись к процессу наблюдений, какие требования предъявлялись к используемым угломерным астрометрическим инструментам, к вопросам сохранения физической сущности при анализе получаемых временных рядов. Данная статья является итогом исследований авторами по данной тематике; первые результаты исследований по проблеме Чандлера были представлены в работах [14, 16, 17].

Наблюдения зенитного расстояния звезд

В астрометрии понятие зенитного расстояния означает угол между отвесной линией (нормалью места) и направлением на звезду. Принято считать, что непостоянство зенитных расстояний звезд впервые было отмечено Дж. Брадлеем (1726 – 1727) и Молине (1727 – 1747) [6, 7]. Целенаправленную регистрацию вариаций зенитного расстояния (изменяемости широт) с помощью хорошего оптического инструмента выполнил в 1840 году Х.И. Петерс в Пулковской обсерватории Петербургской Академии наук. Там же с 1863 по 1875 год аналогичные наблюдения провел М.О. Нюрн, и он первым дал оценку величины периода изменения широты места – 1,2 года. Вопрос придания этим исследованиям международного характера обсуждался на конгрессе Международной геодезической ассоциации в Риме в 1883 году. К практической реализации наблюдений приступили после конгресса Геодезического общества в Зальцбурге (1888). В 1892 году американский астроном Сет Карло Чандлер, обобщив и изучив накопленные к тому времени данные наблюдений, показывает, что в изменениях широт присутствует период, лежащий в диапазоне от 400 до 440 суток [2]. При этом уже считался очевидным тот факт, что наблюдаемое явление обусловлено движением оси вращения Земли в теле Земли. Достаточно быстро ученому сообществу было предложено интерпретировать непостоянство широты места как вариацию зенитного расстояния звезд с периодом Чандлера, вызванную «свободным нутационным движением» оси вращения Земли в теле Земли [1]. Это была первая гипотеза, с помощью которой пытались объяснить физическую природу регулярного изменения зенитного расстояния звезд.

Далее, опираясь на открытие Чандлера и гипотезу о природе «изменяемости широт», не получившую, на наш взгляд, необходимого и достаточного экспериментального подтверждения, на рубеже XIX–XX веков научное сообщество формулирует следующую гипотезу: ось вращения Земли в теле Земли совершает «остаточное движение» с

характерным чандлеровским периодом.

В течение XX столетия предлагались и другие гипотезы, у которых был общий недостаток: они основывались на очевидном, но не на доказанном. Очевидным считалось, что наблюдаемое изменение зенитного расстояния звезд является следствием движения оси вращения Земли относительно тела Земли. В конце XX века ведущие ученые Европы и США, специалисты по теории движения полюсов (оси вращения) Земли, теории вращения Земли, в статье, посвященной 100-летию открытия Чандлера [8], были вынуждены констатировать полное отсутствие позитивных результатов в изучении этого явления.

Нарушение условий необходимого и достаточного

Если рассматривать исследования изменений зенитного расстояния, выполненные в прошедшие годы в рамках национальных и международных программ, то можно еще раз отметить, что этим исследованиям присуще нечто общее: наблюдения и интерпретацию изменений зенитных расстояний звезд исследователи вели и продолжают вести, опираясь на гипотезу, построенную на очевидном. Но и очевидное иногда нуждается в доказательстве, а такого доказательства в данном случае пока не представлено.

Например, для доказательства существования движения оси вращения в теле Земли было бы необходимо и достаточно провести наблюдения за перемещением Северного и Южного полюсов Земли одновременно, то есть провести синхронные наблюдения за изменением зенитного расстояния в двух точках, лежащих на одном меридиане по разные стороны экватора. В результате такого эксперимента исследователь, ясно представляющий физическую суть поставленной задачи, мог бы получить из непосредственных измерений всю необходимую и достаточную информацию о движении оси вращения Земли в теле Земли, то есть доказать очевидность.

Во всех выполненных наблюдательных экспериментах по изучению остаточно-



го движения оси вращения Земли условия необходимого и достаточного не были соблюдены, поэтому имеющейся информации для аргументированного вывода о существовании перемещения оси вращения Земли в теле Земли оказывается недостаточно. Случайностью эту ситуацию назвать нельзя, так как в программах всех наблюдательных экспериментов задача изучения непосредственно движения оси вращения Земли отсутствовала. Существование колебательно-вращательного движения оси вращения в теле Земли было постулировано в виде новой сущности – свободной нутации, или остаточного движения. Этого достаточно, чтобы сложившуюся ситуацию характеризовать по совокупности как недоразумение.

Нуль-пункт астрономических инструментов

Отвесная линия – это касательная к силовой линии гравитационного поля в заданной точке. Из этого следует, что пространственное положение нуль-пункта (отвесной линии) астрометрического инструмента определяется мгновенной конфигурацией гравитационного поля и делает этот инструмент гравитазависимым. Поэтому высокая точность измерения угла привела к тому, что астрометрический инструмент обрел дополнительную сущность: он стал высокочувствительным гравиметром, способным регистрировать малые, длиннопериодические возмущения гравитационного поля в точке наблюдения.

Гравитазависимыми астрометрически-

ми инструментами регистрируют также и собственное вращение Земли. Искаженная непостоянством пространственного положения отвесной линии, наблюдательная информация о вариации скорости суточного вращения Земли, как и информация о постулируемом движении оси (полюса) вращения Земли в теле Земли, сегодня попадает в виде соответствующих поправок в систему Мирового времени UT1 и UT2 [5] со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Измерение с высокой точностью зенитного расстояния звезды, как и регистрацию момента прохождения звезды через меридиан, в условиях непрерывно меняющегося гравитационного поля гравитазависимыми астрометрическими инструментами можно охарактеризовать только как досадное недоразумение.

Постановка задачи

Тот факт, что период Чандлера обнаруживается в многолетних наблюдениях колебания уровня океана [21], атмосферного давления [15] и гравитационного ускорения Земли [20], позволил нам предположить, что период Чандлера в астрометрии – это следствие непостоянства гравитационного поля в точке измерения зенитного расстояния.

Рассмотрим непостоянство гравитационного поля как задачу о действии гравитационных сил со стороны недеформируемых Земли и Луны на пробную единичную массу, расположенную на поверхности Земли

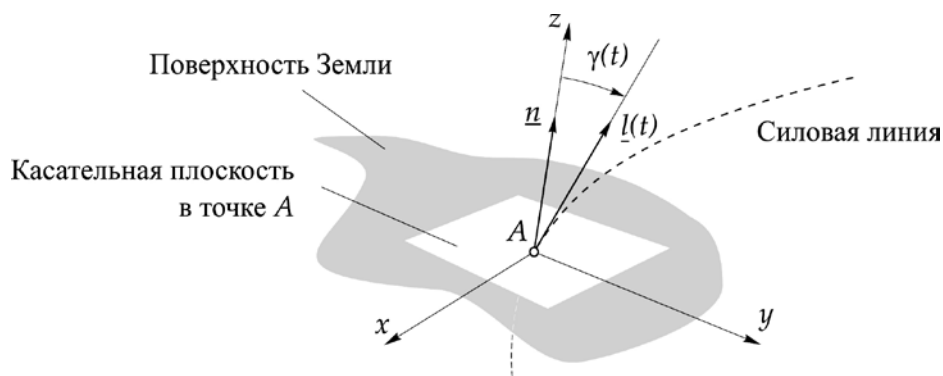


Рис. 1. Угол выхода силовой линии гравитационного поля в точке A на поверхности Земли

в точке A (рис. 1). Введем в рассмотрение ортогональную систему координат $Axuz$ с началом в точке A . Система ориентирована таким образом, что плоскость Axu является касательной в точке A к поверхности Земли. Ось Az направлена в сторону от Земли.

