

ЛИНЕЙНЫЙ ГРАВИМЕТР: КОНСТРУКЦИЯ И РАСЧЕТ.

Зависимость гравитационного ускорения от расстояния до центра притяжения (закон обратных квадратов) не подтверждается измерениями, показывающими его линейное изменение с высотой над земным сфероидом.

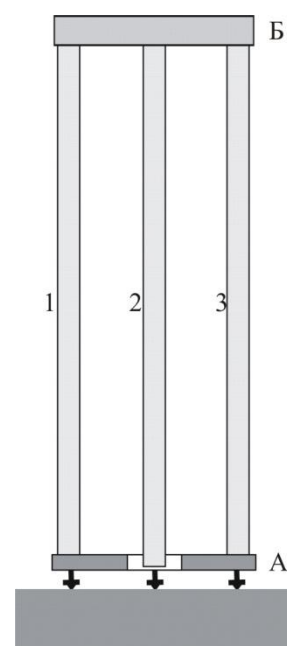
Существует немало мнений о природе гравитации, из которых самое простое дает гипотеза Кеплера: «Если бы во Вселенной было только два камня, они двигались бы один к другому, пока ни встретились бы.» По этой аксиоме две массы притягиваются потому, что существуют. То есть, тяготение – свойство вещества по определению. Это свойство однонаправлено и реализуется в движении тел без среды (вроде эфира, пространства-времени, потенциального поля и т.д.) и без посредников (например, гравитонов, сил, волн, струн и т.п.)

Тяготение по Кеплеру отвечает классическому дальнодействию, но осуществляется без силы притяжения, мгновенно передаваемой через пустоту, и минимизировано в части притяжения несуществующих существительных, принимая массу единственно обладающей свойством движения. При этом обычное описание природных движений требует множества артефактов: расстояний и времени (слагающих системы отсчета), «действующих» сил (якобы искривляющих траектории), ударных импульсов и разнообразных энергий (перетекающих одна в другую). Но все эти понятия и представления антропоморфны и действительны лишь в рамках континуальной математики, не являясь физическим сопровождением перемещений вещества в природе.

В правильности самого простого подхода к явлениям гравитации убеждают исследования тяготения деформационным гравиметром, расчет которой обходится без сил и энергий.

Прибор состоит из трех одинаковых стержней, материал которых обладает упругостью, характеризуемой модулем Юнга E . При этом стержни 1 и 3 выполняют роль стоек, вертикально установленных на кольцевой платформе А, а их верхние концы соединены перемычкой Б, в середине которой подвешен стержень 2. При этом стойки 1 и 3 сжаты весом висячего стержня 2 и перемычки Б, а также собственным весом. Напротив, стержень 2 под собственным весом вытянут на $\Delta L = \frac{\rho g}{2E} L^2$ от своей первоначальной длины L , тогда как стержни-стойки по той же причине укорочены на ту же величину и кроме того каждый из них сжат на $\Delta l = \frac{(m_B + m)g}{2AE} L$ половиной суммарного веса $m_B g$ перемычки Б и mg подвески 2. Здесь ρ – плотность материала, A – площадь поперечных сечений стержневых тел 1, 2 и 3 с массой m каждое, g – гравитационное ускорение.

Таким образом, в вертикальном положении верхние концы стержней выровнены по горизонтали, тогда как длина стоек 1 и 3 короче L на $\Delta L + \Delta l$, а длина подвески 2 больше L на ΔL . То есть, средний стержень, неравномерно растянутый

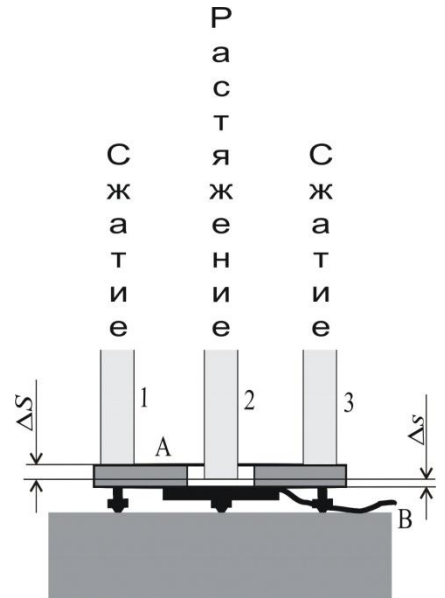


тяготением, длиннее крайних на $\Delta S = 2\Delta L + \Delta l$, откуда $g = \Delta S \left(\frac{\rho}{E} L^2 + \frac{m_B + m}{2AE} L \right)^{-1}$ – ускорение свободного падения в месте установки гравиметра.

