# Влияние гравитационного прилива Солнца и Луны на динамику параметров атмосферы, ионосферы и океана

# Д.С. Хабитуев, Б.Г. Шпынев, А.В. Татарников, Е.С. Щеглова

# Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия E-mail: Khabituev@iszf.irk.ru

В работе проведено исследование межсуточных вариаций геофизических параметров, вызванных вариациями гравитационного воздействия Луны и Солнца. Целью работы является поиск проявления низкочастотных (1–35 суток) гармоник фазоразностного солнечно-лунного гравитационного прилива в вариациях разных геофизических параметров. Установлено, что сильнее всего длиннопериодные гармоники гравитационного прилива (13,66 суток) проявляются в вариациях геомагнитного поля и в зависящих от него параметрах ионосферы. Значимое влияние на динамику геосфер оказывает перемещение узлов лунной орбиты с периодом ~18,6 лет. В параметрах тропосферы и в вариациях океанических течений гораздо большее влияние имеют собственные колебательные моды океана и атмосферы. Взаимодействие этих систем с гравитационным приливом аналогично взаимодействию автоколебательных систем, где прилив является внешним усилителем собственных колебательных мод систем и энергия прилива передается в океан и атмосферу через взаимодействие совпадающих или близких кратных гармоник. Изучение частотных характеристик межсуточных вариаций проводится на основе текущих спектров, которые позволяют проводить комплексный частотно-временной анализ длинных рядов данных.

Ключевые слова: гравитационный прилив, волны в атмосфере, спектральный анализ

Одобрена к печати: 06.10.2017 DOI: 10.21046/2070-7401-2017-14-5-321-339

# Введение

Гравитационные приливы и отливы возникают в результате воздействия гравитации Луны и Солнца на вещество, составляющее разные геосферы, включая массы воды в океанах и морях, воздух и конденсированные примеси в атмосфере, твердые породы, составляющие земную кору, и горячее жидкое магматическое тело Земли. Хотя Солнце многократно тяжелее Луны, но из-за меньшей удаленности от Земли приливное влияние Луны в 2,17 раз превышает солнечное. В атмосфере, кроме гравитационного прилива, проявляется также солнечный термический прилив, связанный с непосредственным нагревом стратосферного озона ультрафиолетовым излучением, и тропосферного воздуха через поглощение излучения парами воды и земной поверхностью. Действие термического прилива почти полностью определяет суточный и полусуточный ход таких атмосферных параметров, как приземная температура воздуха и атмосферное давление (Монин, Шишков, 1979; Сурдин, 2002; Чепмен, Линдзен, 1972).

Объектом настоящего исследования являются приливные процессы в атмосфере и океане и, в частности, влияние детерминированного гравитационного прилива на межсуточные вариации геофизических параметров. Фактически, данная задача имеет два аспекта, первый из которых связан с расчетом вектора вынуждающей силы вследствие вариаций гравитации Луны и Солнца, второй — с механизмом передачи приливной энергии динамическим процессам в атмосфере и океане. Первый аспект связан с астрономическими расчетами, для которых разработаны достаточно точные модели и алгоритмы. Вторая часть проблемы является более сложной, поскольку реальная атмосфера и океан являются комплексными динамическими системами, где частицы могут двигаться в основном только по стационарным геострофическим траекториям и движение среды вследствие приливных сил определяется не полным вектором гравитационного ускорения, а его проекцией на геострофические траектории частиц. Обычно в атмосфере и океане геострофическим траекториям соответствуют поверхности постоянного давления, которые изменяются под действием термического прилива и других метеорологических факторов.

Термический прилив возникает в атмосфере Земли в результате солнечного нагрева и собственного вращения Земли. Термический прилив имеет суточную (24 ч) и полусуточную (12 ч) основные гармоники. Если суточный термический прилив легко объясняется циклом солнечного нагрева водяного пара в тропосфере и озона в стратосфере, то для объяснения полусуточного термического прилива в классической теории применяются разные свойства пространственных и фазовых характеристик приливных волн. Вследствие своих фазовых характеристик полусуточная волна движется синфазно с возбуждающим нагревом и усиливается, в то время как фаза суточной гармоники сильно меняется с высотой и за счет этого сдвига амплитуда волны быстро затухает. Кроме этого, на характеристики термического прилива большое влияние оказывают состояние облачности и отражающие свойства земной поверхности, которые существенно отличаются для океанов и суши.

Солнечный термический прилив разделяют на мигрирующий и немигрирующий. Мигрирующий прилив распространяется на запад вслед за Солнцем. Немигрирующий прилив может распространяться как на запад, так и на восток, а также «стоять» на месте. Немигрирующий прилив является следствием неоднородного долготного нагрева атмосферы вследствие орографических особенностей суши и моря, а также может быть результатом взаимодействия мигрирующего прилива с планетарными волнами (Суворова, 2010; Чепмен, Линдзен 1972; Мауг et al., 2011). Так же как и мигрирующий прилив, он имеет суточную и полусуточную гармоники.

## Современная классификация и свойства гравитационного прилива

Поскольку основной интерес настоящего исследования представляют гравитационные приливы Луны и Солнца, будет уместным кратко привести современную классификацию и основные свойства комбинированного лунно-солнечного прилива. Параметры движения Луны и Солнца в топоцентрической системе координат (эфемериды) хорошо известны в астрономии и могут быть рассчитаны на основе общеизвестных алгоритмов с необходимой точностью. Мы используем в исследовании наиболее распространенный и эффективный алгоритм вычисления координат Луны и Солнца в топоцентрической системе координат, основанный на устоявшейся теории нутации (Молоденский, 1953; Wahr, 1981). Хотя в настоящее время разработаны более точные алгоритмы (Mathews, Herring, Buffett, 2002), для проводимых нами расчетов классическая теория нутации дает точность, заведомо превышающую точность исследуемых нами вариаций геофизических параметров. Очевидно, что рассчитанный по классической модели комбинированный приливный потенциал Луны и Солнца отражает характерную периодичность, заложенную в данных алгоритмах. В отличие от термического прилива, гравитационный включает в себя несколько гармонических процессов, которые появляются в виде сложной модуляции суммарного гравитационного потенциала Луны и Солнца. Эти гармонические процессы имеют разную периодичность. В рассматриваемых нами межсуточных вариациях они включают периоды, начиная от лунной суточной и полусуточной гармоник и заканчивая движением узлов лунной орбиты с периодом ~18,6 лет. Приливное воздействие на Землю других планет Солнечной системы на несколько порядков меньше приливного воздействия Луны и Солнца, и в геофизических задачах их влияние можно не учитывать.