Сила, действующая на пробную массу в точке A , вводится через градиент потенциала $U(t)$ гравитационного поля системы Земля – Луна:

$$\underline{f}(t) = -\nabla U(t). \quad (1)$$

Сила $\underline{f}(t)$, касательная к силовой линии, определяет понятие отвесной линии. Изменение направления силы $\underline{f}(t)$ в системе координат $Axuz$ будем отслеживать через вектор $\underline{l}(t)$, вычисляя угол $\gamma(t)$ между неподвижным единичным вектором \underline{n} (орт оси Az) и вектором $\underline{l}(t)$, по теореме косинусов:

$$\gamma(t) = \arccos(\underline{n} \cdot \underline{l}(t)), \quad (2)$$

где $\underline{l}(t) = -\frac{\underline{f}(t)}{|\underline{f}(t)|}$, $|\underline{l}(t)| = 1$.

Иные физические явления, которые очевидно присутствуют, мы не учитываем, так как в нашей постановке задачи они, как будет показано далее, не имеют принципиального значения. Другими словами, мы предельно упрощаем задачу с целью выявления сути процесса, не отвлекаясь на второстепенные факторы, которые могут играть существенную роль при иных обстоятельствах.

Координаты наблюдателя на поверхности Земли

Введем в рассмотрение две неподвижные ортогональные системы координат $Ox^e y^e z^e$ и $Ox' y' z'$ с общим началом в точке O (рис. 2). Плоскость $Ox^e y^e$ принадлежит эклиптике, а плоскость $Ox' y'$ совпадает с плоскостью экватора Земли. Будем считать, что Земля представляет собой эллипсоид вращения. Oz' является осью собственного вращения Земли и максимального момента инерции. Oz' образует угол ε с осью Oz^e . Оси Ox' и Ox^e совпадают по направлению и параллельны линии весеннего равноденствия Υ .

Координаты точки A на поверхности Земли задаются широтой и долготой. Широта φ_A – это угол между плоскостью $Ox' y'$ (экватор) и направлением на точку A . Долгота λ_A определяется как угол в плоскости $Ox' y'$ между нулевым меридианом и меридианом точки A . Нулевой меридиан и точка A вращаются как одно целое вокруг оси Oz' . Обозначим через R_A расстояние от центра массы Земли O до точки A . Это расстояние является функцией широты и параметров эллипсоида вращения – Земли:

$$R_A = R_A(\varphi_A, e_{terra}, a_{terra}). \quad (3)$$

В неподвижной системе координат $Ox^e y^e z^e$ (рис. 3) точка A задается вектором \underline{r}_A :

$$\underline{r}_A(t) = R_A \mathbf{P}_x(\varepsilon) \mathbf{P}_z(\lambda(t)) \begin{pmatrix} \cos \varphi_A \cos \lambda_A \\ \cos \varphi_A \sin \lambda_A \\ \sin \varphi_A \end{pmatrix}, \quad (4)$$

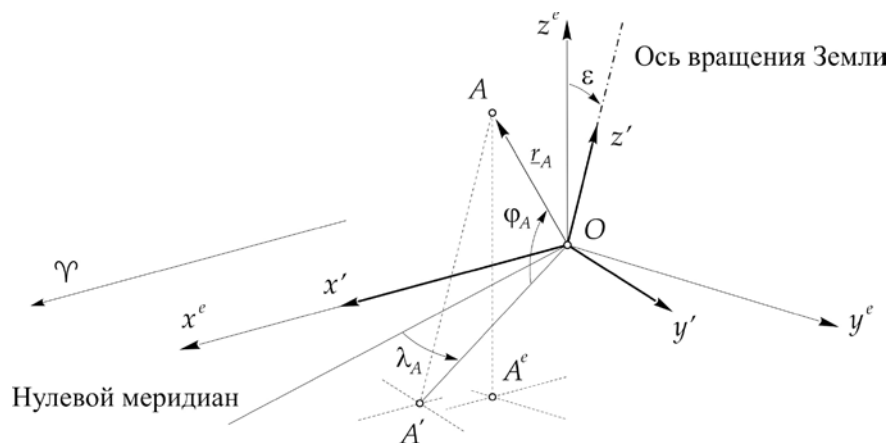


Рис. 2. Координаты наблюдателя (точка A) на поверхности Земли

$$|r_A(t)| = R_A,$$

где P_x, P_z – матрицы поворота (см. Приложение); A^e – проекция точки A на плоскость эклиптики $Ox^e y^e$; $\lambda(t)$ – угол в плоскости эклиптики $Ox^e y^e$ между осью Ox^e и линией, проходящей через точки O и A . Угол $\lambda(t)$ определяем через долготу Солнца $\lambda_{sun}(t)$ на соответствующую эпоху [11] и выбранный момент времени для регистрации изучаемого физического процесса, например, когда в точке A реализуется событие, именуемое «местной полночью»:

$$\lambda(t) = \lambda_{sun}(t) - \pi. \quad (5)$$

В качестве краткого отступления напомним, что привычное для нас понятие солнечных суток выражается интервалом времени между двумя последовательными верхними кульминациями Солнца и составляет 24 часа. Однако важно помнить о том, что в угловом выражении солнечные сутки больше 2π вследствие орбитального движения Земли вокруг Солнца.

Итак, привычное для нас понятие солнечных суток сформировано двумя вращениями: собственным вращением Земли и годичным движением Земли вокруг Солнца, т. е.

$$\omega(t) = \omega_*(t) + \omega_{год}(t), \quad (6)$$

где $\omega_*(t)$ – угловая скорость собственного вращения Земли (Земля совершает оборот вокруг своей оси относительно звезд за

время, равное приблизительно 23 ч 56 мин 04 с); $\omega_{год}(t)$ – дополнительная угловая скорость вращения, обеспечивающая привычную для нас череду восходов и заходов, иными словами – солнечные сутки.

Поскольку внутрисуточные измерения широты приводятся к одному моменту времени (например, «местная полночь»), то мы отбрасываем «быструю» компоненту суточного вращения Земли ω_* , и далее в этой статье скорость вращения Земли представлена только добавочной угловой скоростью $\omega_{год}(t)$. Эта дополнительная угловая скорость есть производная по времени от долготы Солнца $\lambda_{sun}(t)$, поэтому выражение (6) принимает следующий вид:

$$\omega(t) = \omega_*(t) + \omega_{год}(t) = \frac{d\lambda_{sun}}{dt} \approx \frac{2\pi}{T_{год}}, \quad (7)$$

где $T_{год} = 365,25$ сут.