Ясно, что ΔS изменяется при перемене величины g , не связанной с силой тяжести, которая не отвечает за неравномерную деформацию $\pm \Delta L = \frac{\rho g}{2E} L^2$ стержней 1, 2 и 3 под собственным весом.

При этом число $\frac{\rho}{E} L^2 + \frac{m_B + m}{2AE} L$ будет константой прибора, а контролируемым параметром может быть зазор Δs между зеркально отполированным концом висячего стержня 2 и оптоволоконным датчиком перемещений В, закрепленным на платформе А снизу под отверстием.

Вычислим постоянную K деформационного гравиметра из стальных стержней массой $m = \rho LA$ каждый при $L = 10$ м, $A = 10^{-3}$ м² и массе m_B перемычки, равной $0.1m$. При $\rho = 7800$ кг/м³ и $E = 2 \cdot 10^{10}$ кгс/м² она равна $60.45 \cdot 10^{-5}$ с². А это значит, что в слое с гравитационным ускорением $g = 9.80665$ м/с² растянутая подвеска 2 на $\Delta S = g \cdot K = 59.28 \cdot 10^{-4}$ м = 5.928 мм длиннее сжатых стоек 1 и 3. И если разрешающая способность датчика составляет 0.1 мкм, то регистрация смещения нижнего торца подвески 2 вниз на 1 мкм означала бы приращение гравитационного ускорения g на $9.80665 : 5928 = 0.00165$ м/с² или его возрастание на 0.00017% от первоначальной величины, которую примем за единицу.



По силовой теории тяготения снижение центростремительного ускорения на $1.65 \cdot 10^{-3}$ м/с² зафиксированного на уровне моря соответствует переносу гравиметра из слоя, где $g = 1$ [G], несколько выше, где оно равняется $9.80665 - 0.00165 = 9.80500$ м/с², что составляет 0.99983 от единицы. При этом, зная, что полярный радиус Земли R_a равен 6 356 755 м, а ускорение на полюсе принято за единицу, должно быть $\Delta g = \frac{GM}{R_b^2} - \frac{GM}{R_a^2} = 0.00165$ м/с², откуда $\frac{\Delta g}{GM} = \frac{1}{R_b^2} - \frac{1}{R_a^2}$, что

при $R_a^2 = 1^2$ дает $\frac{R_b^{-2}}{GM} = \frac{\Delta g}{GM} + 1^2$, где значение $\frac{R_b}{GM}$ приведено к масштабу $R_a = 6\,356\,755$ м,

которым перенормирована гравитационная постоянная $G = \frac{g R_a^2}{M}$, равная единице при $R_a^2 = 1^2$,

$g = 1$ и $M = 1$. И в естественной системе единиц расстояния [L], ускорения [G] и массы [M] (M – масса Земли) разность $1^2 - \frac{\Delta g}{g_a}$ численно выражает величину гравитационного ускорения в слое b

над полюсом Земли, отстоящим от центра притяжения на расстояние $\frac{R_b}{GM}$, такое, что $\frac{1}{\left(\frac{R_b}{GM}\right)^2} = 1^2 - \frac{\Delta g}{g_a}$.

Но при этом оказывается, что левая часть равенства представляет собой гравитационное

ускорение g_b в долях g_a . И получается, что по ходу вверх от полюса ускорение зависит (убывает) от Δg линейно, что противоречит закону обратных квадратов $g_b = \frac{GM}{R_b^2}$, отсчитывающему

расстояние R_b от центра Земли. Поэтому теория гравитации с образом материальной точки и с произведением mg_b , называемым силой и законом всемирного тяготения, не адекватна реальности.