Мы рассматриваем приливный потенциал гравитационного воздействия Луны и Солнца в наиболее простом приближении сферически симметричных тел (Ламб, 1947; Мельхиор, 1968; Чепмен, Линдзен, 1972):

$$\Omega = -\frac{3}{2}G\frac{mr^2}{R^3} \left(\frac{1}{3} - \cos^2\Theta\right). \tag{1}$$

Здесь G — гравитационная постоянная; m — масса светила; r — расстояние от центра Земли до точки наблюдения; R — расстояние между центрами светил;  $\Theta$  — зенитный угол светила. Для расчетов приливного потенциала в формулу (1) подставляются значения зенитного угла и расстояния до светила из соответствующих эфемерид, что позволяет моделировать не только угловые характеристики приливного ускорения, но также и его абсолютные вариации. В связи с кубической зависимостью приливного потенциала от расстояния до светила эллиптичность орбит Земли и Луны существенно влияет на абсолютное значение приливного воздействия. Например, орбита Луны в апогее составляет ~64 $R_3$  ( $R_3$  — радиус Земли), а в перигее — ~57 $R_3$ , и несмотря на такую незначительную разницу, приливный потенциал Луны в этих точках орбиты отличается в ~1,4 раза.

Для анализа воздействия прилива на геосферы выражение (1) для приливного потенциала удобно записать в виде разложения на три сферические функции второго рода (Мельхиор, 1968; Сидоренков, 2002; Чепмен, Линдзен, 1972):

$$\Omega = -\frac{3}{2}G\frac{mr^2}{R^3} \left( \frac{3}{2} \left( \cos^2 \Delta - \frac{1}{3} \right) \cdot \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) + \frac{1}{2} \sin 2\Delta \cdot \sin 2\theta \cdot \cos(\alpha + \varphi) + \frac{1}{2} \sin^2 \Delta \cdot \sin^2 \theta \cdot \cos 2(\alpha + \varphi) \right).$$
(2)

Где  $\varphi$  — долгота;  $\alpha$  — часовой угол возмущающего тела;  $\theta$  — коширота;  $\Delta$  — склонение возмущающего тела. Первая сферическая функция (3/2) · (cos<sup>2</sup> $\Delta$  – 1/2) · (cos<sup>2</sup> – 1/3) — зональная гармоника, узловые линии которой находятся на широтах 35°16', отвечает за долгопериодные приливы. На этих широтах амплитуда приливных возмущений равна нулю, а максимальна она на экваторе и широтах ~60°. Вторая сферическая функция (1/2) · sin2 $\Delta$  · sin2 $\theta$  · cos( $\alpha$  +  $\varphi$ ) тиссеральная гармоника, которая имеет в качестве узловых линий экватор и меридиан, расположенный на 90° от возмущающего тела. Это значит, что амплитуда суточного прилива максимальна на широтах 45°, а на экваторе равна нулю. Третья сферическая функция  $(1/2) \cdot \sin^2 \Delta \cdot \sin^2 \theta \cdot \cos 2(\alpha + \varphi)$  — секториальная гармоника, которая имеет узловые линии на меридианах, расположенных на 45° по обе стороны от возмущающего тела. Это означает, что максимальные амплитуды полусуточного прилива наблюдаются на экваторе при нулевом склонении Луны и Солнца. На *рис. 1* представлено графическое изображение областей действия приливов трех типов на поверхности Земли.



Рис. 1. Области действия трех типов прилива на поверхности Земли: а) — долгопериодный; б) — суточный; в) — полусуточный

На *рис. 2* показан график Фурье спектра приливного потенциала, вызванного Луной и Солнцем, рассчитанного согласно формуле (2). По оси абсцисс отложена частота колебаний в единицах 1/год. Видно, что основные гармоники спектра сосредоточены в трех частотных областях. Расчеты были проведены для географических координат Иркутска: 52° с.ш., 105° в.д. Максимальную амплитуду имеет область частот, соответствующая полусуточным вариациям (670–770 колебаний в год), далее следует меньшая по амплитуде область суточных вариаций (300–380 колебаний в год), и наименьшая часть спектральной энергии соответствует тизкочастотным вариациям (периоды от нескольких суток до года).



Рис. 2. Спектр вариаций гравитационного приливного потенциала

Если рассмотреть подробно каждую из частотных областей, то получим спектральные распределения, приведенные на *рис. 3–5*.



Рис. 3. Структура спектральных линий полусуточного прилива



Рис. 4. Структура спектральных линий суточного прилива



Рис. 5. Низкочастотная область спектра гравитационного прилива

На *рис. 3* представлена тонкая структура линий спектра полусуточного прилива. Основной линией здесь является линия  $M_2$  (M — колебания, относящиеся к лунным периодам), которая соответствует главной (несущей) лунной волне (Сидоренков, 2002). Ее период равен половине лунных суток — 12 ч 25 мин. Периоды на графиках подписаны в скобках в десятичных дробях, например 12,41 ч = 12 ч 25 мин.

Второй по амплитуде является линия  $S_2$  — это главная полусуточная солнечная волна (*S* — периоды, относящиеся к солнечному приливу), ее период равен ровно 12 ч. Волна  $N_2$  называется большой лунной эллиптической полусуточной волной, она имеет период 12 ч 39 мин. Существует также малая лунная эллиптическая волна  $L_2$ , которая имеет гораздо меньшую амплитуду и период — 12 ч 11 мин.