Это означает, что мы рассматриваем Землю в движении вокруг Солнца всегда обращенной к Солнцу одной своей стороной. Соответственно и наблюдатель, располагающийся в любой выбранной точке на поверхности Земли, всегда будет сохранять свое положение относительно направления на Солнце. Далее, мы будем считать угловую скорость вращения Земли постоянной, не зависящей от времени.

Особенности временного шага, кратного солнечным суткам

При формировании временного ряда

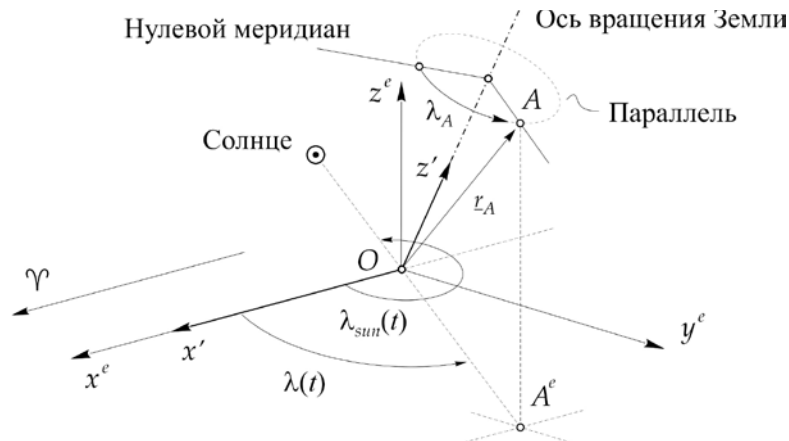


Рис. 3. Реализация события «местная полночь» в точке наблюдения A

измерений широты важную роль играет выбор временного шага. Если сформирован ряд результатов наблюдений с шагом в одни солнечные сутки, то это означает, что собственное вращение Земли (наблюдателя A) вокруг оси относительно звезд дополняется поворотом с угловой скоростью $\omega_{\text{год}}$ вокруг той же оси и в том же направлении.

Таким образом, нами показано существование дополнительного вращения наблюдателя, которое необходимо учитывать при определении периодов внешних возмущений. Если для временного ряда в качестве шага выбрать величину, кратную звездным суткам, то наблюдатель будет оставаться неподвижным относительно звезд. Луч, проведенный из точки A в направлении звезды S , будет совершать только плоскопараллельное перемещение, но отнюдь не вращательное. Если же временной шаг измерения будет равен солнечным суткам или кратен им, то движение наблюдателя относительно звезд будет вращательным с периодом $T_{\text{год}}$ и, как следствие, луч AS будет вращаться вокруг точки A по часовой стрелке. Это наглядно показано на рис. 4.

Из приведенного выше следует, что если мы ищем внешнюю причину наблюдаемого явления на Земле (в нашем случае это вариация широты), то определяющим становится роль выбора временного шага при формировании последовательности из-

мерений. Пересчитав полученные периоды с учетом дополнительного вращения Земли, мы получим периоды внешнего (прямого или опосредованного) воздействия на измерительный прибор.

Орбита Луны

Орбита Луны – сложная незамкнутая пространственная кривая. Движение Луны рассматривается относительно неподвижной точки O , совпадающей с центром массы Земли (рис. 5). Положение Луны в системе координат $Ox^e y^e z^e$ задается комбинацией шести циклически непостоянных элементов орбиты [6]:

$$r_{\text{luna}}(t) = r_{\text{luna}}(i(t), \psi(t), \varphi(t), e(t), a(t), t_*(t)), \quad (8)$$

где $i(t)$ – угол наклона орбиты, определяемый как угол пересечения плоскости эклиптики $Ox^e y^e$ и плоскости кеплеровой траектории Луны; $\psi(t)$ – долгота линии узлов (линия пересечения плоскостей), при этом отсчет угла ведется от оси Ox^e , которая параллельна линии весеннего равноденствия Υ в любой момент времени движения Земли (точка O) вокруг Солнца; $\varphi(t)$ – угол между линией узлов и линией аспид; эллиптичность траектории Луны определяется эксцентриситетом $e(t)$ и большой полуосью $a(t)$; $t_*(t)$ – момент времени прохождения Луной точки перигея.

Например, выражения для $\psi(t)$ и $\varphi(t)$, взятые из работы [6], на эпоху 1900 года выглядят следующим образом:

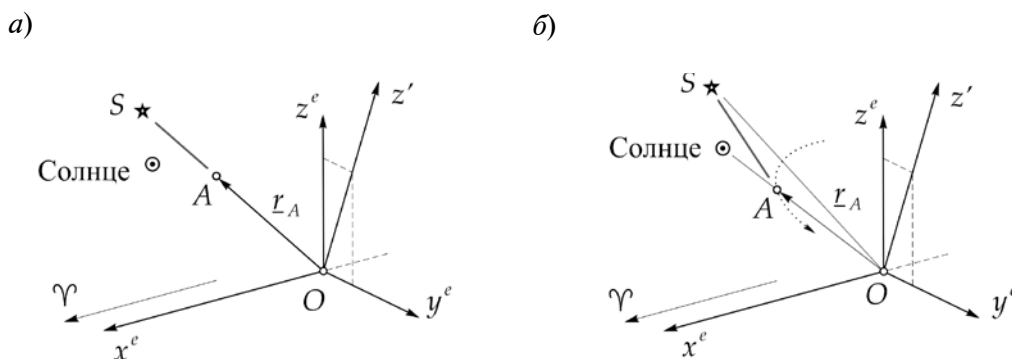


Рис. 4. Влияние шага временной шкалы (а или б) на интерпретацию результатов измерений зенитного расстояния звезды S в точке A : а – звездные сутки, $r_A(t) = \text{const}$; б – солнечные сутки, $r_A(t) \neq \text{const}$. Oz^e – ось собственного вращения Земли; ось Ox^e всегда параллельна линии весеннего равноденствия Υ при движении Земли вокруг Солнца

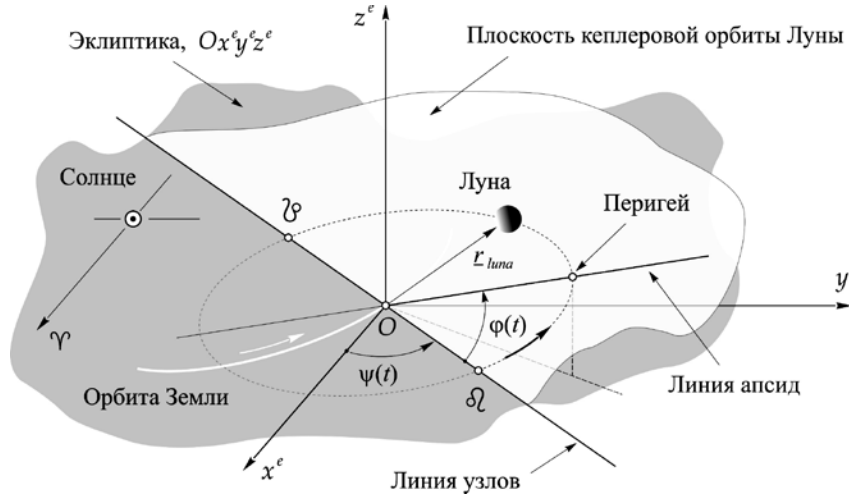


Рис. 5. Элементы орбиты Луны в системе координат $Ox^e y^e z^e$

$$\begin{aligned} \psi(t) &= 259^{\circ}10'59'',77 - 1934^{\circ}08'31'',23\tau + \\ &\quad + 07'',48\tau^2 + 0'',0080\tau^3; \\ \varphi(t) &= 075^{\circ}08'46'',61 + 6003^{\circ}10'33'',75\tau - \\ &\quad - 44'',65\tau^2 - 0'',0530\tau^3; \\ \tau(t) &= (2415020 - t) / 36525, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\tau(t)$ – время, выраженное в юлианских столетиях как функция текущей юлианской даты t .

