

УДК 550.34

СВЯЗЬ СЕЙСМИЧНОСТИ ЗЕМЛИ С ПРИЛИВНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛУНЫ И СОЛНЦА

Ю.Н. Авсюк, Л.Л. Худзинский, И.И. Суворова

Объединенный институт физики Земли Российской академии наук, Москва

Обсуждается связь сейсмического процесса с циклическим воздействием Луны и Солнца на Землю. Приведен краткий обзор выполненных по этой тематике исследований. Дано детальное изложение теории приливов для невозмущенного, кеплерова движения исследуемого тела (формула Лапласа) и для возмущенного движения (описание Ньютона). Показана реалистичность связи циклического приливногo воздействия с переупаковкой и накоплением напряжений в ансамбле блоков разных размеров с последующей реализацией сейсмических ударов (блоковая модель Садовского).

THE CONNECTION OF EARTH SEISMICITY WITH TIDAL FORCES OF THE MOON AND SUN

Yu.N. Avsyuk, L.L. Khudzinsky, I.I. Suvorova

United Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow

The connection of seismic process with the cyclical tidal forces of the Moon and Sun on the Earth is discussed. The brief review of executed researches is adduced. The detail description of the tidal theory for unperturbed Keplerian of examined body motion (Laplace formula) and for perturbed motion (Newton description) is given. The reality of connection of cyclical tide effects with repacking and accumulation of strain in an ensemble of the different sizes blocks with the posterior realization of seismic shock (block model by Sadovsky) is shown.

1. Закономерности сейсмической активности и их сопоставление с приливным воздействием Луны и Солнца

”Узнавание” сейсмического события по фазам Луны имеет достаточно длительную предысторию. В основном – это обсуждения событий ”post factum”. Еще в 1848 году профессор Пирре опубликовал исследования о связи частоты землетрясения с фазами и перигейными положениями Луны [1]. Резюме работ сводилось к следующему:

частота землетрясений повышается к сизигиям; эта частота увеличивается, если в это же время Луна близка к перигею, а также землетрясения происходят гораздо чаще в моменты прохождения Луной местного меридиана, чем на восходе и заходе. Проверкой установленных закономерностей занималась специальная комиссия Французской академии наук и признала закономерности достоверными.

Бывают отдельные годы, когда сильные землетрясения происходят почти по графику полнолуний и новолуний. Можно понять энтузиазм исследователей-любителей, которым кажется, что они такими простыми средствами разрешили загадку землетрясения. Но... буквально уже на следующий год все эти закономерности оказываются неоправданными. В качестве примера можно привести сравнение дат сильных землетрясений 1977 года с днями новолуний и полнолуний этого же года (табл. 1).

ТАБЛИЦА 1. Сравнение дат землетрясений 1977 года с фазами Луны

Дата новолуния, полнолуния	Дата землетрясения	Координаты		Магнитуда <i>M</i>
		Широта, град.	Долгота, град.	
⊗ 18.02	19.02	53 N	169 E	7.1
○ 5.03	4.03	46 N	27 E	7.2
⊗ 19.03	18.03	17 N	122 E	7.3
	21.03	27 N	56 E	7.0
○ 4.04	2.04	16 S	172 W	7.4
⊗ 18.04	21.04	9.7 S	161 E	7.1
⊗ 16.06	22.06	22.9 S	176 W	7.9
○ 30.07	29.07	7.6 S	155 E	7.0
⊗ 14.08	19.08	10.9 S	118 E	7.9
○ 28.08	26.08	59.6 S	19.9 W	7.0
⊗ 2.09	4.09	51.1 N	178 E	7.1
⊗ 12.10	10.10	25.8 S	175 W	7.1
○ 25.11	23.11	30 S	70 W	7.6

Примечание. ⊗ – новолуние, ○ – полнолуние.

Видно, что из 13 рассмотренных сильных землетрясений только три оказались вне 1–2 суток от момента сизигий. И этот, вроде бы очевидный факт, что землетрясения происходят около моментов сизигий, оказывается неопределенным, если рассмотреть более обширный материал, приведенный в табл. 2: оказывается, что в 128 случаях приуроченность к сизигиям есть, а в 128 случаях она не отмечается, т.е. в 50% на 50%.

ТАБЛИЦА 2. Сопоставление дат землетрясений за 1955–1977 годы с фазами Луны

Год	Количество землетрясений с $M \geq 7$		
	Всего в году	В течение трех суток около сизигий	Далее трех суток от сизигий
1977	13	10	3
1976			
1975	7	5	2
1974	11	7	4
1973	9	4	5
1972	9	2	7
1971	12	5	7
1970	14	5	9
1969	10	7	3
1968	9	2	7
1967		с $M \geq 7$ не наблюдалось	
1966		с $M \geq 7$ не наблюдалось	
1965	18	11	7
1964	13	9	4
1963	18	9	9
1962	12	8	4
1961	10	2	8
1959	12	8	4
1958	10	4	6
1957	35	18	17
1956	13	5	8
1955	21	7	14

Наше отношение к связи сейсмичности с характеристиками орбитального движения Земли (Луны) положительное, несмотря на отчетливое понимание всей примитивности попыток предсказания момента землетрясения по фазе Луны.

Приливное воздействие Луны и Солнца на Землю описывается набором гармоник приливной функции, имеющих разную амплитуду и разную периодичность. Огибающая короткопериодных компонент вариаций приливной силы (полусуточная, суточная) представляет собой кривую с длиннопериодными флуктуациями. Так как в характеристику приливной силы входит большое количество членов с малыми амплитудами и с различными периодами, то их суммирование создает картину интерференции. Эти квазипериодичности характеризуются плавающими значениями, так как движение небесных тел по эллиптическим, наклонным, прецессирующим орбитам не описываются круговыми частотами.

Приливная сила "разрабатывает", если так можно выразиться, дефекты среды, подверженные ее воздействию. В этом смысле она подобна вибрации, которая, "не выключаясь", работает на протяжении

всего времени геологической истории Земли. Если геофизическая среда – это иерархия блоков разных размеров, центры масс которых не находятся на одном уровне, то "приливная вибрация" будет вносить свой вклад в динамику "переупаковки" ансамблей блоков.

Во всех сейсмических событиях – от микросейсм и до сильных землетрясений – просматриваются длиннопериодные вариации активности [2,3]. Имеются работы по исследованию огибающих сейсмического шума [4], по изучению активности глубокофокусных очаговых зон [5]. Последовательность "срабатывания" очаговых зон не хаотична – в ней присутствуют определенные закономерности. Для землетрясений с $M \geq 6.0$ они наиболее полно изучены Губерманом [6]. Автор установил, что вдоль главных разломов земного шара распространяются некоторые возмущения, которые пока удается характеризовать средней скоростью продвижения 60 км/год с преобладающими значениями 86, 53, 34, 17 км/год и экваториальной симметрией проявления в Северном и Южном полушарии. Землетрясение происходит, когда возмущение проходит зоны разлома, где к этому моменту накоплено достаточное напряжение. Губерман в дальнейшем дал название возмущению – "D-волны".

Миграция зон сейсмической активности рассмотрена также в работе Хаттори [7]: изучая Тихоокеанский пояс, автор пришел к выводу, что для различных зон характерное время цикла составляет примерно 35 лет. Другие исследователи (например, Дике и Морган, см. [8]) обратили внимание на сезонную периодичность: максимум активности в мае и июле, минимум – в ноябре–декабре.

Сезонная периодичность, отмеченная Дике и Морганом, с нашей точки зрения, требует комментария. В глобальном смысле на Земле нет сезонов. Когда в Северном полушарии осень, в Южном – весна, и наоборот. Поэтому термин сезон, при всей своей очевидности, в данном вопросе ничего не поясняет. Важна характеристика ориентировки положения центра масс Земля–Луна относительно экватора Земли. Эту характеристику в астрономическом обиходе заменяет значение склонения Солнца δ_{\odot} . От знака и величины склонения Солнца δ_{\odot} и склонения Луны δ_{ζ} зависит знак и амплитуда суточной волны вертикальной компоненты приливной волны.

Таким образом, выделенная по материалам регистрации сейсмичности закономерность имеет эквивалент в изменении характеристики приливного воздействия. Отмеченный Дике и Морганом максимум активности приходится на минимальное значение амплитуды суточной волны, минимум активности совпадает с максимумом амплитуды суточной волны. Склонение Солнца δ_{\odot} имеет устойчивый годовой ход, склонение Луны δ_{ζ} каждый месяц каждого года имеет различные значе-

ния, диапазон меняется от $+18^\circ \div -18^\circ$, до $+28^\circ \div -28^\circ$ с периодичностью в половину периода регрессии узлов, т.е. $1/2$ от 18.6 лет. Диапазон изменения $\delta\zeta$ ограничен и не сильно отличается от диапазона изменения $\delta\Theta$ [9]. Поэтому годовая волна изменения приливной силы из года в год сохраняет стабильный характер с большей или меньшей выраженностью экстремумов.