Итак, поднимая деформационный гравиметр все выше и выше над полюсом Земли можно зафиксировать линейное падение гравитационного ускорения, не связанного с силой притяжения из-за того, что эта векторная величина не способна вызвать спринг-эффект, то есть неравномерное растяжение стержневого тела-подвески 2 от собственного веса. Исследуем *spring*-эффект подробно в связи с законом Гука, описывающим равномерное растяжение-сжатие стержневых тел (например, стоек 1 и 3) под действием весовой нагрузки (от перемычки Б с подвеской 2).

Проследим связь равномерной (гуковской) и неравномерной деформаций на висячем стержне 2, зная, что его верхняя часть массой $m_2 = \rho l_2 A$ растянута двояко: на величину $\Delta l_2' = \frac{P_1}{EA} l_2$ весом

$P_1 = m_1 g$ нижней части $m_1 = \rho l_1 A$ и на $\Delta l_2'' = \frac{\rho g}{2E} l_2^2$ собственным весом. При этом гуковское

растяжение $\Delta l_2' = \frac{\rho g}{E} l_1 l_2$ участка $l_2 = L - l_1$ равняется спринг-эффекту $\Delta l_2''$ в случае $\frac{2m_1}{m_2} = \frac{2l_1}{l_2} = 1$. А

при $m_1 < \frac{m_2}{2}$ удлинение $\Delta l_2'$ связано с величиной $\Delta l_2''$ пропорцией $\frac{\Delta l_2'}{\Delta l_2''} = \frac{2m_1}{m_2} < 1$.

Отсоединим нижнюю часть $m_1 = \rho l_1 A$ от подвески $m = m_1 + m_2$, а утраченное ее верхней частью $m_2 = \rho l_2 A$ гуковское удлинение $\frac{m_1 g}{EA} l_2 = \frac{\rho g}{E} l_1 l_2$ восстановим в виде спринг-эффекта $\frac{\rho a}{2E} l_2^2$, увлекая стержневой остаток m_2 вертикально вверх с техническим ускорением $a = const$, создаваемым, например, машиной Атвуда. При этом величину a по отношению к «местному» ускорению g определит равенство $\frac{\rho g}{E} l_1 l_2 = \frac{\rho a}{2E} l_2^2$, откуда $\frac{a}{g} = \frac{2l_1}{l_2} = \frac{2m_1}{m_2} \leq 1$, поскольку $m_1 \leq \frac{m_2}{2}$.

Заметим, что аддитивные выражения $a + g = G$ и $2m_1 + m_2 = m''$ совпадают численно при $G = 2$ и $m'' = 2$, поскольку из очевидного равенства $\frac{a}{g} + 1 = \frac{2m_1}{m_2} + 1$ после деления его слагаемых на их среднее арифметическое получается числовое тождество $\beta + B = 2''$, где $\beta = \frac{2m_1}{m_2} = \underline{a} \in [1,0)$ и $B = \underline{m_2} = \underline{g} \in [1,2)$ – специальные скаляры с размерностью и массы [М] и ускорения [G]. При этом масштабом количества вещества выступает половина условной величины $m'' = 2m_1 + m_2$, а единицей ускорения принята полусумма a и g . Такой выбор эталонов назовем принципом виртуального масштаба (ПВМ).

Как видно, количества вещества m_1 и m_2 в составе подвески m и ускорения a и g , техническое и природное, пронормированные в соответствии с ПВМ, математически связаны без понятия

силы, определяемой вторым законом Ньютона как произведение массы на ускорение. При этом ниже показано, что арифмометрический расчет упругой деформации с учетом спринг-эффекта при помощи особых чисел $\beta = 1 - \Delta$ и $B = 1 + \Delta$ двойной размерности (здесь $\Delta \in (0,1)$ – число-отклонение величин $\underline{m}_1 < 1$ и $\underline{m}_2 > 1$ от масштаба $\frac{m''}{2} = 1$ [М]) не является единственным примером скалярного моделирования эффектов тяготения, например, свободного полета по параболе, в котором масса не проявляет инертного свойства.