Производные этих функций по времени дают нам значения периодов вращения линий узлов и апсид:

$$\begin{aligned} T_{\psi} &= \frac{2\pi}{d\psi/dt} \approx -18,6 \text{ лет}, \\ T_{\varphi} &= \frac{2\pi}{d\varphi/dt} \approx 6 \text{ лет}. \end{aligned} \quad (10)$$

Следовательно, перигей, участвующий в этих двух вращениях относительно точки O , в системе координат $Ox^e y^e z^e$ будет иметь, согласно правилу сложения угловых скоростей, период вращения, равный

$$T_{\text{перигей}} = \frac{T_{\psi} \cdot T_{\varphi}}{T_{\psi} + T_{\varphi}} \approx 8,85 \text{ лет}. \quad (11)$$

Перигейная масса Луны. Установим, как влияет перемещение перигея Луны на направление и величину гравитационного ускорения в точке A поверхности Земли. Гравитационное влияние Луны на Землю заменим эквивалентным гравитационным воздействием некоторой массы, помещен-

ной в перигей Луны. Эту массу определим из величины гравитационного воздействия Луны на неподвижную Землю (точка O) за один цикл $T_{\text{luna}} \approx 28$ сут. В силу осевой симметрии и эксцентриситета, отличного от нуля, результирующая сила гравитационной природы будет направлена к перигею (рис. 6).

Модуль силы $|f_{\Pi}|$ – это интеграл гравитационного воздействия на Землю со стороны Луны за временной отрезок, равный периоду обращения Луны вокруг Земли:

$$\begin{aligned} |f_{\Pi}| &= \frac{1}{2\pi} G M_{\text{terra}}^* M_{\text{luna}} \int_0^{2\pi} \frac{\sin \alpha}{r(\alpha)^2} d\alpha, \\ M_{\text{terra}}^* &= M_{\text{terra}} + M_{\text{luna}}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$r(\alpha) = \frac{p}{1 + e \cos \alpha}, \quad p = a(1 - e^2), \quad \alpha = \frac{2\pi}{T_{\text{luna}}} t. \quad (13)$$

Здесь $r(\alpha)$ – фокальный радиус Луны как функция угла α , отсчитываемого от направления на перигей против часовой стрелки; p – фокальный параметр; e – эксцентриситет; a – большая полуось.

Интегрируя выражение (12), получаем:

$$|f_{\Pi}| = G M_{\text{terra}}^* M_{\text{luna}} \frac{e}{p^2}. \quad (14)$$

Теперь, зная модуль силы $|f_{\Pi}|$, мы можем записать выражение для некой массы, которая обеспечит необходимое нам сило-

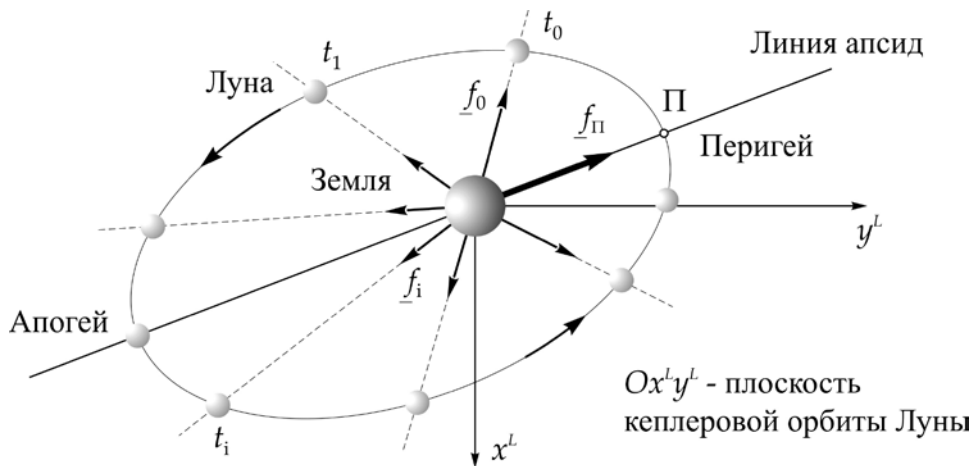


Рис. 6. Гравитационное воздействие f_{Π} Луны на Землю за период ее обращения вокруг Земли по кеплеровой орбите с плоскостью $Ox^L y^L$

вое воздействие гравитационной природы. В дальнейшем эту массу мы будем называть перигейной массой Луны. Из закона о гравитационном взаимодействии двух тел мы получаем выражение для искомой массы:

$$m_{\Pi} = \frac{|f_{\Pi}|}{GM_{terra}^*} \Pi_{luna}^2; \Pi_{luna} = \frac{p}{1+e}, \quad (15)$$

где Π_{luna} – расстояние между фокусом эллипса (точка O) и перигеем. Подставляя выражение (14) в формулу (15), получаем выражение для перигейной массы:

$$m_{\Pi}(e) = M_{luna} \frac{e}{(1+e)^2}, \quad m_{\Pi}(e)|_{e=0} = 0. \quad (16)$$

Таким образом мы определили перигейную массу Луны как функцию эксцентриситета кеплеровой орбиты Луны. Как уже отмечалось ранее, элементы орбиты Луны имеют циклический характер, поэтому в первом приближении будем считать, что эксцентриситет $e(t)$ является гармонической функцией с периодом, равным времени обращения перигея вокруг центра Земли [6]:

$$e(t) = \bar{e} + \frac{1}{2}(e_{\max} - e_{\min}) \times \sin\left(\frac{2\pi}{T_{\text{перигей}}} t\right), \bar{e} = \text{const.} \quad (17)$$

Введение фиктивной перигейной массы $m_{\Pi}(e)$ позволило исключить «быструю» компоненту движения Луны и рассматри-

вать только движение перигея Луны Π . Положение перигейной массы в неподвижной системе координат $Ox^e y^e z^e$ определяется следующим вектором:

$$\begin{aligned} \underline{r}_{\Pi}(t) = & \overbrace{\Pi_{lune}(e, a)}^{a(1-e)} \cdot \mathbf{P}_z(\psi(t)) \times \\ & \times \mathbf{P}_x(i(t)) \cdot \mathbf{P}_z(\varphi(t)) \cdot \underline{e}_1. \end{aligned} \quad (18)$$

Отвесная линия и перигей Луны

Определим, как зависит угол $\gamma(t)$ от взаимного расположения перигея Луны Π и наблюдателя A на поверхности вращающейся Земли (рис. 7).