Как понятно из названия, гармоники  $N_2$  и  $L_2$  вызваны эллиптичностью лунной орбиты. По соотношению линий их спектра видно, что они отстоят от главной лунной волны  $M_2$ на величину относительного эксцентриситета. Четвертой по амплитуде является линия  $K_2$ . Эта линия состоит из комбинации двух волн: лунной полусуточной деклинационной волны  ${}^{M}K_2$  и солнечной полусуточной деклинационной волны  ${}^{S}K_2$ . Эти волны имеют одинаковый период, поэтому их объединяют в одну волну  $K_2$ , которую называют лунно-солнечной полусуточной волной. Остальные гармоники в полусуточной области спектра имеют малые амплитуды, и мы не будем их рассматривать.

Особенность суточной области спектра (*puc. 4*) — отсутствие линии главной лунной волны  $M_1$  с периодом, равным лунным суткам (24 ч 50 мин), и солнечной волны  $S_1$  с периодом, равным земным суткам — 24 ч.

Основной в суточной области спектра является лунная волна  $O_1$ , которую называют главной лунной деклинационной волной, ее период равен 25 ч 48 мин. Второй по амплитуде является гармоника комбинационной волны  $K_1$ , которая имеет период 23 ч 56 мин и называется лунно-солнечной суточной волной. Третьей по амплитуде является линия главной солнечной деклинационной волны  $P_1$  с периодом 24 ч 4 мин. На месте отсутствующей главной лунной волны  $M_1$  возникают две близкие по периодам волны  $e(O_1)$  и  $e({}^{M}K_1)$ , это кратные эллиптические моды волн  $O_1$  и  ${}^{M}K_1$  соответственно, и для простоты их комбинацию называют  $M_1$ .

Таким образом, можно видеть, что суточные и полусуточные вариации приливного ускорения не являются простыми гармоническими вариациями, связанными с собственным вращением Земли и с движением Луны, а представляют собой набор комбинационных частот, определяемых параметрами орбит Земли и Луны.

Фазоразностный набег между модами полусуточного и суточного прилива формирует спектр медленных межсуточных вариаций с периодом 7–32 сут, гармоники которого показаны на *рис. 5.* Для анализа межсуточных вариаций удобнее представлять колебательные моды в виде периодограмм с длительностью в сутках по оси абсцисс. Основной здесь является линия  $M_m$  с периодом 27,55 сут (земных), это лунная месячная волна (аномалистический месяц). Она почти сливается с линией 27,32 сут (сидерический месяц). Следующей по амплитуде становится линия главной лунной полумесячной волны  $M_p$ , которая имеет период 13,66 сут. Значимыми также получаются колебательные моды с периодами 7,1; 9,1; 31,8 сут (период эвекции лунной орбиты) и 14,76 сут (половина синодического месяца). В некоторых работах полумесячную волну  $M_f$  называют зональным колебанием, а волну 14,75 сут — синодическим колебанием (Перцев, Далин, Перминов, 2015). Исследование влияния данной группы вынуждающих периодических вариаций с периодом 7–32 сут на динамику атмосферы и океана является основной целью настоящей работы. Для удобства дальнейшего описания будем называть моду  $M_m$  месячной модой, подразумевая лунный месяц, а моду  $M_f$  — полумесячной модой.

Из более медленных вариаций основными становятся годовое и полугодовое колебания, которые связаны с изменением склонения Солнца.

Существенное влияние на перераспределение энергии между приливными модами оказывает движение узлов лунной орбиты с периодом ~18,6 лет. На *рис. 6* приведены вариации амплитуды полумесячной (зеленая кривая) и месячной (оранжевая кривая) мод приливного ускорения, связанные с движением узлов лунной орбиты. Черная кривая показывает суммарную амплитуду этих вариаций. По оси абсцисс отложено время в годах, начиная с 1900 г.

Основной особенностью межгодовых вариаций амплитуды месячной и полумесячной приливных мод является их разный период повторяемости. Амплитуда месячной моды варьируется с периодом 8,85 лет, полумесячная мода — 18,6 лет. Эти периоды не являются кратными, поэтому происходит также медленное изменение соотношения амплитуд месячной и полумесячной мод в 18,6-летнем цикле с периодом порядка 170 лет.

На *рис. 6* видно, что суммарное воздействие этих мод изменяется в 18,6-летнем цикле приблизительно на 35%. В частности, ближайший максимум соответствовал периоду 2008—2009 гг., когда в январе 2009 г. было зарегистрировано наиболее мощное за всю историю наблюдений внезапное стратосферное потепление. Механизм воздействия полумесячного прилива на динамику зимней полярной циркуляции и развитие стратосферного потепления рассматривался в работе (Shpynev et al., 2015).



Рис. 6. Вариации амплитуды полумесячной (13,66 сут) и месячной (27,55 сут) гармоник приливного ускорения, связанных с движением узлов лунной орбиты, и сумма их амплитуд

В настоящее время суммарная амплитуда месячной и полумесячной лунных приливных мод находится вблизи минимума. Следующий максимум ожидается в 2026 г.

# Текущие спектры

Термин «текущий спектр» впервые был введен С.М. Рытовым (1946) в связи с рассмотрением особенностей применения спектрального анализа. Более подробное обсуждение понятия текущего спектра содержится в небольшой монографии (Харкевич, 1962). В данной работе под текущим спектром понимается объект, введенный в работе (Орлов, 2009) и отличающийся от предыдущих работ наличием дополнительного множителя exp(*i*ω*t*):

$$U(t,\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{t} e^{i\omega(t-\tau)} u(\tau) d\tau.$$
 (2)

В таком виде функция (1) оказывается аналитической в верхней полуплоскости ω, поэтому объект (1) лучше называть аналитическим текущим спектром. Как показано в работах (Орлов, 2009; Орлов, Ильин, 2000), понятие текущего спектра возникает естественным образом из определения интеграла Дюамеля при учете общих физических принципов: линейности, однородности временной оси и причинности.

В отличие от текущего спектра (Рытов, 1946; Харкевич, 1962), двухпараметрическая анализирующая функция которого описывает формирование спектра со временем, текущий спектр (1) позволяет определить не только спектральный состав, но и локальные временные координаты, при которых появляются те или иные анализируемые частоты (периоды).