Следует отметить работы (например, [4]), в которых указывается на корреляцию между изменением сейсмической энергии и склонением Луны $\delta\zeta$, а также с периодичностью движения узлов орбиты Луны (18.6 лет). При обсуждении этих корреляций может быть полезной реконструкция положения орбиты Земли вокруг барицентра относительно экватора. При этом надо помнить, что склонение – это угол между экватором и положением тела на орбите в данный момент времени, отсчитываемый аналогично широте.

Определенный этап исследований напряженного состояния земной коры под действием приливной силы уже выполнен. В свое время Надаи [10] остановился на изучении приливов, так как, судя по его словам, он не видел другого источника силового воздействия: "Мы не будем останавливаться на разборе некоторых, не согласующихся между собой силовых полей, предложенных в учебниках и в большинстве своем обнаруживающих неточности в том или другом отношении, а предположим, что имеется единственное первичное поле объемных сил, действующих на внешнюю оболочку Земли. Пусть это будет силовое поле создающих приливы гравитационных ускорений, вызываемых в первую очередь притяжением Луны".

Надаи рассмотрел эпюры главных касательных и нормальных напряжений, обусловленных приливной силой Луны в тонкой оболочке пород Земли, которая представляет собой замкнутую оболочку постоянной кривизны. Это так называемые "мембранные напряжения", отвечающие равномерному распределению напряжений по толщине оболочки. Напряжения изгиба, уравнивающие изгибающий и крутящий моменты на единицу ширины, передаваемые оболочкой, в исследованиях Надаи не рассмотрены, так как для замкнутой оболочки постоянной кривизны можно пренебречь напряжениями изгиба.

Исследования Надаи показали общие закономерности напряженного состояния земной оболочки под действием приливного воздействия Луны и Солнца. Из рассмотрения "мембранной модели" следует, что оболочка земной коры находится в постоянно поддерживаемом извне знакопеременном напряженном состоянии; основная периодичность изменения напряженного состояния близка к половине суток. Так как Луна и Солнце изменяют свое взаимное расположение, то в их приливном воз-

действии на вращающуюся Землю проявляются эффекты интерференции. Согласно выполненным оценкам [8], за полусуточный цикл напряжение, вызванное приливной волной, изменяется в диапазоне $5 \cdot 10^4$ дин/см²/цикл (на экваторе). Выражения для компонент приливной силы симметричны относительно экватора, напряженное состояние оболочки также имеет экваториальную симметрию. Эпюры напряженного состояния земного шара для "мембранной модели", приведенные в книге Надаи, имеют вид концентрических окружностей; численные значения напряжений максимальны в экваториальных областях и минимальны на полюсе. "Мембранная модель" не дает объяснения процессу накопления напряжений (по постановке) и, как особенность, выделяет только моменты сизигий и квадратур, когда оси эллипсоидов деформации имеют почти одинаковую ориентировку и когда несовпадение осей составляет $\pi/2$.

На основании "мембранной модели" связь приливной силы с сейсмичностью рассматривалась с точки зрения "триггера", т.е. приливному изменению напряжения отводилась роль "последней капли", переполняющей "чашу" накопленного тектонического напряжения. При таком подходе непонятно, землетрясения какой магнитуды могут провоцироваться приливыми напряжениями. Поэтому оставим "мембранную" модель – первый этап исследования – и перейдем к более сложной блоковой модели. Исследования последнего времени [11] говорят о том, что наше восприятие сплошности среды требует существенной коррекции. Всем без исключения макрообъектам свойственно подразделение на дискретные структуры, и блокам земной коры присущ некоторый диапазон преобладающих размеров. В этой модели земную кору рассматривают не как сплошную оболочку, а как имеющую нарушения сплошности в виде швов, наследованных земной корой за геологическую историю. Если говорить о зрительном образе, то такая модель в общих чертах подобна полю льдин и торосов.

Процесс накопления упругой энергии в блоках аналогичен процессу гистерезиса. При прохождении приливной волны деформации в системе блоков остается некоторая необратимая деформация. Долю необратимой деформации и соответствующее ей напряженное состояние можно оценить через параметр добротности Q сочленения блоков, что облегчает исследование и позволяет по мощности процесса воздействия в цикле оценивать потери в передающей системе. Таким образом, если напряжение полусуточной волны оценить как $5 \cdot 10^4$ дин/см²/цикл и принять $Q = 200$ [12], то для накопления напряжения 10^7 дин/см², характеризующего сильное землетрясение, потребуется время порядка 75–100 лет. Иными словами, оценка по порядку величин допускает возмож-

ность механизма "закачки" сейсмической энергии приливными силами. Приливные силы могут обеспечить накопление сейсмической энергии в виде напряжений кручения и изгиба отдельных блоков, входящих в сейсмоактивную систему. Характерные размеры блоков в данном регионе и их изостатическая нескомпенсированность определяют их индивидуальные возможности накопления энергии. Локализация или географическое размещение сейсмоактивных поясов, вероятно, определяется предысторией геологических процессов, заложивших систему швов и создавших неупорядоченные ансамбли блоков земной коры. Локальные особенности каждого региона отражены в аномальности гравитационного поля. Например, Русская платформа характеризуется малыми градиентами гравитационного поля, упаковки блоков здесь, следовательно, близки к оптимальным. Кавказ характеризуется большими градиентами гравитационного поля, это молодое складчатое сооружение, в котором идет активная переупаковка блоков, сопровождаемая сейсмическими ударами. Аналогичная картина наблюдается на Тянь-Шане и в других регионах.

Блоки земной коры под действием приливной силы могут смещаться друг относительно друга, создавая напряжения изгиба и кручения в каждом блоке ансамбля. Если пользоваться геоморфологической терминологией, то концентрация напряжений происходит по линеаментам, главным образом в морфоструктурных узлах. Накапливающееся в блоках напряжение постепенно достигает величины, близкой к предельному напряжению, при котором равновесие в ансамбле становится неустойчивым. Срыв и переход одного из блоков в новое равновесное состояние влечет за собой перераспределение сетки напряженных зон. Все эти перестройки происходят на фоне непрекращающегося приливногo воздействия, которое постоянно подкачивает упругую энергию изгиба и кручения в рассматриваемую систему блоков.

2. Изложение теории приливов в соответствии с традициями небесной механики

Если предполагается провести рассмотрение приливногo воздействия Луны и Солнца на Землю как тектонического фактора, то, конечно, в первую очередь надо удостовериться в том, насколько теория приливов соответствует материалам прямых наблюдений вариации силы тяжести, изменений наклонов и деформаций. При этом необходимо обсудить, чем обусловлены систематические расхождения эксперимент-теория. Такие расхождения есть, а их обсуждение и анализ, проведенные в литературе, нельзя назвать полным. Например, расхождение в

описаниях приливной силы, данных Ньютоном [13] и Лапласом, на которое обратил внимание Крылов при переводе "Начал", практически не упоминается в учебной и специальной литературе. На наш взгляд, разногласие между классиками науки должно быть обсуждено. Оно рассмотрено нами в публикациях [12, 14] и будет кратко повторено в настоящей статье.

Начнем с того, что Лаплас придал завершенную и изящную потенциальную форму описанию приливной силы, предложенному Ньютоном, для случая невозмущенного (кеплерова) движения двух тел. Эта формула – единственное аналитическое описание приливной силы, поэтому она вошла в научный обиход и сохраняется в нем по настоящее время как полное описание приливной силы.

Для характеристики приливного воздействия n тел на исследуемое тело проводится простое суммирование подобных формул парного взаимодействия – например, Земли–Луны, Земли–Солнца, Земли–Юпитера, Земли–Венеры и т.п. С позиций динамики такая процедура представляется неправомерной, и несложно показать, что при ее использовании игнорируются степени свободы орбитального движения исследуемого тела и приведение к центру масс данной конфигурации взаимодействующих тел, которые были объяснены еще Ньютоном [13]: "Общий центр тяжести Земли и Луны движется по эллипсу вокруг Солнца, находящегося в фокусе его, и описывает проводимым к нему радиусом площади, пропорциональные времени. Земля же обращается вокруг этого центра тяжести месячным движением".