В системе координат $Ox^e y^e z^e$ точка A (наблюдатель) и точка Π (перигейная масса Луны) совершают вращательное движение по своим траекториям вокруг точки O (центр массы Земли) в одну сторону – против часовой стрелки с разными угловыми скоростями. На пробную массу m_A в точке A (рис. 8) действуют две гравитационные силы: со стороны Земли и со стороны перигейной массы Луны. Они следуют выражениям

$$\underline{f}_{terra}(t) = G m_A M_{terra} \frac{\underline{r}_A}{|\underline{r}_A|^3}, \quad (19)$$

$$\underline{f}_{\Pi}(t) = G m_A m_{\Pi} \frac{\underline{r}_{\Pi} - \underline{r}_A}{|\underline{r}_{\Pi} - \underline{r}_A|^3},$$

где $\underline{r}_{\Pi}(t)$, $\underline{r}_A(t)$ – векторы перигея Луны и на-

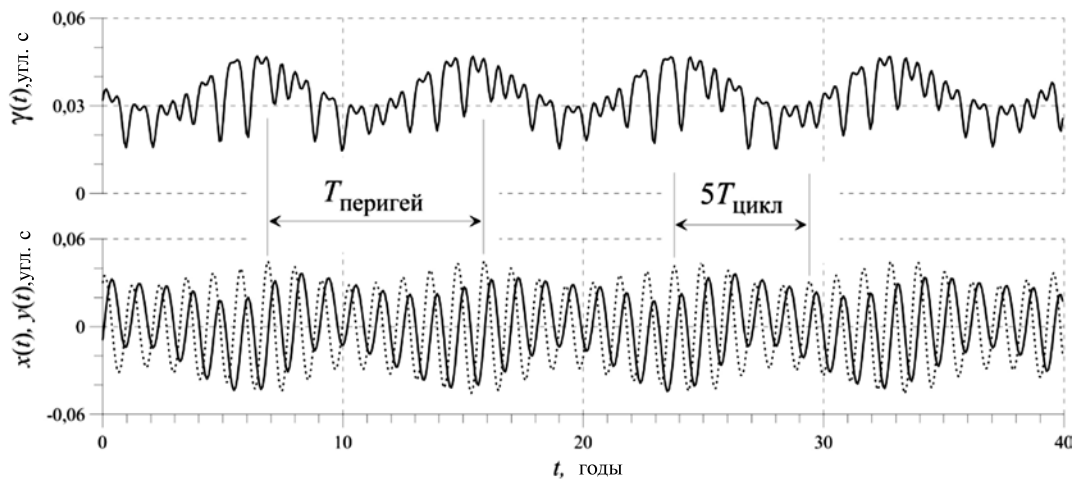


Рис. 9. Временные зависимости угла $\gamma(t)$ и его компонент: $x(t)$ (пунктир) и $y(t)$ (сплошная линия)

различие по амплитуде неизбежно, так как существующие в астрометрии методики накопления и обработки наблюдательных данных основаны на концепции того, что вариация широты места вызвана движением оси вращения Земли в теле Земли, так называемым чандлеровским движением. В действительности, каждое измерение широты классическим астрометрическим инструментом происходит в непрерывно меняющемся гравитационном поле, так как Земля имеет собственное вращение и движется относительно Солнца, Луны и других планет. Непрерывное и неслучайное изме-

нение гравитационной обстановки в точке наблюдения на Земле, естественно, влияет на пространственное положение отвесной линии или нормали к искусственному горизонту [9, 10]. Это означает, что наблюдательные данные, полученные на различных инструментах и в разных гравитационных условиях, сводить в один временной ряд недопустимо.

Предложенный к рассмотрению естественный процесс изменения гравитационного поля – это единственный процесс, который способен объяснить пространственные колебания отвесной линии с периодом,

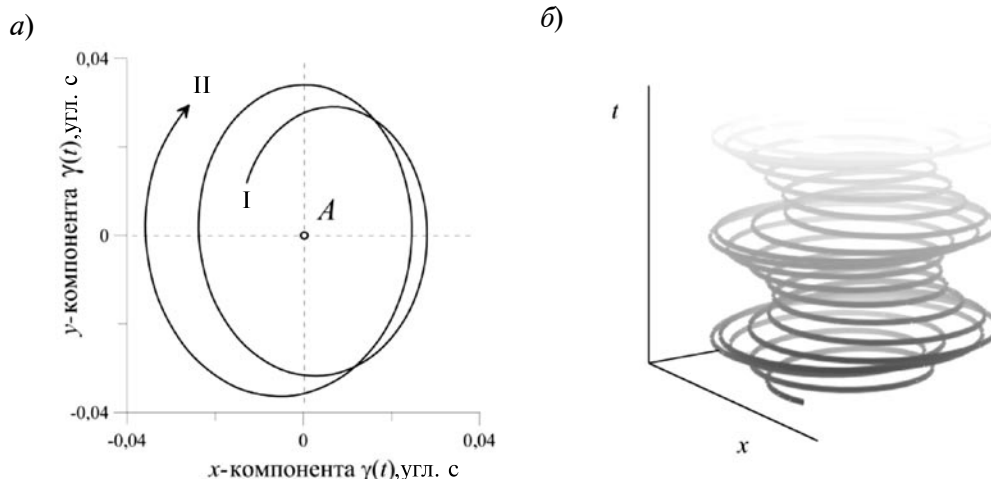


Рис. 10. Фрагмент траектории вершины вектора $I(t)$ за период времени между моментами I (июль 1983 г.) и II (ноябрь 1985 г.): проекция траектории на плоскость Axu (а) и ее временная развертка (б)

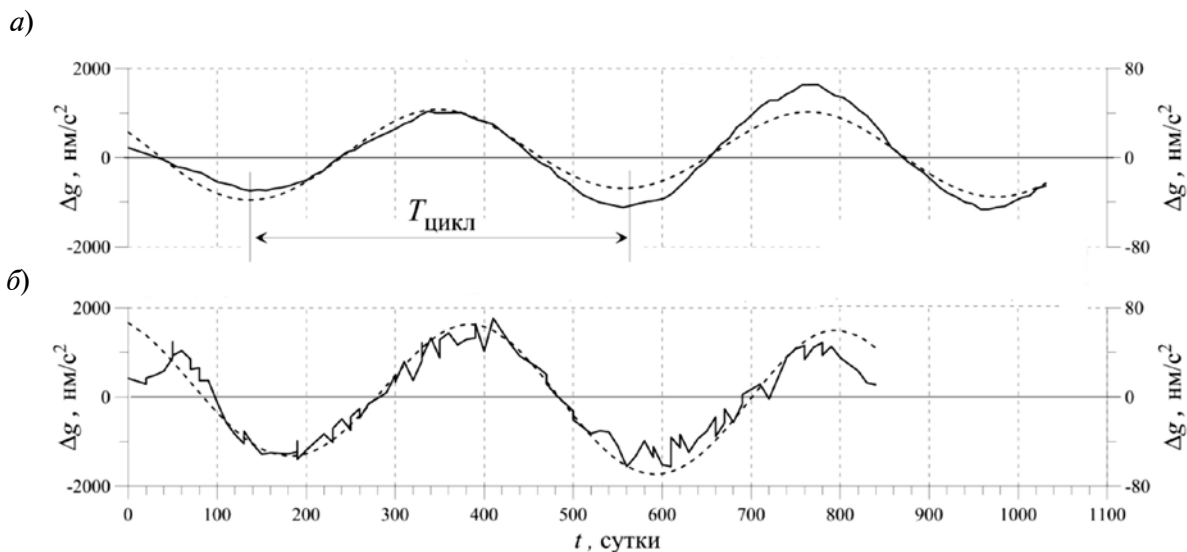
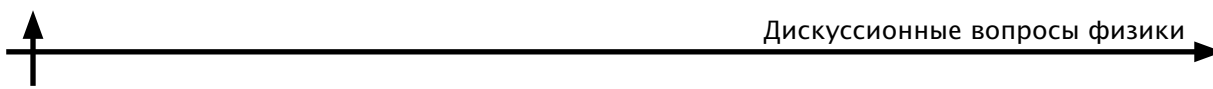