Сложность применения текущих спектров для анализа экспериментальных данных состоит в необходимости проводить интегрирование в интервале  $[-\infty,t]$ , тогда как реальные ряды данных конечны и в начале интервала интегрирования, в связи с резким переходом от отсутствия данных к их наличию, спектр становится широкополосным со значительными боковыми лепестками. Кроме этого, подобные проблемы возникают вблизи границы текущего времени *t* при резких изменениях (выбросах) исследуемого сигнала.

Для устранения этого эффекта при практическом применении текущего спектра (2) нами используется запись текущего спектра в виде:

$$U(t,\omega) = \frac{1}{2\pi\alpha} \int_{t-5\alpha}^{t+3\sigma} e^{i\omega(t-\tau) - \frac{(t-\tau)}{\alpha} - \exp\left(-\frac{(t+2/3\sigma-\tau)}{\sigma}\right) - \exp\left(-\frac{\tau-\sigma}{\sigma}\right)} u(\tau) \, \mathrm{d}\tau.$$
(3)

Параметр  $\alpha$  определяет экспоненциальную «забывчивость» колебательной системы к происходившим ранее процессам. При  $(t-\tau)/\alpha=5$  окно спектра (3) содержит 99% энергии теоретического текущего спектра (2), и, по нашим оценкам, использование большего интервала интегрирования не имеет смысла. Параметр  $\sigma$  определяет фильтрующие свойства окна преобразования Фурье и задается в виде  $\sigma = \alpha/n$ ,  $n \approx 10...30$ .

#### Приливы в геомагнитном поле

Рассмотрение влияния гравитационного прилива на разные геосферы мы начнем с самого массивного объекта — жидкого ядра Земли, характеристики которого отражаются в вариациях генерируемого им геомагнитного поля. Поскольку гравитационный прилив определяется массами взаимодействующих тел, то разумно предположить существование существенного влияния гравитационного воздействия на жидкое ядро. Индекс *К*<sub>р</sub> характеризует состояние возмущенности геомагнитного поля Земли. Традиционно индекс рассчитывается в виде трехчасовых значений, характеризующих вариации геомагнитного поля на фиксированной сети магнитосферных станций. Данные по геомагнитным индексам доступны в базах данных начиная с 1932 г., и этот длинный ряд наблюдений представляет собой хороший экспериментальный материал для исследования долговременных вариаций.

На *рис*. 7 представлен текущий спектр индекса  $K_p$  за весь доступный в базах данных период наблюдений 1932—2015 гг. Для оценки вклада в геомагнитное поле солнечной активности фиолетовой кривой показана абсолютная величина индекса солнечной активности  $F_{10,7}$ . Текущий спектр  $K_p$  подтверждает наши предположения о влиянии гравитационного прилива на жидкое ядро Земли. Видно, что максимумы спектра наблюдаются на частотах всех основных линий гравитационного прилива: 7,1; 9,1; 13,66 и 27,55 сут. Можно только отметить, что на максимум вблизи частоты 27 сут накладывается плавающая частота 24—31 сут.



Рис. 7. Текущий спектр  $K_{\rm p}$  в сравнении с уровнем солнечной активности  $F_{10,7}$  (фиолетовая кривая)

Отметим две основные особенности проявления гравитационного прилива в вариациях геомагнитного поля. Первая особенность — интенсивность максимумов меняется со временем на масштабах 10–20 лет, что связано с обсуждавшимися выше периодами движения узлов лунной орбиты; вторая — линии гравитационного прилива особенно четко проявляются в годы с низкой солнечной активностью, когда индекс  $F_{10,7}$  опускается ниже 100. Видно, что во время низкой солнечной активности эти линии четко обозначены и являются основными. Во время высокой солнечной активности в спектре появляется множество гармоник с близкими периодами, и спектр становится более зашумленным.

Поскольку приливные силы — не единственный фактор, оказывающий влияние на вариации геомагнитного поля, мы также рассмотрели относительный вклад в эти вариации солнечной активности. Как известно, Солнце имеет дифференцированное вращение со средним периодом 27 сут. На *рис. 8* представлен текущий спектр индекса солнечной активности  $F_{10,7}$  для 2005–2015 гг., на котором видно, что максимум приходится на период 20–30 сут. Регулярных максимумов на частотах 7,1; 9,1 и 13,66 сут здесь не наблюдается, хотя в некоторые интервалы наблюдений период ~13 сут присутствует, что естественным образом соответствует удвоенной частоте среднего периода вращения Солнца. Для вариаций индекса  $F_{10,7}$  также следует отметить специфическое изменение основного периода вариаций в интервале 20–30 сут, которое происходит с промежутком примерно два года. В эти интервалы период вариаций  $F_{10,7}$  изменяется практически линейно, образуя своеобразные треки, как будто активные области на Солнце медленно дрейфуют от экватора к полюсу и обратно.



Рис. 8. Текущий спектр индекса F<sub>10.7</sub>

При сравнении текущих спектров  $K_p$  и  $F_{10,7}$  вблизи частоты ~27 сут становится понятным, что специфические вариации  $K_p$  в эти интервалы являются следствием возмущений геомагнитной активности, вызванных меняющимися периодами вращения активных областей на Солнце. Такие спектральные характеристики солнечного излучения становятся весьма интересным феноменом, и их необходимо учитывать при анализе реакции геофизических параметров.

Основной вывод, который можно сделать из анализа долговременных вариаций геомагнитного поля, заключается в том, что динамика геомагнитного поля, создаваемого движением магматических пород внутри Земли, в значительной степени контролируется гравитационным приливом. Это воздействие аналогично воздействию прилива на водные бассейны, и разница между этими явлениями состоит только в удельной плотности этих сред и в наличии у водоемов сложной структуры берегов, которая задает собственные колебательные моды океанов и морей. Наличие у водоемов собственных колебаний делает задачу исследования морских и атмосферных приливов более сложной, поскольку здесь речь идет о взаимодействии разных колебательных систем. В случае со сферически симметричным жидким и горячим ядром Земли собственные частоты не играют существенной роли и влияние прилива выражено более контрастно.