Итак, *spring*-эффект обусловлен гравитацией, но не связан с силой тяготения. Ведь нельзя представить вектор силы, вызывающий неравномерное растяжение стержневого тела. При этом тот же стержень, увлекаемый за один конец с техническим ускорением $a = const$ где-нибудь в далеком космосе, тоже растянут неравномерно, но не силой, а инертностью своей массы. То есть, масса упруго реагирует не на «движущую силу», а на ускорение. И прямая количественная связь массы с этим ускорением установлена выше без посредства ньютоновых сил тяготения и инерции.

Выделим над полюсом Земли слой, в пределах которого ускорение свободного падения можно считать неизменным: $g_0 = const$. Ясно, что ниже и выше данного слоя лежат области, локально-однородные по ускорениям $g_1 < g_0$ и $g_2 > g_0$. Пусть $g_1 = g_0 - \Delta g$ и $g_2 = g_0 + \Delta g$, где $g_0 = 1''$. Тогда нормированные значения \underline{g}_1 и \underline{g}_2 будут контрсимметричными относительно единицы с размерностью [G].

Послойное описание гравитации над поверхностью большого космического тела построим на том факте, что наблюдаемый полет пробного тела m происходит по параболе. А поскольку малая масса в криволинейном движении невесома, то ее перемещение можно считать бессиловым, то есть инерциальным. При этом баллистическая кривую следует рассматривать как суперпозицию горизонтальной скорости $v = const$ и вертикального ускорения $g_0 = 1''$ – скалярной единицы, приписанной некоторому слою пространства над полюсом. Покажем, что есть формально-математическая возможность скалярного сложения скорости полета тела на горизонт с единичным ускорением g_0 .

К опорному ускорению $1''$ [G] подберем скорость v_0 и будем считать, что уравнение $s(t) = v_0 t + \frac{g_0 t^2}{2}$ описывает полет материальной точки из нулевого пункта координат $x(t) = v_0 t$ и $y(t) = \frac{g_0 t^2}{2}$ с осью ординат, направленной вниз по вертикали. Далее в модифицированном для плоскости уравнении $s(t) = x(t) + y(t)$, аддитивно сочетающем равномерное и равноускоренное движения, назначим $t = 1$ и получим тождество $2s(1) = 2v_0 \cdot 1 + g_0 \cdot 1^2$, которое примет форму дихотомии $2'' = 1^* + 1''$, где $1^* = 2v_0$, если $s(1) = 1$.

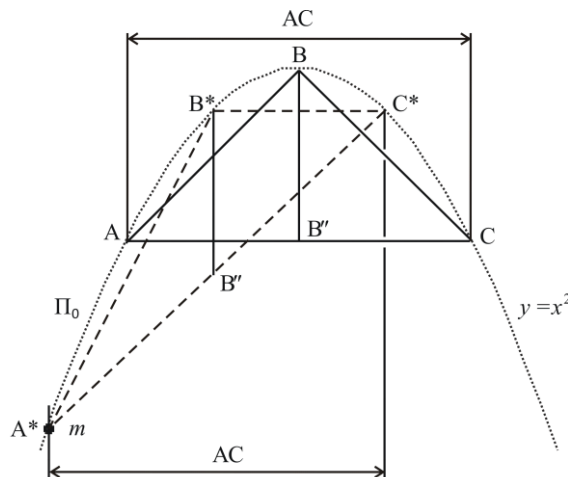
Увеличенную вдвое скорость v_0 , равную 1^* , обозначим как w_0 и назовем квадроскоростью. Тогда дихотомия $2'' = 1^* + 1''$ определит параболу $\Pi_0(w_0, g_0)$ из опорного слоя некоторой толщины с $g_0 = 1''$, вычерчиваемую пробной массой m , стартовавшей из ее вершины 0 с горизонтальной

квадратной скоростью $w_0 = 1^*$. При этом точка 0 будет общей для пучка парабол $y = ax^2$, где число-коэффициент $a > 0$. Ясно, что каждой параболе данного пучка соответствует некоторая квадратная скорость w , отличающаяся от опорной величины 1^* в ту или иную сторону.