Рис. 11. Сопоставление расчетных (пунктир, левые вертикальные числовые шкалы) и наблюдаемых (сплошные линии, правые шкалы) вариаций гравитационного ускорения Δg на станциях Бад-Хомбург (а) и Боулдер (б) с географическими координатами $\varphi_A = 50^\circ 13'$, $\lambda_A = 8^\circ 36' 36''$ (а) и $\varphi_A = 40^\circ 02'$, $\lambda_A = 254^\circ 58'$ (б). Начало каждого ряда (они не синхронны) определяется юлианскими датами $JD = 2444797 + t$ (а) и $JD = 2449820 + t$ (б)

равным примерно 411,8 сут. Численное моделирование процесса хорошо согласуется с результатами долговременных наблюдений за изменением нормальной составляющей гравитационного поля Земли Δg на станциях Бад-Хомбург (Bad Homburg), Германия [12],

и Боулдер (Boulder), США [13]. Из графиков на рис. 11 видно, что при разности в долготе между станциями около 246° период колебания гравитационного поля один и тот же и равен периоду Чандлера $T_{\text{цикл}} \approx 411,8$ сут.

Данные наблюдений за «ходом широты»

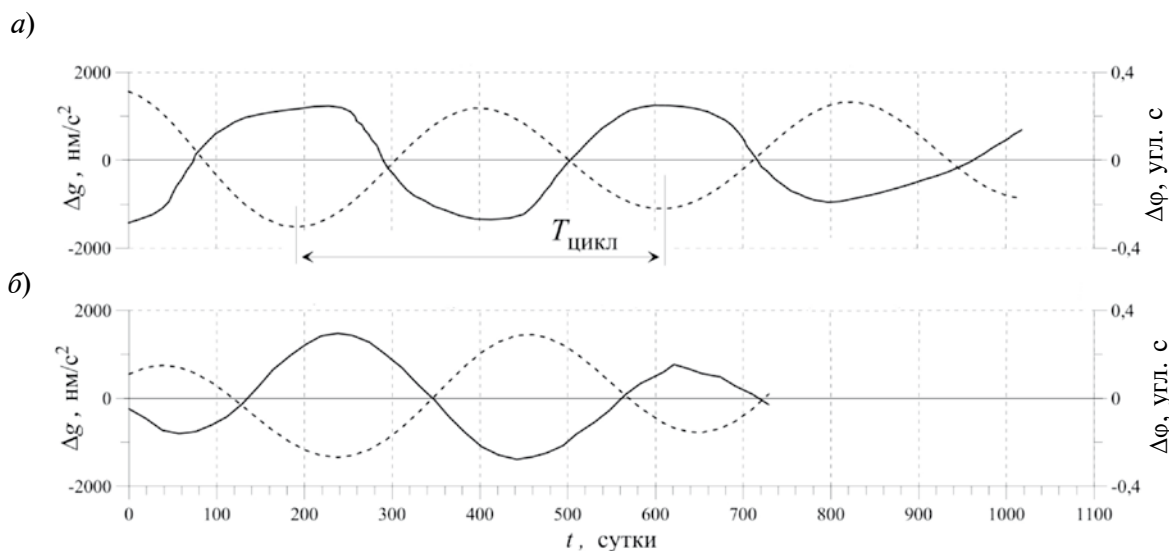


Рис. 12. Сопоставление расчетной вариации гравитационного ускорения Δg (пунктир) с наблюдаемыми данными «хода широты» $\Delta \varphi$ (сплошные линии) на станциях Йоханнесбурга (а) и Брюсселя (б) с географическими координатами $\varphi_A = -26^\circ 10' 55''$, $\lambda_A = 28^\circ 04' 30''$ (а) и $\varphi_A = 50^\circ 47' 54''$, $\lambda_A = 04^\circ 21' 30''$ (б). $JD = 2418783 + t$ (а) и $JD = 2443164 + t$ (б) (ряды не синхронны)

$\Delta\phi$ и вариации нормальной составляющей гравитационного поля Δg на станциях Йоханнесбурга [4] и Брюсселя [7] представлены на рис. 12. Ход кривых показывает правильность нашего утверждения, что вариация широты есть не что иное, как колебание отвесной линии измерительного инструмента с периодом Чандлера, равным 411,8 сут.

Важно подчеркнуть, что наблюдаемый «ход широты» $\Delta\phi$, а правильное – изменение угла отклонения силовой линии (местной нормали) от направления на звезду, и изменение нормальной составляющей гравитационного ускорения Δg имеют один и тот же период и находятся строго в противофазе, как это и должно быть при гравитационном взаимодействии Земли и Луны.

Временные ряды наблюдательных данных IERS

Общепринято, что при обработке данных наблюдательных экспериментов по изучению вариаций зенитного расстояния звезд максимальное внимание уделяется статистическим методам и практически игнорируется физическая суть явления. Анализ наблюдательных данных статистическими методами, без четкого представления о природе регистрируемого процесса,

часто уводит исследование в область метафизики. Гистограмма (рис. 13) показывает результат нашего анализа наблюдательных рядов IERS (International Earth Rotation and Reference Systems Service) [18, 19]. Из гистограммы видно, что период, равный примерно 411,8 сут, имеет наибольшую частоту появления.