Можно предполагать, что обособление приливной тематики от небесной механики произошло на этапе триумфального развития исследований фигуры Земли. Потенциальная форма представления приливной силы формулой Лапласа перекликалась с исследованиями гидростатических фигур равновесия, выполненными Клеро [15], Делаамбером [16], а также с работами Идельсона [17]. Описание приливной силы стало превращаться в некоторую рекомендацию, как надо ее вычислять по единообразной методике без принципиальных различий, присущих разным динамическим конфигурациям. Не имело никакого значения, является ли исследуемое тело спутником в системе Солнце (планета+спутник) или внешней планетой в конфигурации Солнце – внутренняя планета – внешняя планета. В качестве иллюстрации вышесказанному показателна рекомендация вычисления приливной силы, приводимая Дарвином (сыном Чарльза Дарвина) в немецкой математической энциклопедии [18]: "Силы, действующие на океан, обусловлены притяжением возмущающего тела, скажем Луны, хорошо выражаются через потенциальную функцию. Когда мы уясним себе принцип только лунного прилива,

приливообразующая сила Солнца станет тотчас понятной по аналогии”. В обиход входит модель неподвижного исследуемого тела, вокруг которого обращаются внешние тела. По этому поводу Мах [19] заметил: ”Не всегда с достаточной ясностью указывается на то, что явление должно было бы быть по существу другим, если бы Луна и Земля находились друг относительно друга не в ускоренном движении, а в состоянии относительного покоя”. В геофизической литературе [8, 20, 21] приливные силы описаны следующим образом: ”Величина и направление вектора силы тяжести в данной точке не могут, строго говоря, рассматриваться как постоянные, поскольку и Солнце, и Луна притягивают эту точку. Притяжение изменяется во времени вместе с положением обоих небесных тел. Это явление служит причиной океанских приливов...”.

Неучет силы инерции в описании приливной силы переводит его из проблем динамики в проблемы статики. А так как статика – частный случай динамики, то, соответственно, сильно сужается диапазон эвристических построений и появляется необходимость искусственно усложнять модель взаимодействующих тел, чтобы она в первом приближении соответствовала наблюдаемому явлению. Так, Томсон и Тэт [22] показали, что в случае неподвижной Земли приливная деформация описывается сферической гармоникой первого порядка, т.е. должен наблюдаться подъем уровня океана в точке, ближайшей к внешнему телу, и падение уровня – в наиболее удаленной. Для того, чтобы модель с неподвижной Землей соответствовала наличию приливных ”горбов” как в ближайшей, так и в удаленной точке, Томсон и Тэт предложили разделить массу внешнего тела на две равные части, которые следует расположить симметрично относительно центра Земли. Эта модель с Луной и антилуной, с Солнцем и антисолнцем используется, например, в курсе ”Гидродинамики” Ламба [23] при обсуждении особенностей длиннопериодных приливных вариаций уровней океана. Может быть, эти модели и помогают разобраться в каких-то особенностях отклика океана на приливное воздействие, но для геодинамических реконструкций использование такого подхода имеет ограниченные возможности.

Запуски искусственных спутников Земли и необходимость точных вычислений поведения спутника на орбите отчетливо показали взаимосвязанность вращательного и поступательного (точнее, орбитального) движения как искусственных, так и естественных небесных тел. При изучении вращения спутника вокруг центра масс Белецкий [24, 25] отметил: ”...в первом приближении можно принять, что центр масс спутника движется по кеплеровой орбите, но при более углубленном анализе возникает необходимость учета реальных характеристик орбитального движения”. Проблемы полета космических аппаратов переключаются с

проблемами эволюции орбитальных и вращательных параметров системы Земля–Луна. Разгон спутника двигателем малой тяги [24] является аналогом классической проблемы приливной эволюции системы Земля–Луна. Разбор динамических задач с высокой точностью, необходимой для их практической реализации, позволяет вернуться к переосмыслению классических задач небесной механики и теории приливов.

Нам кажется, что в курсах классической механики должно быть дано определение приливной силы на этапе перехода от главы, где объясняется механика материальной точки, к главе, где объясняется механика системы материальных точек. Под материальной точкой понимают "тело, размерами которого можно пренебречь при описании его движения" [26, 27]. Поэтому, когда от описания движения материальной точки δm_i переходят к описанию движения системы материальных точек $\sum_1^n \delta m_i$ и вводят в рассмотрение ускорение центра масс системы \bar{a}_0 , естественно объяснить, что вектор \bar{a}_0 и векторы гравитационного взаимодействия внешнего тела с каждой материальной точкой системы \bar{F}_i неколлинеарны. Следовательно, на формирование вектора ускорения системы материальных точек \bar{a}_0 расходуется только часть силы \bar{F} взаимодействия каждой точки δm_i с внешним телом. А другая ее часть, равная векторной разности между силой \bar{F} и $\delta m_i \bar{a}_0$, есть приливная сила, или "потерянная сила" – в терминах Даламбера. Этими "потерянными силами" в технических приложениях механики можно и пренебречь, но в классической механике их роль в перераспределении углового момента между вращающейся системой материальных точек и моментом орбитального движения системы должна быть объяснена. На это обращал внимание Белецкий [25], подчеркивая, что движение центра масс системы управляется внешними силами и "ньютоновская гравитация действует на протяженные тела и поэтому их движение, строго говоря, не кеплерово". При переходе от обсуждения механики точки к системе материальных точек должно быть сразу оговорено, что вводится понятие не только осевого вращения системы, но и приливных сил. Без него объяснение движения системы будет неполным.

На современном этапе развития естествознания становится очевидным, что теория приливов должна излагаться в соответствии с традициями небесной механики. Вначале нужно дать описание приливной силы для случая невозмущенного кеплерова движения, получить аналитические формулы для компонент силы, обсудить диапазон их применения в реконструкциях природных процессов. Затем следует рассмотреть случай возмущенного движения в системе трех тел: Солнце–планета–планета; Солнце–планета–спутник и т.д. Далее должны быть обсу-

ждены нормировка масс в динамических системах и степени свободы каждого из тел системы ($n > 2$), конкретно – тел Солнечной системы. Тогда для каждого тела Солнечной системы, включая и Солнце, могут быть выписаны характеристики приливной силы, состоящей из невозмущенной части (формула Лапласа), плюс возмущения с числом членов, определяемым заданной точностью исследований. При таком подходе к описанию приливных сил отпадает необходимость рассмотрения экзотических моделей (Луна–антилуна, Солнце–антисолнце), ликвидируются многие невязки в сопоставлении эксперимента и теории, расширяется диапазон притяжения приливных сил и моделей эволюционной взаимосвязи изменений вращательных и орбитальных параметров исследуемого небесного тела.

Подробный анализ определения приливной силы, данный Ньютоном, приведен в работах [12, 14]. Здесь мы только в общих чертах покажем, что формула Лапласа – это формула, характеризующая приливную силу в случае кеплерова (невозмущенного) движения. В общем случае в описание приливной силы должны входить дополнительные члены, соответствующие возмущениям.

Повторим опорные положения описания приливной силы.

Определение. Приливная сила \bar{F}_n , действующая на пробную частицу массы δt исследуемого тела (в данном случае Земли), равна векторной разности между силами гравитационного притяжения частицы внешними телами массы M_i и силы инерции этой частицы δt , представляющей собой ускорение центра масс исследуемого тела \bar{a}_0 , умноженное на массу частицы δt , т.е.

$$\bar{F}_n = \sum_1^n f \frac{M_i \delta t}{\rho_i^3} \bar{\rho}_i - \delta t \bar{a}_0, \quad (1)$$

где f – гравитационная постоянная.

Пользуясь определением и формулой (1), можно рассчитать приливную силу, действующую на частицы δt исследуемого тела, которое может входить в произвольную конфигурацию взаимодействующих небесных тел. Чтобы вычислить первый член, нужно знать массы M_i и их взаимные расстояния ρ_i . Для вычисления второго члена формулы (1), необходимо знать, как движется исследуемое тело в рассматриваемой конфигурации небесных тел, его степени свободы.

Допустим, что исследуемое и внешнее тела движутся по кеплеровым орбитам вокруг их общего центра масс. Понятно, что в этом случае ускорение \bar{a}_0 исследуемого тела ориентировано по направлению радиуса \bar{r} , соединяющего центры M и M_1 . Поэтому приливная сила в случае движения двух сферически симметричных по распределению масс тел,

движущихся по кеплеровым орбитам, имеет вид

$$\bar{F}_n = f \frac{M_1 \delta m}{\rho_1^3} \bar{\rho}_1 - \delta m f \frac{M_1}{r^3} \bar{r}. \quad (2)$$

Изящество формулы, характеризующей приливную силу, в случае кеплерова движения объясняется простотой характеристики ускорения \bar{a}_0 , которое имеет вид

$$\bar{a}_0 = \frac{1}{M_0} f \frac{M_0 M_1}{r^3} \bar{r}.$$

Имеет смысл обратить внимание на возможный вариант прочтения формулы (2), которая характеризует приливную силу, соответствующую кеплеровому движению исследуемого тела.

Действительно, формула (2) останется без изменений, если второй член правой части будет записан подобным образом, как и первый:

$$\bar{F}_n = f \frac{M_1 \delta m}{\rho_1^3} \bar{\rho}_1 - f \frac{M_1 \delta m}{r^3} \bar{r}. \quad (3)$$

Но в этом случае формулу (3) можно прочесть следующим образом: приливная сила есть векторная разность между силами притяжения внешнего тела M_1 , приложенными к произвольно расположенной частице δm и к такой же частице δm , расположенной в центре масс исследуемого тела. Формула, выведенная на основании динамического определения приливной силы и относящаяся к частному кеплеровому виду движения исследуемого тела, при таком прочтении полностью утрачивает свою динамическую содержательность и превращается в описание статического вычислительного приема.