В аддитивное разделение $2'' = w_0 + g_0$ введем зависимость $2'' = (w_0 \pm \Delta w) + (g_0 \mp \Delta g)$, где $\Delta w = \Delta g$. При этом кинематические характеристики $w_1 = 1^* + \Delta w$, $w_2 = 1^* - \Delta w$ и $g_1 = 1'' - \Delta g$, $g_2 = 1'' + \Delta g$ в скобках контрсимметричны относительно некоторой единицы, общей для квадратных скоростей и гравитационных ускорений. Тем самым дихотомия $2'' = 1^* + 1''$ особой двойки дополнена ее контрсимметричным диарезисом $2'' = w_1 + g_1 = w_2 + g_2$, при котором $w_1 = g_2$ и $w_2 = g_1$.

Понятно, что приравнивание и сложение квадратных скоростей и ускорений выглядит недопустимым с точки зрения теории размерностей. Однако эти возражения снимает геометрическое отображение невидимых траекторных кривых, множество которых заполняет пространство над поверхностью большой космической массы, разделенное на слои, локально-однородные по гравитационному ускорению, характеризующему каждый слой числом $B_g \in [1'', 2)$ или $\beta_g \in [1'', 0)$, определенным по отношению к особой единице $1''$.

Опорной параболе $\Pi_0(w_0, g_0)$ поставим в соответствие кривую пучка $y = ax^2$ с константой $a = 1$. При этом равнобедренный треугольник ABC, вписанный в арку кривой Π_0 , имеет основание $d_0 = 2$ и медиану верхнего прямого угла единичной высоты $h_0 = 1$, что отвечает условию $v_0 = 1'$ и $g_0 = 1''$. А перемещая вершины A, B и C вдоль линии Π_0 с сохранением расстояния $AC = 2$ между ними по горизонтали, увидим, что вертикальная медиана $BB'' = B^*B''$ треугольника шириной $AC = d = 2$ является инвариантом процесса, отвечающего совместному полету трех тел A^* , B^* и C^* , стартовавших из вершины B баллистической параболы друг за другом через единичное время.



Примем период $T = 1$ временем падения пробного тела в слоях 1 и 2 выше и ниже опорного слоя с линией Π_0 . Пусть ускорение свободного падения в верхнем слое 1 равняется $g_1 = g_0 - \Delta g$, а в слое 2 имеет контрсимметричное значение $g_2 = g_0 + \Delta g$. И если за единичное время пробная масса в слое 1 перемещается на расстояние $d_1 > \frac{d_0}{2} = 1$ по горизонтали, а в слое 2 преодолевает

дистанцию $d_2 < \frac{d_0}{2} = 1$, то ее квадроскорость в первом случае равна $w_1 = 2 \frac{d_1}{T}$, а во втором

$w_2 = 2 \frac{d_2}{T}$. Допустим, что данные квадроскорости контрсимметричны ($w_1 = w_0 + \Delta w$, $w_2 = w_0 - \Delta w$)

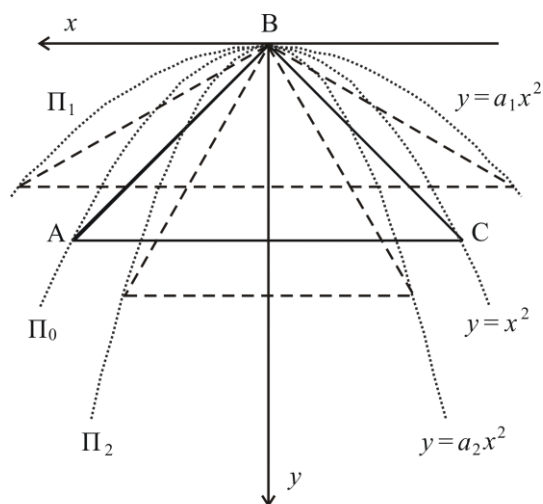
относительно $w_0 = 1^*$, а $\Delta w = \Delta g = \Delta$. Тогда суммы $w_1 + g_1$ и $w_2 + g_2$ будут равны особому числу $2''$, контрсимметричные слагаемые которого выражают кинематические характеристики баллистических парабол $\Pi_1(w_1, g_1)$ и $\Pi_2(w_2, g_2)$. Причем кривая Π_1 лежит выше опорного слоя с линией Π_0 и имеет больший чем у нее размах ветвей, а парабола Π_2 привязана к слою, ниже опорного и ее ветви имеют меньший размах.