Если предположить, что процесс с этим периодом есть результат внешнего воздействия, то необходимо учесть дополнительное годовое вращение Земли, входящее в определение солнечных суток (см. формулу (6)). Собственное вращение наблюдателя с периодом $T_{\text{год}}$ изменяет численное значение периодов внешних возмущающих факторов, регистрируемых в наблюдениях. Так, перигейная масса Луны вращается с периодом $T_{\text{перигей}} \approx 8,85$ лет (3232,46 сут) вокруг центра массы Земли против часовой стрелки и возмущает гравитационное поле Земли. Период изменения пространственного положения отвесной линии, вызванный этим возмущением и регистрируемый наблюдателем A на Земле, в рамках классической механики определяется следующим образом:

$$T_{\text{цикл}} = \frac{T_{\text{перигей}} \cdot T_{\text{год}}}{T_{\text{перигей}} - T_{\text{год}}} =$$

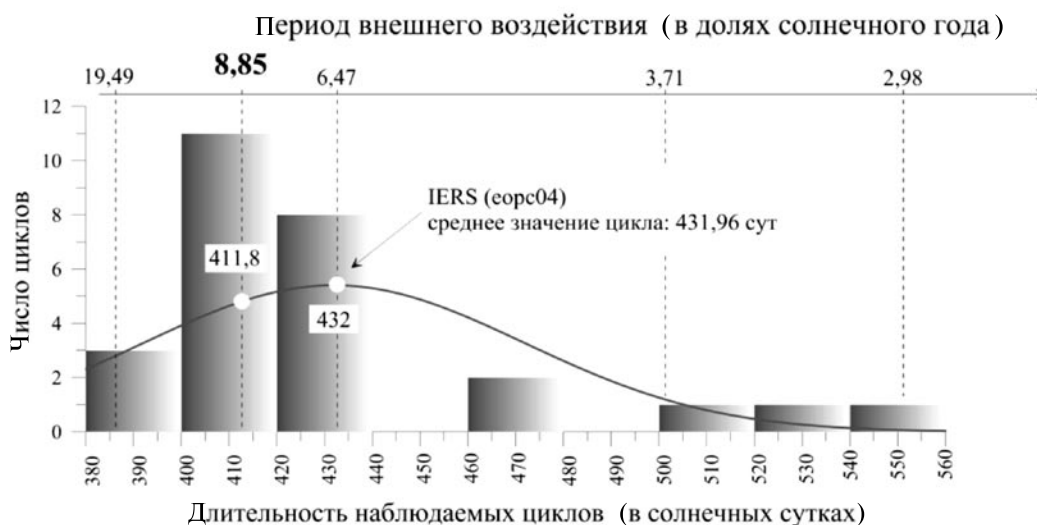


Рис. 13. Распределение циклов (2л) по длительности в «остаточном движении» оси вращения Земли в теле Земли. Жирным шрифтом выделено значение перигея Луны (8,85)

$$= \frac{8,85 \cdot 1}{8,85 - 1} \approx 1,13 \text{ год} \approx 411,8 \text{ сут.} \quad (23)$$

Тот же самый период гравитационного возмущения отвесной линии при использовании временной шкалы с шагом, не кратным солнечным суткам, будет иным:

$$T_{\text{цикл}} = \frac{T_{\text{перигей}} \cdot T_{\text{сутки}}}{T_{\text{перигей}} - T_{\text{сутки}}} = \frac{3232,46 \cdot 1}{3232,46 - 1} \approx 1,00031 \text{ сут.} \quad (24)$$

Вернемся к гистограмме на рис. 13. Нижняя, линейная, шкала — это длительность циклов без учета собственного вращения наблюдателя с периодом $T_{\text{год}}$. Верхняя, нелинейная, шкала соответствует нижней шкале длительности циклов, но после коррекции на собственное вращение наблюдателя с периодом $T_{\text{год}}$. Для наблюдаемого периода приблизительно в 411,8 сут (назовем его вторичным) период внешнего возмущающего процесса (назовем его первичным) находится в интервале 8 — 11 лет. Источником возмущения в данном случае может быть только перигейная Луна (см. формулы (15)), периодичность обращения которой относительно Земли равна $T_{\text{перигей}}$. Таким образом, мы можем утверждать, что период около 411,8 сут имеет естественное природное происхождение, но сам по себе вторичен.

Иллюзия чандлеровской вариации широты места

Рассмотрим роль Луны в изменении пространственного положения силовой линии гравитационного поля системы Земля–Луна. Пусть расстояние от Земли до Луны фиксируется в моменты времени, когда наблюдатель A и Луна находятся в плоскости $Oy'z'$ (рис. 14). В эти же моменты времени фиксируем угол $\gamma(t)$ между векторами $l(t)$ (отвесная линия) и неподвижным репером n .

По мере приближения Луны к Земле уклонение отвесной линии $dy/dt > 0$ создает мнимый эффект увеличения широты в точках A и D , а в точках C и B — ее уменьшения, так как $dy/dt < 0$. Поэтому при одновременных наблюдениях зенитных расстояний звезд на одном меридиане, но по разные стороны экваториальной зоны, отклонения отвесной линии $l(t)$ должны быть синфазными.

Роль фактора очевидности в выборе направления исследования

Так произошло, что результат наблюдения за широтой места, по очевидным соображениям, был воспринят как следствие движения оси вращения Земли в теле Земли. При этом остался без должного внимания факт, что так называемый наблюдаемый «ход

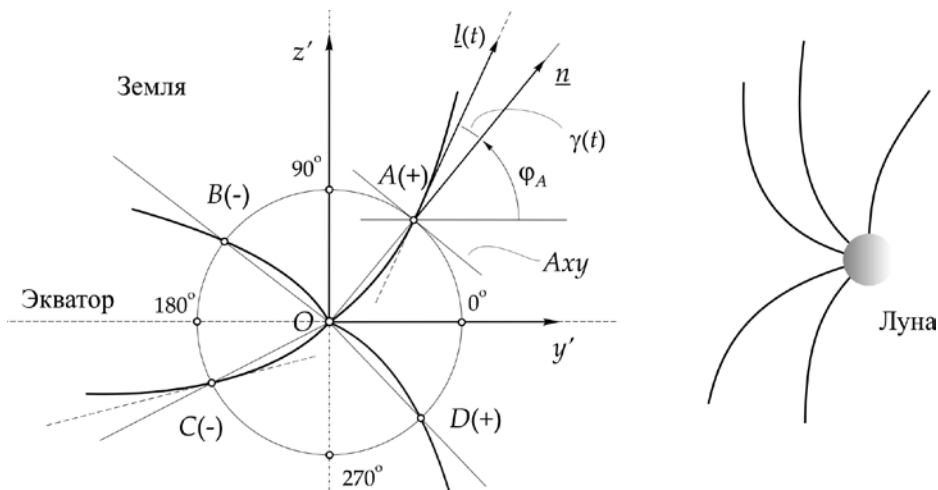


Рис. 14. Отклонение отвесной линии $l(t)$ от неподвижного репера n в точке A на поверхности Земли как функция расстояния от Земли до Луны

широты» может быть результатом воздействия малых длиннопериодических вариаций гравитационного поля на пространственное положение отвесной линии (нуль-пункт астрометрического инструмента). Этот момент можно назвать точкой бифуркации в формировании парадигмы, в рамках которой и стали выполняться все дальнейшие изыскания физической природы чандлеровского движения; но никакая самая совершенная математика не смогла объяснить то, чего не существует в природе.

В заключение сформулируем основные итоги работы.

1. Чандлеровское движение как остаточное движение оси вращения Земли в теле Земли отсутствует. Наблюдаемые вариации в измерениях зенитного расстояния звезд вызваны изменением положения отвесной линии (репера в измерительном инструменте). Отклонение отвесной линии (вектора гравитационного ускорения) определяется гравитирующими телами, окружающими Землю, в частности Луной.