#### Проявление гравитационного прилива в ионосфере

Динамика ионосферы в основном контролируется солнечной и геомагнитной активностью. Так как мы установили, что гравитационный прилив проявляется в вариациях геомагнитного поля, логично предположить, что он должен проявляться и в параметрах ионосферы. Основными ионосферными параметрами, для которых существуют длинные ряды наблюдений, являются критическая частота  $foF_2$  и высота максимума главного ионосферного слоя  $h_mF_2$ . В нашем распоряжении были данные по  $foF_2$  и  $h_mF_2$  иркутского ионозонда за период 1955–1995 гг., а также новосибирского ионозонда за период с 1999 по 2008 гг.

На *рис. 9* представлены спектры вариаций  $h_m F_2$  и *foF*<sub>2</sub> ионосферы над Иркутском за период 1965–1995 гг. Также как и в случае с  $K_p$ , мы видим на графиках текущих спектров максимумы на периодах гравитационного прилива 13,66; 9,1 и 7,1 сут. Очевидно также наличие в спектрах ионосферных параметров характерных линейных «треков» модуляции солнечной активности на периодах ~25–32 сут.



Рис. 9. Текущий спектр  $h_m F_2$  и fo  $F_2$  по данным иркутского ионозонда

На *рис. 10* представлен текущий спектр  $h_m F_2$  и *foF*<sub>2</sub> для ионосферы над Новосибирском за период 1999–2008 гг. Здесь также хорошо проявляются гармоники гравитационного прилива. Вместе с тем вблизи интервала 27 сут из сравнения спектров  $h_m F_2$  и *foF*<sub>2</sub> здесь хорошо видно, что влияние «треков» модуляции солнечной активности действует на эти величины по-разному. В спектре *foF*<sub>2</sub> проявляются стабильные вариации периодов в течение года, тогда как периоды вариаций  $h_m F_2$  изменяются медленно и они практически центрируются вблизи гравитационной гармоники 27,55 сут. Такая «стабилизация» месячной гармоникиможет служить признаком, что высота ионосферного максимума в значительной степени контролируется нижележащей мезосферой и стратосферой, в которых приливные эффекты весьма существенны (см., например, (Перцев, Далин, Перминов, 2015)). В тех же условиях критическая частота *foF*<sub>2</sub> ионосферы в большей степени зависит от солнечной активности и геомагнитной возмущенности, которые характеризуются индексами *F*<sub>10,7</sub> и *K*<sub>*p*</sub>. Интересно отметить ситуацию 2005 г., когда наиболее выраженной гармоникой вариаций *h<sub>m</sub>F*<sub>2</sub> стала гармоника 9,1 сут, причем все остальные гармоники гравитационного прилива находились в «подавленном» состоянии, включая месячную волну 27 сут.



Рис. 10. Текущий спектр  $h_m F_2$  и fo $F_2$  по данным новосибирского ионозонда

#### Приливы в атмосферном давлении

Атмосферное давление является одной из основных характеристик земной атмосферы. Барометрические данные начали регистрироваться с середины XIX века, а с бурным развитием авиации в начале XX века атмосферное давление начали измерять и архивировать результаты в каждом аэропорту. Поэтому на сегодняшний день имеется огромная база данных атмосферного давления по всему земному шару за период более ста лет.

Приливные суточные и полусуточные колебания в данных атмосферного давления были обнаружены Лапласом в XX веке. Однако в те времена измерения носили зачастую нерегулярный характер, поэтому было достаточно сложно отделить гравитационное возбуждение от термического. На *рис. 11* представлен спектр атмосферного давления в полусуточной области для станции Hiva-OA (остров в Южной группе Маркизских островов в Тихом океане с географическими координатами 10° ю.ш., 139° з.д). В спектре присутствует лунная линия  $M_2$ , солнечная линия  $S_2$  и линия  $K_2$ . Термический прилив оказывает несравнимо большее влияние на динамику атмосферного давления, поэтому линия  $S_2$  является преобладающей по сравнению с лунной линией  $M_2$ . Наиболее отчетливо лунный полусуточный прилив проявляется в данных экваториальных станций, как и предсказывается теорией. В суточной области спектра невозможно выделить лунную линию  $M_1$ .

На *рис. 12* представлен фурье-спектр долгопериодной части спектра межсуточных колебаний для станции Hiva-OA. Видно, что в спектре межсуточных вариаций присутствует достаточно сильный разброс, который типичен в этом диапазоне периодов для большинства геофизических параметров. Это обусловлено тем, что в межсуточной динамике атмосферы присутствуют свои собственные нестационарные колебательные процессы, источниками которых являются процессы, связанные с геометрией региона, в котором развиваются колебательные процессы. Это могут быть эффекты, вызванные прохождением локальных циклонов и антициклонов, тропических штормов, возмущений вследствие орографии местности.



Рис. 11. Гравитационный лунный и термический солнечный полусуточный прилив в атмосферном давлении для станции HIVA-OA

Рис. 12. Долгопериодная часть спектра атмосферного давления для станции HIVA-OA (2005–2015)

В такой ситуации гравитационный прилив играет роль внешнего генератора с набором вынуждающих стационарных частот. Если частоты собственных колебательных мод

атмосферы в определенный период приближаются к основным частотам гравитационного прилива (~14 и ~27 сут), то возникает резонансный эффект и усиление таких колебаний. Синяя линия на *рис. 12* показывает усредненные значения спектра. Видно, что полумесячной лунной волне 13,66 сут в спектре давления соответствует определенный максимум, в то время как месячной волне 27,55 сут соответствует локальный минимум, а действительный максимим находится вблизи частоты ~26 сут.