Покажем, что в пучке $y = ax^2$ траекториям Π_1 и Π_2 соответствуют параболы $y = a_1x^2$ и $y = a_2x^2$ с $a_1 = \frac{1-\delta}{(1+\delta)^2} < 1$ и $a_2 = \frac{1+\delta}{(1-\delta)^2} > 1$, где δ – параметр, геометрический смысл которого состоит в

контрсимметрии ординат $y_1 = 1-\delta$, $y_2 = 1+\delta$ и абсцисс $x_1 = 1+\delta$, $x_2 = 1-\delta$ материальной точки, за время $T = 1$ сместившейся вниз из вершины параболы Π_1 на $1-\delta$ и на $1+\delta$ в сторону от ее оси.

И наоборот, падая по параболе Π_2 из ее вершины пробное тело за единичное время проделает путь $1-\delta$ по горизонтали и сместится по вертикали на $1+\delta$, где $1 = AB'' = AC : 2$ и $BB'' = B^*B'' = 1$.

То есть, геометрические инварианты опорной линии Π_0 , как суперпозиции единичной квадроскорости 1^* и единичного ускорения $1''$, приняты масштаб, по отношению к которому аналогичные инварианты траекторных кривых Π_1 и Π_2 (верхней и нижней) контрсимметричны. А эти инварианты прямо связаны с местными ускорениями $g_1 = 1'' - \Delta$ и $g_2 = 1'' + \Delta$ свободного падения, дополняющими квадроскорости $w_1 = 1^* + \Delta$ и $w_2 = 1^* - \Delta$ до особого числа $2'' = 1^* + 1''$, такого, что $2'' = w_1 + g_1 = w_2 + g_2$. Тем самым кривые $\Pi_1(w_1, g_1)$ и $\Pi_2(w_2, g_2)$ определены кинематически и тождественны геометрическим образам $y = a_1x^2$ и $y = a_2x^2$.



Таким образом, математической формой баллистических парабол Π_0 , Π_1 и Π_2 , разнесенных по локально-однородным слоям над гравитирующим сфероидом большого размера, оказывается тождество $\beta + B = 2''$, получаемое обращением в плоскость хроно-геометрических равенств

$2s_1(t) = 2v_1t + g_1t^2$ и $2s_2(t) = 2v_2t + g_2t^2$, получаемых из уравнения $s(t) = vt + \frac{gt^2}{2}$ при $t = 1$

переопределением удвоенных скоростей v_1 и v_2 в квадроскорости $w_1 = B_w$ и $w_2 = \beta_w$, аддитивные с местными ускорениями $g_1 = \beta_g$ и $g_2 = B_g$. Но при этом равномерное движение на горизонт и равнозамедленное (или равноускоренное) вверх (или вниз) по вертикали не складываются (пусть даже скалярно), а определяются делением особого числа $2''$ пополам (дихотомия) или на контрсимметричные части $\beta \in (1,0)$ и $B \in (1,2)$ со смыслом инерционной квадроскорости и гравитационного ускорения. Причем множество парабол пучка $y = ax^2$ делится на два подмножества, элементы Π_1 и Π_2 которых с константами $a_1 = \frac{1-\delta}{(1+\delta)^2} < 1$ и $a_2 = \frac{1+\delta}{(1-\delta)^2} > 1$

разделены пространственно и объединены между собой единичным временем движения и дискретным геометрическим параметром $\delta \in (0,1)$, выражающим отличие от единичного расстояния горизонтальных пробегов d_1 и d_2 тела, падающего по параболам Π_1 и Π_2 , удвоение которых эквивалентно удвоению скоростей $v_1 = \frac{d_1}{T} > v_0 = 1'$ и $v_2 = \frac{d_2}{T} < v_0 = 1'$ с целью их переопределения в контрсимметричные квадроскорости $w_1 = 1^* + \Delta$ и $w_2 = 1^* - \Delta$, в свою очередь контрсимметричные ускорениям $g_1 = 1'' - \Delta$ и $g_2 = 1'' + \Delta$, не связанным с силами притяжения.