2. Непосредственно период Чандлера — это один из параметров природных явлений гравитационной природы, не имеющих отношения к оси вращения Земли. Колебания с чандлеровским периодом, наблюдаемые на поверхности Земли, вращающейся с периодом $T_{\text{год}}$, — это колебания гравитационного поля, вызываемые вращением перигейной Луной с периодом $T_{\text{перигей}}$ вокруг Земли. Так, регистрируемое гравитационное возмущение с периодом около 411,8 сут наблюдается на вращающейся Земле в отклонениях отвеса (или уровня), в вариациях атмосферного давления [15], в колебаниях уровня моря (полюсный прилив) [21]. Проведенный нами анализ открытых материалов гравиметрических наблюдений [20] также показал наличие чандлеровского периода. Околосуточные вариации зенитного расстояния звезд такой же амплитуды, как и чандлеровские, зарегистрированные А.С. Васильевым [3], имеют ту же природу, что и чандлеровские колебания широты, поскольку наблюдения за зенитными расстояниями

вели теми же гравизависимыми астрометрическими инструментами. Но поскольку временные ряды формировались с шагом, не кратным солнечным суткам, период вариаций зенитных расстояний — не чандлеровский, а околосуточный (см. формулу (24)).

3. Исключение фактора «чандлеровского движения полюса» приведет к пересмотру модели Земли и теории ее вращения, к изменению поправок в системе Мирового времени, в системе спутниковой навигации (GPS, ГЛОНАС), в геодезических измерениях, в метрологии и физических экспериментах и везде, где необходима соответствующая точность.

Приложение

Матрицы поворота

Пусть точка M в системе координат $Oxyz$ задается вектором \underline{r} , тогда в новой системе координат $Ox'y'z'$, полученной путем поворота $Oxyz$ на угол α вокруг оси Ox , точка M будет определяться вектором \underline{r}' . Ниже приведены матрицы поворота на угол α вокруг осей Ox , Oy , Oz . Вращение против часовой стрелки принимается за положительное.

$$\begin{aligned} \underline{r}' &= \mathbf{P}_x(\alpha)\underline{r}, \\ \mathbf{P}_x(\alpha) &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ 0 & \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}, \\ \underline{r} &= \mathbf{P}_x^{-1}(\alpha)\underline{r}'; \\ \underline{r}' &= \mathbf{P}_z(\alpha)\underline{r}, \\ \mathbf{P}_z(\alpha) &= \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) & 0 \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ \underline{r} &= \mathbf{P}_z^{-1}(\alpha)\underline{r}'; \\ \underline{r}' &= \mathbf{P}_y(\alpha)\underline{r}, \\ \mathbf{P}_y(\alpha) &= \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) & 0 \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ \underline{r} &= \mathbf{P}_y^{-1}(\alpha)\underline{r}'. \end{aligned}$$



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Newcomb, S.** On the dynamics of the Earth's rotation with respect to the periodic variations of latitude [Text] / S. Newcomb // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1892. – Vol. 52. – P. 336–341.
2. **Chandler, S.C.** New study of the polar motion for the interval, 1890 – 1901 [Text] / S.C. Chandler // Astronomical Journal. – 1902. – Vol. 22. – June. – P. 145–148.
3. **Васильев, А.С.** Широты Пулкова в 1917–1941 гг. по наблюдениям на пассажном инструменте в первом вертикале [Текст] / А.С. Васильев // Тр. Главной астрономической обсерватории в Пулкове. – 1952. – Т. 2. – № 69. – P. 15–20.
4. **Филиппов, А.Е.** Сравнение Пулковских и Йоханнесбургских наблюдений широты [Текст]: Т. VI / А.Е. Филиппов. – Киев: Изд-во АН УССР, 1956. – 200 с.
5. **Константинов, А.И.** Время [Текст] / А.И. Константинов, А.Г. Флеер. – М.: Изд-во стандартов, 1971. – 367 с.
6. **Куликов, К.А.** Основы лунной астрометрии [Текст] / К.А. Куликов, В.Б. Гуревич. – М.: Наука, 1972. – 392 с.
7. **Подобед, В.В.** Общая астрометрия [Текст] / В.В. Подобед, В.В. Нестеров. – М.: Наука, 1982. – 576 с.
8. **Runcorn, S.K.** The excitation of the Chandler wobble [Text] / S.K. Runcorn, G.A. Wilkins, E. Groten [et al.] // Surveys in Geophysics. – 1987. – Vol. 9. – Iss. 3–4. – P. 419–449.
9. **Кирьян, Г.В.** А.с. 1718632 СССР, МКИ⁷ G 01 C 15/14 Искусственный горизонт [Текст] / Г.В. Кирьян, В.В. Кизин. – Приоритет от 20.10.1988. – 2 с.: ил. 1.
10. **Кирьян, Г.В.** А.с. 1832962 СССР, МКИ⁷ G 02 B 23/16 Камера астрономического инструмента [Текст] / Г.В. Кирьян, Д.Г. Кирьян. – Приоритет от 20.10.1988. – 4 с.: ил. 5.
11. Астрономический ежегодник СССР на 1991 год [Текст]: Т. 70 – Л.: Наука, 1989. – 693 с.
12. **Schneider, M.** Earth rotation – Research group for space geodesy [Text] / M. Schneider // Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main. – 1998. – January.
13. **van Dam, T.M.** Two years of continuous measurements of tidal and nontidal variations of gravity in Boulder, Colorado [Text] / T.M. van Dam, O. Francis // Geophysical Research Letters. – 1998. – Vol. 25. – P. 393–396.
14. **Кирьян, Г.В.** Движение центра массы Земли. Физические основы [Текст]: Монография / Г.В. Кирьян, Д.Г. Кирьян. – СПб.: СПбГПУ, 2003. – 174 с.
15. **Богданов, М.Б.** Периодические изменения атмосферного давления [Текст] / М.Б. Богданов, А.В. Федоренко // Изв. Саратовского ун-та. Сер. «Науки о Земле». – 2009. – Т. 9. – № 1. – P. 17–20.
16. **Kiryay, D.G.** The Chandler wobble is a phantom [Электронный ресурс] / D.G. Kiryay, G.V. Kiryay // ArXiv-prints(2011arXiv1109.4969K). Сентябрь 2011.
17. **Kiryay, D.G.** The Chandler wobble is a phantom [Text] / D.G. Kiryay, G.V. Kiryay // Advanced Problems in Mechanics. – 2012. – July. – P. 195–205.
18. IERS [Электронный ресурс]. – Режим доступа <http://www.iers.org>
19. EOC (Earth Orientation Center) [Электронный ресурс]. – Режим доступа <http://hpiers.obspm.fr/eop-pc>
20. ОНРДМС (Ocean Hemisphere Project Data Management Center) [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://ohp-ju.eri.u-tokyo.ac.jp>
21. **Максимов, И.В.** О «полюсном приливе» в море и атмосфере Земли [Текст] / И.В. Максимов // Доклады Академии наук СССР. – 1952. – Т. 86. – № 4. – P. 673–676.

КИРЬЯН Дмитрий Георгиевич – кандидат технических наук, старший научный сотрудник Института проблем машиноведения РАН.

199178, г. Санкт-Петербург, В.О., Большой пр., 61
diki.ipme@gmail.com

КИРЬЯН Георгий Васильевич – астроном-исследователь
diki.ipme@gmail.com