В научный обиход вошла формула (3). Для компонент силы \bar{F}_n Лаплас предложил потенциальное представление, имеющее следующий вид:

$$W_l = f \frac{M_l l^2}{2r^3} (3 \cos^2 z_l - 1) \quad \text{для системы Земля–Луна,} \quad (4)$$

$$W_\Theta = f \frac{M_\Theta l^2}{2R_0^3} (3 \cos^2 z_\Theta - 1) \quad \text{для системы Земля–Солнце.}$$

Горизонтальные и вертикальные составляющие приливной силы получаются дифференцированием потенциалов W_l и W_Θ , образуя производные $\frac{1}{g} \frac{\partial W}{l \partial z}$ и $\frac{\partial W}{\partial l}$, где f – гравитационная постоянная; M_l – масса Луны, M_Θ – масса Солнца; z_l и z_Θ – соответственно, зенитные углы Луны и Солнца из точки, расположенной на Земле на расстоянии l от ее центра.

Видно, что такое описание приливной силы не соответствует реальному орбитальному движению Земли и, следовательно, нахождению \bar{a}_0 . Формулы (4) приближенные. Выражение для $\cos^2 z$ Лаплас записал на основании рассмотрения сферического треугольника в виде функций: экваториальных координат Солнца и Луны (часовой угол H и склонение δ) и координат места наблюдения (ϕ, λ) , т.е.

$$\cos^2 z = [\sin^2 \phi \sin^2 \delta + \cos^2 \phi \cos^2 \delta \cos^2 H + 2 \sin \phi \cos \phi \sin \delta \cos \delta \cos H]. \quad (5)$$

Членам формулы (5), представленным в квадратных скобках, Лаплас дал название приливов первого, второго и третьего рода. Это подразделение сохраняется и в современной научной литературе [21]. Ниже мы покажем, что в полном описании приливной силы дополнительные члены, обусловленные учетом возмущений, войдут в характеристики приливов первого и второго рода (т.е. в волны с длинным периодом), а приливы третьего рода (полусуточные, т.е. в волны M_2 и S_2 номенклатуры Дарвина) останутся без изменений.

Перейдем к полному описанию приливной силы, предложенному Ньютоном, т.е. учтем некеплеровость (возмущения) орбитального движения Земли.

Вектор возмущения орбитального движения Земли (Луны) вокруг барицентра, обусловленный гравитационным воздействием Солнца, можно спроектировать на вектор \bar{r} , соединяющий центры масс Земли и Луны, и на перпендикулярный ему вектор, лежащий в плоскости орбиты. Так поступают при изложении теории движения Луны. Можно вектор возмущения также спроектировать на вектор \bar{r} и на вектор \bar{R}_0 , соединяющий барицентр с Солнцем. Эти два представления эквивалентны. Для наших целей более удобны векторы \bar{R}_0 , \bar{r} , так как их ориентировка в местной горизонтальной системе отсчета расположения регистратора прилива известна из эфемерид на любой момент среднего солнечного времени.

Приливную силу, в которой учтено возмущение Солнца, разложим на компоненты в местной горизонтальной системе координат. Для этого введем в рассмотрение зенитные углы и азимуты взаимной ориентировки геоцентрического радиуса-вектора \bar{l} расположения регистратора прилива, вектора \bar{r} на Луну (Z_l, A_l) и вектора \bar{R}_0 на Солнце (Z_Θ, A_Θ), а также угол элонгации D между векторами \bar{r} , и \bar{R}_0 . В результате для компонент F_L по направлению вертикали, F_{SN} по направлению меридиана и F_{EW} по направлению первого вертикала получим:

$$\begin{aligned}
\frac{F_L}{\delta m} &= f \frac{Ml}{r^3} (3 \cos^2 Z_\zeta - 1) + f \frac{M_\Theta l}{R_0^3} (3 \cos^2 Z_\Theta - 1) - \\
&- 3f \frac{M_\Theta M(r)}{R_0^3 (M_\Theta + M_\zeta)} \cos D \cos Z_\Theta + f \frac{M_\Theta M(r)}{R_0^3 (M_\Theta + M_\zeta)} \cos Z_\zeta, \\
\frac{F_{SN}}{\delta m} &= \frac{3}{2} f \frac{Ml}{r^3} \sin 2Z_\zeta \cos A_\zeta + \frac{3}{2} f \frac{M_\Theta l}{R_0^3} \sin 2Z_\Theta \cos A_\Theta - \\
&- 3f \frac{M_\Theta M(r)}{R_0^3 (M_\Theta + M_\zeta)} \cos D \sin Z_\Theta \cos A_\Theta + f \frac{M_\Theta M(r)}{R_0^3 (M_\Theta + M_\zeta)} \sin Z_\zeta \cos A_\zeta, \\
\frac{F_{EW}}{\delta m} &= \frac{3}{2} f \frac{Ml}{r^3} \sin 2Z_\zeta \sin A_\zeta + \frac{3}{2} f \frac{M_\Theta l}{R_0^3} \sin 2Z_\Theta \sin A_\Theta - \\
&- 3f \frac{M_\Theta M(r)}{R_0^3 (M_\Theta + M_\zeta)} \cos D \sin Z_\Theta \sin A_\Theta + f \frac{M_\Theta M(r)}{R_0^3 (M_\Theta + M_\zeta)} \sin Z_\zeta \sin A_\zeta.
\end{aligned} \tag{6}$$

В дальнейшем $rM_\zeta/(M_\Theta + M_\zeta)$ будем обозначать символом r_1 . Для выявления пространственных и временных особенностей компонент приливной силы тригонометрические функции Z_i и A_i представим через соответствующие функции широты ϕ , склонений δ_ζ , δ_Θ и часовых углов Луны и Солнца H_ζ и H_Θ , $D = H_\zeta - H_\Theta$.

Вертикальная компонента приливного воздействия Луны и Солнца \bar{F}_l на Землю при учете пертурбационных членов (члены в фигурной скобке) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
F_l &= \frac{3}{2} f \frac{Ml}{r^3} \left[\cos^2 \phi \cos^2 \delta_\zeta \cos 2H_\zeta + \sin 2\phi \sin 2\delta_\zeta \cos H_\zeta + 3 \left(\sin^2 \phi - \frac{1}{3} \right) \times \right. \\
&\times \left. \left(\sin^2 \delta_\zeta - \frac{1}{3} \right) \right] + \frac{3}{2} f \frac{M_\Theta l}{R_0^3} \left[\cos^2 \phi \cos^2 \delta_\Theta \cos 2H_\Theta + \sin 2\phi \sin 2\delta_\Theta \cos H_\Theta + \right. \\
&+ \left. 3 \left(\sin^2 \phi - \frac{1}{3} \right) \left(\sin^2 \delta_\Theta - \frac{1}{3} \right) \right] + \left\{ \frac{3}{2} f \frac{M_\Theta r_1}{R_0^3} \cos(\lambda_\zeta - \lambda_\Theta) (\sin \phi \sin \delta_\Theta + \right. \\
&+ \left. \cos \phi \cos \delta_\Theta \cos H_\Theta) - f \frac{M_\Theta r_1}{R_0^3} (\sin \phi \sin \delta_\zeta + \cos \phi \cos \delta_\zeta \cos H_\zeta) \right\}. \tag{7}
\end{aligned}$$

Компонента (восток–запад) F_{EW} при учете пертурбационных членов записывается в виде

$$\begin{aligned}
F_{EW} &= \frac{3}{2} f \frac{Ml}{r^3} [\sin \phi \sin 2\delta_\zeta \sin H_\zeta + \cos \phi \cos^2 \delta_\zeta \sin 2H_\zeta] + \\
&+ \frac{3}{2} f \frac{M_\Theta l}{R_0^3} [\sin \phi \sin 2\delta_\Theta \sin H_\Theta + \cos \phi \cos^2 \delta_\Theta \sin 2H_\Theta] + \\
&+ \left\{ 3f \frac{M_\Theta r_1}{R_0^3} \cos(\lambda_\zeta - \lambda_\Theta) \cos \delta_\Theta \sin H_\Theta - 3f \frac{M_\Theta r_1}{R_0^3} \cos \delta_\zeta \sin H_\zeta \right\}. \tag{8}
\end{aligned}$$