Итак, перенос деформационного гравиметра вверх по оси вращения Земли выявит линейную зависимость между высотой подъема H и перемещением Δs нижнего торца подвески 2, регистрируемым оптоволоконным датчиком. При этом свободное падение прибора с высоты H приведет стержни-стойки 1 и 3 в ненапряженное состояние, а стержень-подвеска 2 лишится удлинения ΔL под собственным весом, не связанного с силой притяжения и названного спринг-эффектом. Но данный гравиметр не будет работать и в орбитальной космической станции, где наблюдается такая же гравитационная невесомость, как и в свободном падении. И нельзя не отметить, что по ходу вверх послойный расклад множества парабол пучка $y = ax^2$, получивших описание бинарной формой $2'' = \beta + B$, предполагает постепенное убывание ускорения $\beta \in (1,0)$ и увеличение квадроскорости $B \in (1,2)$ до значения $2^* = 1^* + 1^*$, где 1^* – мера круговых движений космических масс m_1 и m_2 в составе плоско вращающегося диполя ($m_1 + m_2$) при $m_1 = m_2$.

Хроно-геометрическую формулу $\frac{T^2}{R^3} = \frac{(2\pi)^2}{G(m_1 + m_2)}$ третьего закона Кеплера представим как

$\left(\frac{2\pi D}{T}\right)^2 = \frac{Gm_2}{R} + \frac{Gm_1}{R}$, где G – постоянная тяготения, а $\frac{2\pi R}{T} = v$ – наблюдаемая скорость одной из

взаимно гравитирующих масс m_1 и m_2 , когда другая принята условно неподвижной на неизменном

расстоянии R . Тогда $v^2 = v_1^2 + v_2^2$, где $v_1 = \left|\sqrt{\frac{Gm_2}{R}}\right|$ и $v_2 = \left|\sqrt{\frac{Gm_1}{R}}\right|$ – орбитальные скорости. Однако

квадратичная связь величин v_1 и v_2 не имеет геометрической интерпретации и, значит, ее можно

вывести за рамки небесной механики, базирующейся на силе как артефакте теории тяготения и на антропоморфных представлениях о пространстве и времени.

Массам m_1 и m_2 присвоим числовые значения по отношению к их среднему арифметическому $\frac{m}{2}$. Такой выбор единицы количества вещества выше назван принципом виртуального масштаба

(ПВМ). И по тому же принципу, то есть делением на $\frac{v^2}{2}$, «отцифруем» квадроскорости v_1^2 и v_2^2 .

Ясно, что после нормировки виртуальными масштабами бинарные формы $m = m_1 + m_2$ и $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ станут численно одинаковыми с точностью до перестановки слагаемых. Ведь из

условия $\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2^2}{v_1^2}$ следует $\frac{m_1}{m_2} + 1 = 1^2 + \frac{v_2^2}{v_1^2}$, где количество m_1 определено в долях $m_2 = 1$, а

величина v_2^2 представлена по отношению к квадроскорости $v_1^2 = 1^2$.

Скаляр $Z = \frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2^2}{v_1^2} \leq 1$ назовем числом-отношением за соответствие метрологическому

определению: «Под числом мы понимаем... отношение какой-либо величины к другой величине того же рода, принятой нами за единицу» (Ньютон). Пусть при этом массы m_1 и m_2 в виртуальном масштабе $\frac{m}{2}$ будут представлены парными числами $\gamma \leq 1$ и $\Gamma \geq 1$. И тогда $\gamma = 1 - \Delta$ и $\Gamma = 1 + \Delta$,

где $\Delta = \frac{\Gamma - \gamma}{2} \in [0,1)$ – метрологическое число-отклонение, оценивающее контрсимметрию скаляров $\gamma \in [1,0)$ и $\Gamma \in [1,2)$ относительно принятой единицы $1 [M]$ количества вещества.