Также как и в случае доминирования в 2005 г. гармоники 9,1 сут в вариациях  $h_m F_2$  на *рис. 10*, мы снова встречаемся с фактом взаимодействия гармоник гравитационного прилива с собственными колебательными модами природных систем. Здесь могут реализоваться несколько случаев взаимодействия, в которых реализуется «захват» частоты вынуждающего колебания. Ситуации «захвата» частоты в малостабильной мощной колебательной системе при воздействии высокостабильной маломощной системы (в нашем случае гравитационного триного прилива) рассматриваются в теории автоколебательных систем и динамического хаоса (Кузнецов, Кузнецов, Рыскин, 2002). Основным условием возникновения автоколебаний в земных геосферах является соответствие периодов собственных колебаний и вынуждающей силы, когда энергия вынуждающих колебаний переходит в систему. Из проведенного анализа текущих спектров многих физических систем видно, что этот механизм проявляется регулярно не только в атмосфере, но и в океане.

#### Долгопериодные приливы в океане

Суточные и полусуточные морские приливы являются самыми известными явлениями в океане и наблюдаются с незапамятных времен. Хорошо известно, что наиболее сильные приливы происходят во время полнолуния и новолуния (сизигийные приливы), а наиболее слабые — во время первой и третей четверти луны (квадратурные). Очевидно, что такая месячная и полумесячная лунная модуляция оказывает влияние на скорость океанических течений и на давление в разных слоях океана. Разные моды долгопериодных приливов могут производить едва заметное воздействие на суммарный прилив, но, поскольку приливное воздействие детерминировано, оно в определенные моменты может усиливать или, наоборот, ослаблять собственные колебания океана. Во многом эта ситуация подобна влиянию прилива на атмосферное давление, но в случае с океаном можно исключить из рассмотрения суточную термическую составляющую.

Глубинные и поверхностные течения океана обладают собственными колебаниями, определяемыми структурой дна водоемов. Вертикальной границей раздела обычно является термоклин, выше и ниже которого свойства воды резко изменяются. Спектральный анализ океанических данных осложняется тем, что длинных непрерывных рядов данных, которые получают на буйковых станциях, здесь мало, а их качество зачастую оставляет желать лучшего. Тем не менее, из тех данных, которые позволяют получить текущие спектры, можно выделить случаи возбуждения собственных колебаний океана гравитационным приливом. На *рис. 13* представлен текущий спектр давления океана на глубине 300 м (ниже термоклина) по данным буйковых измерений в районе Маршалловых островов (западная экваториальная часть Тихого океана).



Рис. 13. Текущий спектр давления океана на глубине 300 м в районе Маршалловых островов (западная часть Тихого океана)

Как видно из графика, в области лунного месячного прилива существуют долговременные тренды, которые длятся по нескольку лет. Это можно интерпретировать так, что собственные размеры водоема, которые определяют периоды горизонтальных колебаний жидкости внутри «чаши», не совпадают в точности с модами прилива и при каждом новом колебании происходит небольшой сдвиг фазы колебания относительно фазы прилива. Когда разность фаз становится порядка  $\pi$ , происходит переход к новой частоте колебаний, которая обеспечивает синхронизм колебательных систем с положительной обратной связью. Вероятно такой же механизм реализуется в вариациях солнечной активности, наблюдаемых в спектре  $F_{10,7}$  на *рис. 8* и зависящих от солнечной активности параметров геомагнитного поля и ионосферы. На Солнце разность фаз обеспечивается дифференциальным вращением разных активных областей.

В примере на *puc. 13* хорошо видно, как в начале 2002 г. произошел перескок частоты основного колебания через частоту главной месячной волны гравитационного прилива и далее это колебание снова продолжалось с постоянно уменьшающимся периодом. Интересное свойство наблюдается в океане у более коротких мод прилива. Как видно на рисунке, гравитационные периоды 13,66; 9,1 и 7,1 сут практически не проявлены в спектре давления, однако обнаруживается период ~4,5 сут (кратный периоду 9,1), который виден на *puc. 10* в ионосферных данных. То есть в спектре собственных колебаний данного региона океана нет частот, совпадающих с основными модами прилива, но есть колебание, кратное ~4,5 сут, которое возбуждается приливом.

Таким образом, при анализе вариаций океана и нейтральной атмосферы мы сталкиваемся с примерами классических автоколебательных систем, возбуждаемых внешним квазипериодическим источником. Для получения достаточной статистики мы обработали данные около десяти буйковых станций, расположенных в западной экваториальной части Тихого океана. На *рис. 14* представлены гистограммы, в которых просуммированы гармоники текущих спектров доступных рядов данных. Гистограммы пропорциональны фурье-спектру, построенному по суммарному ряду всех имеющихся рядов. На графике представлены три гистограммы на двух уровнях давления — 300 и 500 м, температуры и солености на этих же глубинах.



Рис. 14. Суммарные гистограммы текущих спектров давления, температуры и солености западной части Тихого океана

Как видно на рисунке, в данных присутствуют определенные максимумы, связанные с модами гравитационного прилива, но энергия, связанная с конкретной модой, распределена по достаточно большому интервалу периодов, что связано с обсуждавшимся выше механизмом взаимодействия автоколебательных систем.

#### Выводы

В результате проведенной работы было установлено, что долгопериодные волны (более 1 сут) гравитационного солнечно-лунного прилива оказывают значимое влияние на колебательные процессы в атмосфере, ионосфере, океане и геомагнитной активности.

Обнаружено, что в спектрах геомагнитного индекса  $K_p$  и спектрах ионосферных параметров  $h_m F_2$  и fo  $F_2$  регулярно проявляется двухнедельная приливная волна с периодом 13,66 сут, а также волна с периодом 9,1 сут. В спектрах атмосферного давления и давления океана эти волны проявляются периодически. Также выявлено, что главная лунная месячная волна с периодом 27,55 сут в спектрах геомагнитной активности и ионосферы маскируется волной, которая вызвана дифференциальным вращением Солнца. Анализ спектральных характеристик совместного приливного ускорения Солнца и Луны показывает, что в их суммарном воздействии существует несколько колебательных мод, которые возбуждают квазигармонические колебания в атмосфере и океанах Земли. Для сферически симметричных систем, таких как верхняя атмосфера, приливные моды проявляются непосредственно на частотах возбуждения. Аналогичный механизм возбуждения проявляются в геомагнитном поле, которое формируется сферически симметричным движением горячих магматических пород в жидком ядре Земли. В геомагнитном поле явно проявляются все моды гравитационного прилива, кроме лунной месячной моды, которая маскируется вариациями солнечного излучения вследствие движения активных областей по поверхности Солнца. В тропосфере существенное влияние на геострофические течения оказывают орографические неоднородности земной поверхности. На течения и крупномасштабные колебания водных бассейнов определяющее влияние оказывает рельеф дна и параметры береговой линии. В этой связи в тропосфере и океане существуют устоявшиеся собственные колебательные моды.