При учете пертурбационных членов выражение для компоненты F_{SN} содержит дополнительные члены, выделенные фигурными скобками:

$$\begin{aligned}
 F_{SN} = & \frac{3}{2}f \frac{M_{\odot}^l}{r^3} \left[\frac{3}{2} \sin 2\phi \left(\frac{1}{3} \sin 2\phi \left(\frac{1}{3} - \sin^2 \delta_{\odot} \right) - \cos 2\phi \sin 2\delta_{\odot} \cos H_{\odot} \right) + \right. \\
 & + \left. \frac{1}{2} \sin 2\phi \cos^2 \delta_{\odot} \cos 2H_{\odot} \right] + \frac{3}{2}f \frac{M_{\oplus}^l}{R_0^3} \left[\frac{3}{2} \sin 2\phi \left(\frac{1}{3} - \sin^2 \delta_{\oplus} \right) - \right. \\
 & - \left. \cos 2\phi \sin 2\delta_{\oplus} \cos H_{\oplus} + \frac{1}{2} \sin 2\phi \cos^2 \delta_{\oplus} \cos 2H_{\oplus} \right] + \\
 & + \left\{ 3f \frac{M_{\oplus} r^1}{R_0^3} \cos(\lambda_{\odot} - \lambda_{\oplus}) [-\cos \phi \sin \delta_{\oplus} + \sin \phi \cos \delta_{\oplus} \cos H_{\oplus}] - \right. \\
 & - \left. f \frac{M_{\oplus} r^1}{R_0^3} [-\cos \phi \sin \delta_{\odot} + \sin \phi \cos \delta_{\odot} \cos H_{\odot}] \right\}. \quad (9)
 \end{aligned}$$

Из формул (7)–(9) видно, что пертурбационных членов с аргументом $2H_{\odot}$ (волна M_2) и с аргументом $2H_{\oplus}$ (волна S_2) нет. Напомним обоснование буквенного обозначения приливных волн (M_2, S_2, K_1, \dots), имеющих различную периодичность. Волна M_2 наводит на мысль о Месяце (Луне) и периодичности два раза в сутки. Волны L_2 и N_2 относятся к двум волнам, симметричным относительно M_2 и получают буквы латинского алфавита по обе стороны от буквы M . Если M_1 – суточная волна лунного прилива, то K_1 и O_1 – симметричные относительно M_1 приливные волны, симметричные и по алфавиту. Волна S_2 – приливное воздействие Солнца с периодичностью два раза в сутки. Волны R_2 и T_2 – приливные волны, симметрично расположенные по периодичности относительно S_2 .

3. Систематические расхождения эксперимент–теория

Детальное воспроизведение компонент приливной силы в настоящей статье было необходимо, так как без этого не удалось бы проанализировать систематические расхождения эксперимент–теория, которые до сих пор не объяснены.

Таким образом, формулы (7)–(9) характеризуют приливный эффект действия Луны и Солнца на любую произвольно расположенную в Земле частицу массы δm . Более подробная запись компонент приливной силы с учетом эксцентриситетов орбит и возмущений элементов орбиты может быть получена на основании этих формул. Непосредственно из (7)–(9) видно, что пертурбационных членов с аргументом $2H_{\odot}$ не имеется, т.е. волна M_2 остается неизменной как при расчетах по формуле Лапласа, так и при расчетах по полной формуле, учитывающей пертурбационные члены. Неполнота теоретического представления всех других

волн, кроме M_2 , должна проявиться в отличии коэффициентов, характеризующих косвенный приливный эффект, рассчитанный по волне M_2 , от соответствующих значений, рассчитанных по другим волнам. Такое систематическое различие подмечено в результатах наблюдений. Так, наблюдения на уровнемерных станциях, расположенных в диапазоне широт от $7^\circ S$ до $51^\circ N$, выявляют систематическое различие между наблюдаемым и рассчитанным теоретически отношением амплитуд волн O_1/M_2 (табл. 3):

ТАБЛИЦА 3. Сравнение измеренных и теоретических амплитуд волн по наблюдениям на уровнемерных станциях

Станции наблюдения	Широты	$(O_1/M_2)_{\text{набл.}}$	$(O_1/M_2)_{\text{теор.}}$	$\beta = \frac{(O_1/M_2)_{\text{теор.}}}{(O_1/M_2)_{\text{набл.}}}$
Киабуква	$7^\circ 47' S$	0.11	–	–
Карлсбад	$32^\circ 18' N$	0.52	0.33	0.63
Окридж	$35^\circ 55' N$	0.60	0.37	0.61
Айова-Сити	$41^\circ 39' N$	0.74	0.51	0.69
Духов	$50^\circ 37' N$	1.01	0.67	0.66
Тюрнхаут	$51^\circ 19' N$	1.04	0.81	0.80
				$\beta_{\text{ср.}} = 0.68$

Волна O_1 в формулах (7)–(9) имеет аргументом H_{ζ}, H_{Θ} , волна M_2 имеет аргументом $2H_{\zeta}, 2H_{\Theta}$. Видно, что полученное по материалам наблюдений отношение (O_1/M_2) всегда значительно больше оцененного по теоретической формуле Лапласа. Отношение $\beta = \frac{(O_1/M_2)_{\text{теор.}}}{(O_1/M_2)_{\text{набл.}}}$ можно представить как отношение δ - и γ - факторов волны M_2 и волны O_1 , т.е., несколько перегруппировав амплитуды, получим $\beta = \frac{(M_2)_{\text{набл.}}(O_1)_{\text{теор.}}}{(M_2)_{\text{теор.}}(O_1)_{\text{набл.}}}$, что соответствует отношению $\gamma_{M_2}/\gamma_{O_1} = \beta$, если анализируются горизонтальные компоненты приливной силы, или $\delta_{M_2}/\delta_{O_1} = \beta$, если анализируется зарегистрированная гравиметрами вертикальная компонента. По определению, фактор γ равен отношению наблюдаемой амплитуды волны a_H к теоретическому значению амплитуды a_T :

$$\gamma = \frac{a_H}{a_T} = \frac{(1 + k^* - h)W_i/g}{W_i/g}, \quad i = (\zeta, \Theta).$$

Фактор γ учитывает первые члены разложения потенциала W_i , поэтому его значение должно быть одинаковым как для волны M_2 , так и для волн K_1, O_1 и др. Например, по материалам наблюдений за уровнем озера Байкал и озера Танганьика γ_{M_2} оценивается как 0.54, 0.52 и 0.55, а γ_{K_2} – как 0.72 и 0.73.

Таким образом, расхождения в значениях γ - и δ -факторов волны M_2 по сравнению со значениями γ - и δ -факторов других волн, находятся в соответствии с высказанным нами утверждением, что эти расхождения могут быть обусловлены неполнотой предвычисления теоретической амплитуды приливных волн. Как уже было сказано, амплитуда волны M_2 , оцененная по формуле Лапласа, остается без изменений, в нее поправка за возмущения не входит. Во все другие волны поправки за возмущения, модуль которых различен на разных интервалах времени, должны быть введены. Следовательно, если была проведена оценка γ -фактора, например волны O_1 или K_1 , без учета возмущений Δa в амплитуде теоретической волны, т.е. $\gamma_{O_1} = \frac{a_{набл}}{a_{теор.} - \Delta a}$, то значение γ_{O_1} должно быть больше γ_{M_2} . Для ориентировочной оценки, используя модули невозмущенной и возмущенной части приливной силы (соответственно, равные $58 \cdot 10^{-6}$ см/с² и $19 \cdot 10^{-6}$ см/с²), получим $\gamma_{M_2} \cong 0.74\gamma_{O_1}$, т.е. ожидаемый редуцированный множитель β должен быть порядка 0.7. По материалам наблюдений на Байкале и Танганьике множитель β оценивается в пределах 0.8–0.71.

Неполнота теоретического представления из-за отсутствия пертурбационных членов проявляется в систематическом расхождении факторов γ_{EW} и γ_{SN} , обработанных по формуле Лапласа. Если обратиться к полным формулам, характеризующим компоненты F_{EW} и F_{SN} , то несложно заметить систематическое различие в пертурбационных членах каждой компоненты. Так, для F_{SN} эти члены имеют вид:

$$\begin{aligned} \delta F_{SN} = & -3f \frac{M_{\Theta} r_1}{R_0^3} \cos(\lambda_{\zeta} - \lambda_{\Theta}) [-\cos \phi \sin \delta_{\Theta} + \sin \phi \cos \delta_{\Theta} \cos H_{\Theta}] + \\ & + f \frac{M_{\Theta} r_1}{R_0^3} [-\cos \phi \sin \delta_{\zeta} + \sin \phi \cos \delta_{\zeta} \cos H_{\zeta}], \end{aligned}$$

а для компоненты F_{EW} несколько иной вид:

$$\delta F_{EW} = -3f \frac{M_{\Theta} r_1}{R_0^3} \cos(\lambda_{\zeta} - \lambda_{\Theta}) \cos \delta_{\Theta} \sin H_{\Theta} + f \frac{M_{\Theta} r_1}{R_0^3} \cos \delta_{\zeta} \sin H_{\zeta}.$$

Теоретическое отношение $\delta F_{SN}/\delta F_{EW}$ неучтенных пертурбационных членов, например для $\phi = 50^\circ$, равно 0.78. Оно сопоставимо с отношением, полученным по материалам наблюдений.