Очевидно, что нормированные по $\frac{v^2}{2}$ квадроскорости v_1^2 и v_2^2 соответственно равны Γ и γ и также контрсимметричны относительно виртуальной единицы $1^2 [V^2]$.

Таким образом, аддитивные представления массы $m = m_1 + m_2$ и квадроскорости $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ отображает числовая форма $2^* = \Gamma + \gamma$, которая не только модифицирует третий закон Кеплера, но и свидетельствует, что механическое движение в количестве $v^2 = 2^*$ разделено между компонентами гравитационного диполя ($m_1 + m_2$) обратно пропорционально их массам. И этот внятный результат получается без привлечения понятий пространства и времени, а также без представлений о гравитационной силе и потенциальной энергии тяготения.

Заметим, что контрсимметричные скаляры Γ и γ двойной размерности ($[M]$ и $[V^2]$) и дробные числа Z и Δ связаны с целыми 1 и 2 так, что $(1 + \Delta)(1 + Z) = (1 - \Delta)(1 + Z^{-1}) = 2$ или $\Gamma(1 + Z) = \gamma(1 + Z^{-1}) = 2$, где $2 = \Gamma + \gamma$. То есть, гравитационные массы $m_1 = \gamma$ и $m_2 = \Gamma$ при $\gamma \in [1,0)$ и $\Gamma \in [1,2)$ образуют скалярную структуру $\spadesuit 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2^* \spadesuit$ с элементами, имеющими размерность $[M]$, которая по количеству чисел-членов (шесть) названа секстетом. При этом

квадроскорости $v_2^2 = \gamma \in [1,0)$ и $v_1^2 = \Gamma \in [1,2)$ входят в сопряженный секстет $\spadesuit 1^2 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2^* \spadesuit$, где число-отношение $Z = \frac{\gamma}{\Gamma} = \frac{1-\Delta}{1+\Delta}$ с размерностью $[V^2]$ и число-отклонение $\Delta = \frac{\Gamma-\gamma}{2} = \frac{1-Z}{1+Z}$ с той же размерностью гармонизированы конверсией $\frac{1-\Delta}{1+\Delta} = Z \Leftrightarrow \Delta = \frac{1-Z}{1+Z}$.

Итак, мысленное опробывание линейного гравиметра показывает, что тяготение имеет две конфигурации: параболическую (локально-однородную) и окружную (сферически-симметричную). А в том, что эллиптическая форма траекторий планет Солнечной системы обусловлена не гравитацией, а другим взаимодействием (предположительно электромагнитным), убеждают почти целочисленные значения отношений площадей эллиптических орбит и годовых периодов планет земной группы в солнечных сутках [1].

Резюме

- × Выбором значимых (естественных) масштабов расстояния, ускорения и массы постоянная тяготения приведена к единице.
- × Линейным гравиметром не подтвержден закон обратных квадратов силовой теории тяготения.
- × Деформация рабочих элементов прибора рассчитана с учетом спринг-эффекта.
- × Установлена связь ускорений с массами, альтернативная второму закону Ньютона.
- × Особыми числами формализован полет пробного тела по параболе, свойственный локально-однородному тяготению.
- × Сферически-симметричная форма гравитации утверждена модификацией 3-го закона Кеплера.
- × В теорию движений под действием тяготения введено понятие инерционной квадроскорости.
- × Сделано предположение о взаимодействии тел Солнечной системы сверх гравитационного.
- × Полученные результаты определяют ядро конфигурационной теории тяготения, основанной на принципе Кеплера.

Ссылки

1. Черепанов О.А. Апейронное взаимодействие звезд и планет. // «Академия Тринитаризма», М., Эл. № 77-6567, публ. 17686, 12.10.2012 (<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001c/00162005.htm>)