Геосферы Земли можно рассматривать как диссипативные нелинейные системы с большим количеством степеней свободы. Известно, что в таких системах могут возникать собственные периодические, квазипериодические и стохастические автоколебания. Для генерации автоколебаний необходим внешний источник энергии, в нашем случае таковым является гравитационный прилив. В определенные периоды времени система (тропосфера, океан, ионосфера) «захватывает» частоту внешнего генератора (гравитационного прилива). Таким образом, реализуется внешняя синхронизация мощной малостабильной системы с помощью маломощной стабильной системы. Реализация такой ситуации рассматривается в теории автоколебаний (Кузнецов, Кузнецов, Рыскин, 2002). Из теории автоколебаний также известен эффект конкуренции мод, который реализуется в виде подавления одних мод другими. Вероятно, в рассматриваемой нами ситуации происходит захват нескольких мод гравитационного прилива, наиболее близких по частоте к собственным автоколебаниям, и подавление остальных, так как вся энергия гравитационного прилива тратится на подпитку первых. Поскольку автоколебания являются неустойчивыми, в реальных данных часто наблюдается резкая смена частоты главных гармоник. В теории автоколебаний такая ситуация соответствует бифуркации системы и возникновению гистерезиса. Вариации типа гистерезиса как раз и наблюдаются в спектрах солнечной активности и в параметрах океанических течений.

Очевидно, что вопрос трансформации энергии гравитационного прилива в энергию автоколебаний земных геосфер является сложным и требует более детального рассмотрения. Однако по результатам настоящей работы можно сделать вывод о степени влияния гравитационного прилива на разные природные системы, и, на наш взгляд, использование теории автоколебаний для объяснения и моделирования наблюдаемых природных периодических процессов является перспективным.

Работа выполнена в рамках Проекта II.16.1.2 Программы фундаментальных научных исследований РАН, а также поддержана РФФИ (проект № 16-05-01087) и грантом № НШ-6894.2016.5 Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

# Литература

- 1. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М. Нелинейные колебания. М.: Физматлит, 2002. 292 с.
- 2. Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
- 3. *Мельхиор П*. Земные приливы. М.: Мир, 1968. 482 с.
- 4. *Молоденский М.С.* Упругие приливы, свободная нутация и некоторые вопросы строения Земли / Тр. Геофизич. ин-та АН СССР. 1953. № 19. 146 с.
- 5. Монин А.С., Шишков Ю.А. История климата. Л.: Гидрометеоиздат, 1979, 407 с.
- 6. *Орлов И.И.* Текущие спектры и их свойства // Тр. 11-й Конф. молодых ученых «Гелио- и геофизические исследования». Иркутск: изд-во ИСЗФ СО РАН, 2009. С. 23–29.
- 7. *Орлов И.И., Ильин Н.В.* О текущих спектрах сигналов // Радиолокация. Навигация. Связь. Воронеж: издво ВГУ, 2000. Т. 1. С. 361–365.
- 8. Перцев Н.Н., Далин С.А., Перминов В.И. Влияние полусуточных и полумесячных лунных приливов на область мезопаузы по наблюдениям характеристик гидроксильного слоя серебристых облаков // Геомагнетизм и аэрономия. 2015. Т. 55. № 6. С. 839–848.
- 9. *Рытов С.М.*, О некоторых «парадоксах», связанных со спектральным разложением // Успехи физ. наук. 1946. Т. 29. Вып. 1-2. С. 147–160.
- 10. Сидоренков Н.С. Физика нестабильностей вращения Земли. М.: Физматлит, 2002. 384 с.
- 11. *Суворова Е.В.* Источники солнечных немигрирующих приливов в средней атмосфере: дис. ... канд. физ.мат. наук.: 25.00.30. СПб, 2010. 115 с.
- 12. Сурдин В.Г. Пятая сила. М.: Математическое просвещение, 2002. 39 с.
- 13. Харкевич А.А. Спектры и анализ. М.:ГИФМЛ, 1962, 236 с.
- 14. *Чепмен С., Линдзен Р.* Атмосферные приливы. М.: Мир, 1972. 292 с.
- 15. Шпынев Б.Г., Ойнац А.В., Лебедев В.П., Черниговская М.А., Орлов И.И., Белинская А.Ю., Грехов О.М., Проявление гравитационных приливов и планетарных полн в долговременных вариациях геофизических параметров // Геомагнетизм и аэрономия, 2014. Т. 54. № 4. С. 1–13.
- Mathews P.M., Herring T.A., Buffett B.A. Modeling of nutation and precession: New nutation series for nonrigid Earth and insights into the Earth's interior // J. Geophysical Research. 2002. Vol. 107. Issue B4. P. ETG 3-1–ETG 3-26.
- Mayr H.G., Mengel J.G., Chan K.L., Huang F.T. Middle atmosphere dynamics with gravity wave interactions in the numerical spectral model: Tides and planetary waves // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2011. Vol. 73. P. 711–730.
- Shpynev B.G., Churilov S.M., Chernigovskaya M.A. Generation of waves by jet stream instabilities in winter polar stratosphere/mesosphere // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2015. P. 201–215. DOI: 10.1016/j. jastp.2015.07.005.
- 19. *Wahr J.M.* The forced nutations of an elliptical, rotating elastic and oceanless Earth // Geophysical J. 1981. Vol. 64. P. 705–727.