Для немецких станций, сконцентрированных в центре Европы, $\gamma_{SN} = 0.609$, $\gamma_{EW} = 0.752$, $\gamma_{SN}/\gamma_{EW} = 0.81$.

По материалам, полученным до МГГ, это систематическое отношение оценивается как 0.71, по наблюдениям в период МГГ – как 0.62 (большой спектр широт станций, большой разброс в поправочных членах, так как F_{SN} зависит, а F_{EW} не зависит от широты).

По материалам Джеффриса $\gamma_{SN} = 0.34, 0.59$; $\gamma_{EW} = 0.63, 0.73$; $\gamma_{SN}/\gamma_{EW} = 0.66$. По материалам Ламберта $\gamma_{SN} = 0.65, 0.64, 0.46, 0.73, 0.609$; $\gamma_{EW} = 0.87, 0.83, 0.72, 0.75, 0.752$; $\gamma_{SN}/\gamma_{EW} = 0.77$. По материалам Мельхиора $\gamma_{SN} = 0.504, 0.526, 0.712, 0.682, 0.707$; $\gamma_{EW} = 0.813, 0.745, 0.741, 0.730, 0.715$; $\gamma_{SN}/\gamma_{EW} = 0.73$. Такой же порядок имеют отношения $\gamma_{M_2}/\gamma_{K_1} = 0.74$.

Из приведенных данных видно, что, если бы в теоретическом представлении присутствовали пертурбационные члены, в результате обработки факторов γ_{SN} и γ_{EW} их систематическое различие не достигало бы такого значения. Выявленное в настоящее время систематическое расхождение γ_{SN} и γ_{EW} для одной и той же станции наблюдений обусловлено главным образом неполнотой теории, привлеченной к обработке наблюденного материала. В то же время, мы не отрицаем возможности различия γ из-за косвенных приливных эффектов. Сезонные аномалии γ в свое время отмечал Томашек [21].

Обсуждение систематических расхождений в значениях фактора δ_{M_2} и δ_{O_1} или δ_{K_1} с позиций неполноты теории провести более сложно. Сложность заключается в том, что наблюденный материал после предварительной обработки, применяемой в настоящее время, становится зависимым от используемой теории. Действительно, отыскание на записи гравиметров моментов, когда теория предсказывает отсчет, равный нулю, и исключение отличных от нуля показаний приборов как эффектов, обусловленных инструментальной погрешностью, есть не что иное, как подгонка наблюдений под теорию. Наблюденный материал становится таким, каким его экстраполирует теория. Из записи изучаемого силового воздействия исключен не только "приборный дрейф", но и другие члены, входящие в характеристику приливного эффекта, не предусмотренные теорией Лапласа. Поэтому структура расчета δ сводится к операции вида $\delta = \frac{a_H(1 \pm \delta\Delta)}{a_T(1 \pm \Delta)}$, где из наблюденной амплитуды a_H исключено влияние силового воздействия $\delta\Delta$, не отраженное в теоретически рассчитанной амплитуде a_T . Наблюденный материал оказывается обедненным, и хотя оценка точности по внутренней сходимости может давать стабильные показатели, такая рафинированность происходит за счет искажения характеристик природного процесса. Значения δ_{M_2} и δ_{O_1} , полученные на станциях, работавших в период МГГ, дают большой диапазон изменения $\delta_{O_1}/\delta_{M_2}$. Он объясняется, на наш взгляд, различием интервалов осреднения, инструментальными погрешностями, локальными особенностями и зависимостью амплитуды волны O_1 от широты, что при одной и той же точности снятия показаний может давать большой диапазон относительных погрешностей.

Привлечение к обработке формул (7)–(9), содержащих пертурбационные члены, частично устраняет расхождения в значениях факторов γ и δ , определенных по разным волнам.

4. Привлечение материалов наблюдения приливов к проблемам сейсмологии

Коэффициент Пуассона $(\Delta d/d)/(\Delta L/L) = -\sigma$ для большинства горных пород близок к 0.25, и оценка его изменения по глубине выполняется сейсмологами по отношению скоростей продольных V и поперечных ν волн. Материалы регистрации приливов в уточнении этого параметра недостаточно эффективны. Модуль сдвига μ , определенный по образцам стали, имеет значение $\mu = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$ [12]. Для простых моделей найдены соотношения, связывающие значения модуля сдвига μ с числами Лява и, соответственно, со значениями факторов δ и γ . Для однородной твердой сферы из материала с плотностью ρ , модулем сдвига μ и радиусом r Кельвин нашел следующие соотношения для числа Лява:

$$f = \frac{g\rho r}{19\mu}, \quad h = \frac{5f}{2f+1}, \quad k^* = \frac{3f}{2f+1}, \quad l = \frac{3f}{2(2f+1)}.$$

Комбинируя значения факторов $\delta = 1 + h - 3/2 \cdot k^*$ и $\gamma = 1 + k^* - h$, можно найти значения соответствующих чисел Лява и по ним – значения модулей, характеризующих Землю (например, $15g\rho a/(19\mu + 2g\rho a) = 3h = 5k^*$). На основании значений γ и δ , приведенных в книге Каулы [28], получим диапазон изменения k^* от 0.72, 0.44, 0.40, 0.26 до 0.12. Если принять $k^* = 0.3$, то $\mu = 1.45 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$. Ясно, что уточнение значения модуля μ при современной неопределенности знания значений δ и γ не может быть осуществлено. Можно только довольствоваться тем, что получаемые по δ и γ значения μ близки к правдоподобным. Изменения μ с глубиной интерполируются по соответствующему изменению скорости поперечных волн ν . Приливные наблюдения в решении этого вопроса мало информативны; так, сравнение значений δ , γ , Λ , вычисленных Такеучи (см. в [21]) для разных моделей, со значениями, полученными из наблюдений, показывает, что допустимы любые значения жесткости ядра в пределах от 0 до 10^{10} дин/см². Так же обстоит дело с модулем объемной упругости k и коэффициентом Пуассона. Модуль объемной упругости $k = \frac{\Delta P}{\Delta W} W$ (где $\Delta P, \Delta W$ – изменения давления и объема) определен по многочисленным лабораторным исследованиям. Вблизи поверхности он оценивается для базальтов как $k = 4 \cdot 10^{11}$ дин/см², для габбро – $8 \cdot 10^{11}$, для дунита – $12 \cdot 10^{11}$. С глубиной k экстраполируется как $k = \rho V^2$.

Как уже было сказано, расхождения значений факторов γ и δ интересны сами по себе, и не следует отбрасывать те значения, которые не позволяют получить единообразной оценки модулей для глобальных моделей. Например, амплитудные факторы δ для суточных волн на каждой станции меньше, чем для полусуточных. Это противоречит теоретическим выводам Джеффриса [29] и находится в согласии с теоретическими выводами Молоденского [30] об эффектах жидкого ядра. Но в амплитудах фактора γ отмечаются противоположные фактору δ закономерности, т.е. величина фактора γ по суточным волнам (0.72) на всех станциях больше, чем по полусуточным (0.55).

Принято привлекать значение периода Чандлера в 429.5 суток, считать удлинение периода проявлением деформаций земного шара и оценивать значения числа Лява k^* по величине относительного удлинения периода, равного $(429-305)/429=0.27$, где 305 – величина периода свободной нутации Земли, оцениваемая через ее динамическое сжатие, равное $1/305$. Несложно проделать обратную операцию, т.е. рассчитать период по заданному значению k^* : например, взяв значение $k^* = 0.208$, получить 381 сутки; можно получить и значение, равное году. Литература, посвященная изменчивости широт (по Чандлеровому качанию полюса), очень обширна. Приливные силы, с нашей точки зрения, имеют отношение к этому вопросу, но совсем в другой причинно-следственной связи, чем это предложил Ньюкомб [31].

Таким образом, можно отметить, что приливные наблюдения мало эффективны в уточнении упругих характеристик Земли. Зато они дают ценную информацию о динамических процессах, происходящих внутри Земли, и о движении блоков, составляющих земную кору. В этой связи чрезвычайно важно исследование локальных и временных вариаций значений факторов γ, δ или других комбинаций этих значений.

Сопоставление величин факторов γ и δ , определенных в разных местах земного шара, приводит к заключению, что существуют локальные особенности этих характеристик и что они наиболее заметны в тектонически активных регионах. Мельхиор [21] писал, что "в записях земных приливов часто наблюдаются странные аномалии. Для их объяснения была выдвинута гипотеза о блоковом строении земной коры. Эта гипотеза носит пока чисто качественный характер ...".

Следует заметить, что гипотеза о блоковом строении земной коры присутствует во всех изостатических схемах и ее нельзя назвать чисто качественной. По глубине компенсации оцениваются предельные размеры блоков, по величинам аномалий судят о скомпенсированности того или иного региона. Зоны тектонической активности обычно приурочивают к зонам значительных по величине изостатических аномалий.

Иными словами, медленные изостатические движения земной коры, обобщаемые на схеме блоков и плит, зрительно подобны ледовому полю с отдельными айсбергами, где подкоровые течения вызывают надвиги и торошения.

На наш взгляд, логично продолжить это построение и считать, что вся система блоков, образующих земную кору, реагирует и на более высокочастотные приливные воздействия. Так как периодичность приливного воздействия порядка полусуток, а периоды изостатических движений оцениваются миллионами лет, то в масштабах времени последних приливные деформации подобны вибрации, способствующей протеканию однонаправленных медленных процессов. Эти аналоги подтверждаются материалами специальных наблюдений, а также материалами инженерных изысканий: при проходе тоннелей установлена подвижность зон разломов. Такие зоны неустойчивы по взаимосвязи составляющих их трещиноватых конгломератов, по этим трещинам мигрирует вода, и интенсивность миграции в ряде мест находится в фазе с приливами. При проходе туннеля под Темзой на глубине 15 метров отмечались существенные колебания водонасыщенности зон разломов; при проходе туннеля в Альпах под горным массивом с мощностью в несколько километров также отмечалось неустойчивое состояние пород, заполняющих разломные участки [32]. Обычно такие зоны доставляют массу неудобств при проходке и таят в себе будущие катастрофы.

Эти факты свидетельствуют о неустойчивом и подвижном состоянии швов, разделяющих блоков. Поверхностные геоморфологические наблюдения в большинстве случаев (заболоченная, залесенная местность) не обнаруживают разломов, на них наталкиваются уже в процессе проходки, и такие "открытия" во многих случаях вынуждают строителей кардинально менять трассу каналов и тоннелей. Так было при строительстве Панамского канала [32]. На наш взгляд, приливные и наклонномерные наблюдения отмечают степень подвижности блоков в районе наблюдений, и эта информация чрезвычайно важна. При наблюдении активного сброса у залива Беппу ($\phi = 33^{\circ}16'N$, $\lambda = 131^{\circ}30'S$, о. Кюсю) Нишимура по записи шести приборов, отстоящих на 400–1800 км от берега, обнаружил, что сброс играет роль границы упругого блока, т.е. станции, близкие как к сбросу, так и к морю, наклоняются в направлении сброса. По наблюдениям Нишимуры и Такахаси установлено, что на побережье косвенные эффекты по сравнению с прямыми настолько велики, что реакция земной коры может быть объяснена только с позиций подвижности отдельных блоков.

По наблюдениям на уровнемерных станциях [21] отмечается некоторая общая связь всей дренажной системы земной коры. Так, при зем-

летрясениях, эпицентры которых близки к океанским водоемам, уровнемеры дальних станций отмечают большой скачок в показаниях [4]; при не менее сильных землетрясениях, эпицентры которых приурочены к горным сооружениям, в показаниях уровнемеров нет таких больших скачков. Качественно это похоже на гидравлическую систему, где малое перемещение на большой водной площади передаются в виде значительных перемещений жидкости по системе узких, сообщающихся между собой зон разломов. Очень важную и ценную информацию о подвижности блоков дали высокоточные нивелировки в местах строительства синхрофазотронов. Так, Дека [33] установил по материалам нивелирования, повторяющегося каждую неделю в течение двух лет, наличие колебаний с амплитудой 7 мм на базе в 4 км и с периодом, равным половине лунного месяца. Им же установлены сжатия и расширения слоев мореного материала с амплитудой 0.5 мм на базе в 500 км, т.е. $1 \cdot 10^{-6}$, с периодом также в половину лунного месяца.

Привлечение к обсуждению механики сейсмического процесса циклического приливного воздействия может оказаться плодотворным [34]. До тех пор, пока рассматривалось разрушение сплошной среды, необходимость в приливных силах не ощущалась. Это достаточно отчетливо видно из книг японских исследователей (напр. [35]), в которых регистрация приливов обсуждается только как метод обнаружения относительных наклонов. В случае, когда рассматриваются ансамбли блоков, как это последовательно делал Садовский [11], подвод энергии, ее перераспределение и переизлучение становятся первостепенной задачей. И в этом случае игнорировать внешнее приливное воздействие нельзя.

В данном исследовании повторяются ранее отмеченные другими авторами особенности процесса сейсмической активности. Это делается в тех случаях, когда нужно обратить внимание на то, что подобные особенности свойственны также и вариациям приливной силы. Так, например, пространственно-временное представление сейсмической активности выделяет близэкваториальные зоны, для которых модуль вариаций приливного воздействия гораздо больше, чем для средних и высоких широт. Отмеченные Елькиным возникновения сейсмических событий (с разницей времен, не превышающих месяца) в эпицентрах на симметричных относительно экватора параллелях, так называемых сопряженных точках, имеют аналог в приливном воздействии [36]. Например, особенности изменения суточной волны, имевшие место в полнолуние в Северном полушарии, повторяются в новолуние (т.е. через две недели) в Южном полушарии.

С позиций механики разрушения при циклической нагрузке заслуживает внимания одна характерная особенность течения во времени

приливного процесса – это постоянное нарушение отношения сжатие–растяжение. Например, регистрация изменения поступления радона к поверхности (рис. 1) наглядно показывает увеличение и уменьшение с приливной периодичностью степени трещиноватости земной коры [37]. Максимальное увеличение количества поступающего к поверхности радона может рассматриваться как начало значительной подвижки блоков в данном регионе, за которым последовала их переупаковка, регистрируемая как землетрясение.

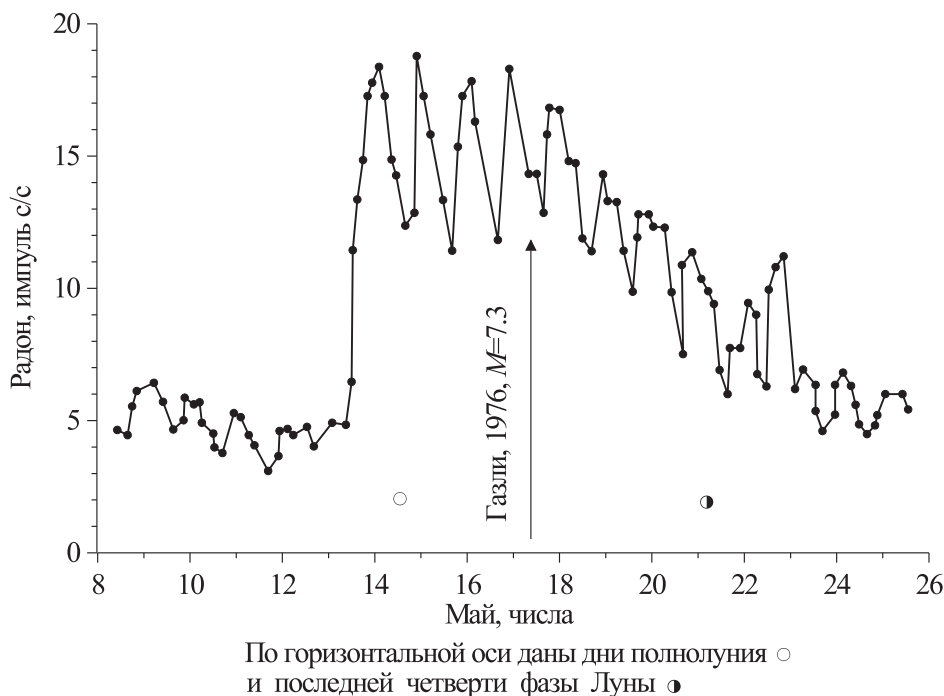
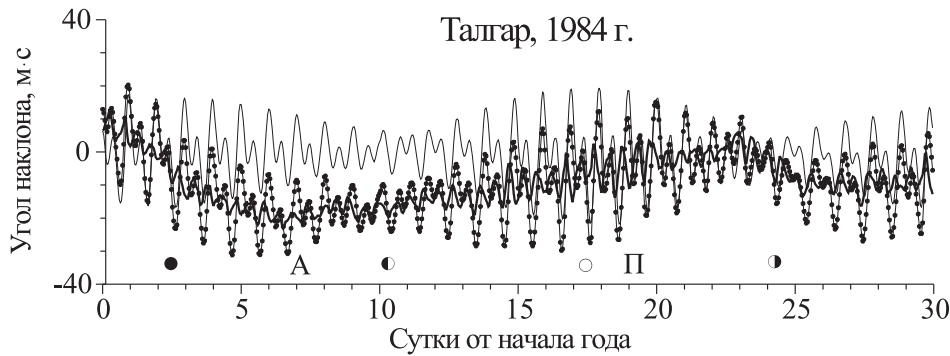