# The influence of Lunar-Solar gravity tide on the dynamics of atmosphere, ionosphere and ocean

# D.S. Khabituev, B.G. Shpynev, A.V. Tatarnikov, E.S. Scheglova

Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia E-mail: Khabituev@iszf.irk.ru

In this study we have carried out an investigation of day-to-day variations of geophysical parameters in atmosphere, ionosphere and ocean, caused by Lunar and Solar gravity tide. The main purpose of the study is to reveal the low-frequency (1-35 days) harmonics of solar-lunar gravity tide in variations of geophysical parameters. It is shown that combined Lunar-Solar tide is a complicated multimodal oscillation that changes with a number of periodicities, including syzygy period of 13.66 days and periods of lunar knots motion ~18.6 years. This investigation is performed by using the technique of current (sliding) spectrum, which allows complex time-frequency analysis of long data series. It is found that the strongest long-period gravitational tidal harmonics appear in variations of geomagnetic field and in ionosphere. In the troposphere and oceans the gravity tide produces indirect influence on these systems because they have their own internal oscillation modes which depend on orographic effects for atmosphere and on cost/bottom shape for oceans. Interaction of gravity tide with atmosphere and ocean systems can be considered as a self-oscillating system with the gravity tide as the determined external amplifier. This interaction produces in atmosphere and ocean the specific linear variations of oscillation frequency with hysteresis—like jumps of frequency around tidal modes.

Keywords: gravity tide, day-to-day variations of geophysical parameters, spectral analysis

*Accepted: 06.10.2017* DOI: 10.21046/2070-7401-2017-14-5-321-339

# References

- 1. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Ryskin N.M., *Nelineinye kolebaniya* (Nonlinear oscillations), Moscow: Fizmatlit, 2002, 292 p.
- 2. Lamb G., Gidrodinamika (Hydrodinamics), Moscow-Leningrad: Gostekhizdat, 1947, 928 p.
- 3. Mel'khior P., Zemnye prilivy (Earth Tides), Moscow: Mir, 1968, 482 p.
- 4. Molodenskii M.S., *Uprugie prilivy, svobodnaya nutatsiya i nekotorye voprosy stroeniya Zemli* (Elastic tides, free nutation of the Earth and some structural issues), 1953, No. 19. 146 p.
- 5. Monin A.S., Shishkov Yu.A. Istoriya klimata (Climate history), Leningrad: Gidrometeoizdat, 1979, 407 p.
- 6. Orlov I.I., Tekushchie spektry i ikh svoistva (Current spectra and their properties), *Tr. 11 Konferentsii molodykh uchenykh "Gelio- i geofizicheskie issledovaniya"* (Proc. 11<sup>th</sup> Conference of Young Scientists "Helio and Geophysical Studies", 2009, Irkutsk, pp. 23–29.
- 7. Orlov I.I., Il'in N.V., O tekushchikh spektrakh signalov (About current signal spectra), *Radiolokatsiya*. *Navigatsiya*. *Svyaz*', Voronezh: izd-vo VGU, 2000, Vol. 1, pp. 361–365.
- 8. Pertsev N.N., Dalin S.A., Perminov V.I., Vliyanie polusutochnykh i polumesyachnykh lunnykh prilivov na oblasť mezopauzy po nablyudeniyam kharakteristik gidroksil nogo sloya serebristykh oblakov (Effect of semi-diurnal lunar tides and semimonthly on the mesopause region according to the observations of the hydroxyl layer of noctilucent clouds characteristics), *Geomagnetizm i aeronomiya*, 2015, Vol. 55, No. 6, pp. 839–848.
- 9. Rytov S.M., O nekotorykh "paradoksakh", svyazannykh so spektral'nym razlozheniem (About some paradoxes associated with the spectral decomposition), *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 1946, Vol. 29, Issues 1–2, pp. 147–160.
- 10. Sidorenkov N.S., *Fizika nestabil'nostei vrashcheniya Zemli* (Physics of the earth's rotation instabilities), M.: Fizmatlit, 2002, 384 p.
- 11. Suvorova E.V., *Istochniki solnechnykh nemigriruyushchikh prilivov v srednei atmosfere: dis. dokt. fiz.-mat. nauk* (Sources of non-migrating solar tides in the middle atmosphere: Doct. phys.-math. sci. thesis), Saint Petersburg, 2010, 115 p.
- 12. Surdin V.G., Pyataya sila (Fifth force), M.: Matematicheskoe prosveshchenie, 2002, 39 p.
- 13. Kharkevich A.A., Spektry i analiz (Spectra and analysis), Moscow: GIFML, 1962, 236 p.
- 14. Chepmen S., Lindzen R., Atmosfernye prilivy (Atmospheric tides), Moscow: Mir, 1972, 292 p.
- 15. Shpynev B.G., Oinats A.V., Lebedev V.P., Chernigovskaya M.A., Orlov I.I., Belinskaya A.Yu., Grekhov O.M., Proyavlenie gravitatsionnykh prilivov i planetarnykh poln v dolgovremennykh variatsiyakh geofizicheskikh parametrov (Manifestation of the tides and planetary waves in the long-term variations of geophysical parameters), *Geomagnetizm i aeronomiya*, 2014, Vol. 54, No. 4, pp. 1–13.
- Mathews P.M., Herring T.A., Buffett B.A., Modeling of nutation and precession: New nutation series for nonrigid Earth and insights into the Earth's interior, *J. Geophysical Research*, 2002, Vol. 107, Issue B4, pp. ETG 3-1–ETG 3-26.
- 17. Mayr H.G., Mengel J.G., Chan K.L., Huang F.T., Middle atmosphere dynamics with gravity wave interactions in the numerical spectral model: Tides and planetary waves, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2011, Vol. 73, pp. 711–730.
- Shpynev B. G., Churilov S.M., Chernigovskaya M.A., Generation of waves by jet stream instabilities in winter polar stratosphere/mesosphere, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2015, pp. 201–215. DOI: 10.1016/j.jastp.2015.07.005.
- 19. Wahr J.M., The forced nutations of an elliptical, rotating elastic and oceanless Earth, *Geophysical Journal*, 1981, Vol. 64, pp. 705–727.