Рис. 1. Вариации содержания радона в почвенном воздухе (которое характеризуется количеством радиоактивных распадов в секунду) в период, предшествующий Газлийскому землетрясению 1976 г., как иллюстрация циклического изменения степени раскрытия трещин земной коры с систематическим трендом
Вертикальная линия – момент Газлийского землетрясения

В приливном воздействии доминирует по мощности полусуточная волна. Ее амплитуда изменяется с двухнедельным и с более продолжительными периодами. При этом изменяются амплитуды и других приливных волн, что влечет за собой асимметрию растяжения–сжатия в полусуточном цикле. Таким образом, в течение двух недель доминирует, например, сжатие, т.е. в каждом цикле есть необратимая часть, которая от цикла к циклу накапливается. В течение последующих двух

недель в каждом цикле начинает проявляться противоположная тенденция, т.е. от цикла к циклу преобладает и накапливается растяжение. Эти двухнедельные циклы, в свою очередь, также асимметричны из-за наличия длиннопериодных вариаций модуля приливной силы. Исследования сейсмической активности Луны показали, что реализация сейсмического удара происходит в интервалах времени, соответствующих систематическому возрастанию растяжения, и сейсмических событий нет при возрастании сжатия. Поэтому представляет интерес сопоставление моментов землетрясений с вычисленными на перекрывающийся интервал времени вариациями компонент приливной силы. Такие исследования не сделаны. Вычисления компонент приливной силы следует проводить с учетом дополнительных пертурбационных членов, так как формула Лапласа не содержит асимметричной части. Это можно проиллюстрировать сопоставлением зарегистрированной вариации компоненты наклона восток–запад с вариацией, вычисленной по формуле Лапласа на этот же промежуток времени (рис. 2).



По горизонтальной оси даны дни новолуния ●, полнолуния ○, первой ◐ и последней ◑ четверти фазы Луны, квадратур ◒ и ◓ прохождения Луной апогея А и перигея П орбиты

Рис. 2. Сопоставление зарегистрированной на с/с Талгар вариации компоненты наклона восток–запад (линия с точками) с теоретической вариацией, рассчитанной по формуле Лапласа (тонкая линия); невязка (жирная линия) показывает, что формула Лапласа не полностью описывает реальное приливное воздействие.

Из сравнения видно, что при использовании только формулы Лапласа остается вне рассмотрения важная для понимания накопления деформации двухнедельная вариация приливного воздействия, которая определяет нескомпенсированность растяжения–сжатия в каждом полу-суточном цикле.

Неопределенность предвычисления момента сейсмического удара определяется не незнанием действующих причин, а скорее сложностью ансамбля блоков, детальное изучение которых (как и заготовок при технических исследованиях деталей механики) практически не реализуемо. Поэтому детерминированный подход к изучению связи явлений с его прогностическими возможностями становится равноценным вероятностному.

Заключение

В настоящей статье обращено внимание на необходимость использования описания приливной силы, данного Ньютоном.

Показано, что в рамках иерархической модели геофизической среды естественно обсуждение приливной силы как циклической нагрузки. Мембранные модели земной коры не отражают механизма накопления упругой энергии в земной коре и выделяют в качестве особенностей силового воздействия интерференции лунного и солнечного прилива. Представление перепада напряжений в приливной волне, связанное с триггерным сейсмическим откликом напряженной среды, нуждается в переработке. По всей видимости, блоковая среда откликается на асимметричную часть приливного воздействия, которая из-за некомпенсированности растяжения–сжатия в каждом цикле провоцирует начало медленного относительного смещения блоков по границам разломов, завершающегося убыстрением роста необратимых деформаций и сейсмическим ударом. Процесс больше похож на заглупление или вытаскивание сваи или на торошение льда, чем на срабатывание спускового крючка. Для выявления особенностей приливного воздействия, связанных с особенностями сейсмического режима, недостаточно анализа вариаций компонент приливной силы, вычисленных по формуле Лапласа. Необходимо вычислять вариации по формуле, содержащей пертурбационные члены.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Стовас М.В.* Некоторые вопросы тектогенеза // Проблемы планетарной геологии. М.: Науч.-тех. изд-во, 1963. С.225–285.
2. *Shudde R.H.* An analysis of earthquake frequency data // Bull. Seism. Soc. Amer. 1977. Vol.67, N 5. P.1379–1387.
3. *Slichter L., Zurn W., Syrstad E. et. al.* Longperiod gravity tides at the south pole // J.Geophys. Res. 1979. Vol.84, N B 11. P.6207–6212.
4. *Pines D., Shaham I.* Seismic activity, polar tides and the Chandler wobble // Nature. 1973. Vol.245, N 5420. P.77–81.

5. *Sourian M., Sourian A., Gagnepain J.* Modelling and detecting interactions between Earth tides and earthquakes with application to an aftershock sequence in the pyrenees // *Bull. Seism. Soc. Amer.* 1982. Vol.72, N 1. P.165–180.
6. *Губерман Ш.А.* Д-волны и неравномерность вращения Земли // *ДАН СССР.* 1976. Т.230, N 4. С.241–245.
7. *Hattory S.* Migration and periodicity of seismic activity in the world // *Bull. Inter. Instit. of Seism. Tokio.* 1977. Vol.15. P.33–47.
8. *Стейси Ф.* Физика Земли. М.: Мир, 1972. 342 с.
9. *Абалакин В.А., Аксенов В.П., Гребенников Е.А. и др.* Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. М.: Наука, 1976. 862 с.
10. *Надаи А.* Пластичность и разрушение твердых тел. Т.2. М.: Мир, 1969. 863 с.
11. *Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф.* Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука, 1987. 100 с.
12. *Авсюк Ю.Н.* О приливной силе // *Письма в "Астрон. журн."* 1977. Т.3, N 4. С.184–188.
13. *Ньютон И.* Математические начала натуральной философии / Пер. с лат. А.Н.Крылова // *Тр. акад. А.Н.Крылова.* Т.7. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1936. 696 с.
14. *Авсюк Ю.Н.* Приливные силы и природные процессы. М.: ОИФЗ РАН, 1996. 187 с.
15. *Клеро А.* Теория фигуры Земли, основанная на началах гидростатики. М.: Изд-во АН СССР, 1947. 358 с.
16. *Даламбер Ж.* Динамика. М.; Л.: Изд-во тех-теор. лит., 1950. 343 с.
17. *Идельсон Н.И.* Этюды по истории небесной механики. М.: Наука, 1975. 495 с.
18. *Дарвин Дж.Г.* Приливы и родственные им явления в Солнечной системе. М.: Наука, 1965. 328 с.
19. *Мах Э.* Механика. СПб.: Общ. Польза, 1909. 448 с.
20. *Магницкий В.А.* Внутреннее строение и фигура Земли. М.: Недра, 1965. 379 с.
21. *Мельхиор П.* Земные приливы. М.: Мир, 1968. 482 с.
22. *Thomson W., Tait P.G.A.* Treatise on natural philosophy. Oxford, 1867 (reprint Dower). 727 p.
23. *Ламб Г.* Гидродинамика. М.; Л.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
24. *Белецкий В.В.* Движение спутника относительно центра масс в гравитационном поле. М.: Изд-во МГУ, 1975. 308 с.
25. *Белецкий В.В.* Очерки о движении космических тел. М.: Наука, 1977. 430 с.
26. *Голдстейн Г.* Классическая механика. М.: Наука, 1975. 415 с.
27. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1973. 215 с.
28. *Каула У.* Введение в физику планет Земной группы. М.: Мир, 1971. 536 с.
29. *Джеффрис Г.* Земля, ее происхождение, история и строение / Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 485 с.
30. *Молоденский М.С.* Упругие приливы, свободная нутация и некоторые вопросы строения Земли // *Тр. Геофиз. ин-та АН СССР.* 1953. Т.19, N 146. С.3–6.
31. *Newcomb S.* On the dynamics of earth's rotation, with respect to the periodic variations of latitude // *Monthly Notes.* 1892. Vol.52. 339 p.
32. *Брок Д.* Основы механики разрушения. М.: Высш. шк., 1980. 367 с.
33. *Decae A.* On some movements of the ground in Geneva // *Geoph. J. Roy. Astron. Soc.* 1960. Vol.3, N 1. P.112–120.
34. *Hamilton W.L.* Tidal cycles of volcanic eruptions: fortnightly to 19 yearly periods // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol.78. P.3363–3375.
35. *Mogi K.* Earthquakes as fractures in the earth (Les seismes comme fractures dans la terre. Erdbeben als bruche in erdinnern) // *Adv. Rock. Mech.* 1974. Vol.1, pt. A. P.559–592
36. *Елькин А.И.* О закономерности рождения землетрясений высокого энергетического класса временными ассоциациями М., 1979. 25 с. (Деп. в ВИНТИ.) N 1171.
37. Газлийское землетрясение 1976 года: Геолого-геофизическая природа очагов. М.: Наука, 1984. 57 с.