

11. Казанцев В. В., Васильев А. С. Государственный первичный специальный эталон и стандартные образцы в обеспечении единства измерений поверхностной плотности покрытий // Измерительная техника. 2011. № 10. С. 48—50; Kazantsev V. V., Vasiliev A. S. State primary special standard and standard samples for support of the uniformity of measurements of the surface density of coatings // Measurement Techniques. 2011. V. 54. N. 10. P. 1176—1179.

12. Малышев Ю. О. Совершенствование систем терморегулирования калориметрической установки Государственного специального эталона единицы удельной теплоемкости твердых тел // Метрология. 2014. № 3. С. 8—11.

13. Крашенинина М. П. и др. Создание стандартного образца массовой концентрации активного хлора в воде // Стандартные образцы. 2013. № 2. С. 5—14.

14. Горбунова Е. М. и др. Разработка государственного вторичного эталона единиц массовой доли и массовой (молярной) концентрации металлов в жидких и твердых веществах и материалах // Измерительная техника. 2013. № 7. С. 11—13; Gorbunova E. M. National Secondary Standard for the Units of Mass Fraction and Mass (molar) Concentration of Metals in Liquids and Solid Substances and Materials // Measurement Techniques. 2013. V. 56. N. 7. P. 743—746.

Дата принятия 09.09.2014 г.

530.12 53.081

Вариации гравитационной постоянной в обобщенных теориях гравитации

К. А. БРОННИКОВ, С. А. КОНОНОВ, В. Н. МЕЛЬНИКОВ

Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы, Москва, Россия, e-mail: kb20@yandex.ru

Указан класс многомерных теорий, в которых пространственные и временные вариации гравитационной постоянной и постоянной тонкой структуры имеют общую причину и совпадают по значению. Несмотря на отсутствие проверенных наблюдательных данных о вариациях гравитационной постоянной, связанных как с проблемами построения теорий объединения физических взаимодействий, так и с известным «парадоксом слабого молодого Солнца», приведены аргументы в пользу их существования. Сделан вывод о вероятной нелинейной зависимости гравитационной постоянной от космологического времени.

Ключевые слова: фундаментальные физические константы, гравитационная постоянная, многомерная гравитация, космический микроволновой фон, барионные акустические осцилляции.

A class of multidimensional theories of gravity where spatial and temporal variations of the gravitational constant and the fine structure constant have a common cause and coincide in value is pointed out. Despite the absence of confident observational data on gravitational constant variations, the arguments in favor of their existence, connected with both the problem of unification of physical interactions and with the well-known «faint young Sun» paradox are presented. The conclusion on possible nonlinear dependence of gravitational constant from the cosmological time is drawn.

Key words: fundamental physical constants, gravitational constant, multidimensional gravity, cosmic microwave background (CMB), baryon acoustic oscillation (BAO).

Кроме двух основных нерешенных проблем современной физики — отсутствия теории объединения всех взаимодействий и объяснения природы темных энергии и материи — имеется еще и третья, связанная с предыдущими и фундаментальной метрологией — стабильность или возможные вариации фундаментальных физических констант (ФФК) во времени и пространстве. Гравитационное взаимодействие, наряду с другими (сильным, слабым, электромагнитным), должно стать лишь одним из проявлений будущей теории объединения. Ожидается, что в этой теории гравитационная постоянная G , характеризующая силу гравитационного взаимодействия, как и константы связи других взаимодействий, не останется истинно фундаментальной постоянной.

По этим и другим соображениям в мировой науке в течение ряда десятилетий ведется поиск свидетельств об изменении различных ФФК в зависимости от времени, пространственных координат, энергии взаимодействия и т. д. [1, 2]. До сих пор нет уверенных свидетельств ни о пространственных,

ни о временных вариациях постоянной G (в отличие от постоянной тонкой структуры). Данные экспериментов и наблюдений приводят лишь к различным ограничениям на $G^{-1}dG/dt$, из которых следуют ограничения на параметры теоретических моделей (прежде всего космологических), предсказывающих вариации. Наиболее актуальные модели относятся к обобщениям общей теории относительности (ОТО) — это скалярно-тензорные теории (СТТ), так называемые $f(R)$ -теории и многочисленные многомерные теории. Их предсказания и будут рассмотрены в данной статье. Основной вывод заключается в том, что возможные вариации постоянной G во времени не только способствуют решению известных теоретических проблем (космологической постоянной, совпадений в космологии и т. д.), но и могут снять «проблему слабого молодого Солнца». Например, согласно существующим моделям звездной эволюции около 4 млрд. лет назад солнечного излучения было слишком мало для зарождения жизни на Земле. Однако если бы постоянная G

была тогда на несколько процентов больше, чем сегодня, то светимость Солнца была бы уже достаточна, но для этого, вероятно, требуется нелинейная зависимость $G(t)$.

Данные наблюдений. Опишем кратко имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по вариациям G . Ни пространственные, ни временные вариации G пока не обнаружены, поэтому речь идет о различных ограничениях на возможность таких вариаций. Некоторые ограничения относятся к современной скорости изменений G (получены по результатам лазерной локации Луны, радиолокации планет и космических аппаратов, тайминга пульсаров), другие — к возможным различиям между значениями G в настоящий момент и в прошлом (из исследований эволюции Земли, Солнца и звезд, данных о древних затмениях и нуклеосинтезе в ранней Вселенной). В таблице приведены результаты, полученные за последние 8—10 лет (часть данных взята из обзора [10]).

Возможная переменность $G(t)$

Способ получения данных и источник	$G^{-1} dG/dt, 10^{-13} \cdot \text{год}^{-1}$
Эфемериды Марса [3]	$0,1 \pm 1,6$
Совокупность планетных эфемерид [4]	$0,165 \pm 0,585$
Лазерная локация Луны [5]	2 ± 7
Двойные и миллисекундные пульсары [6]	-7 ± 33
Гелиосейсмология [7]	0 ± 16
Первичный нуклеосинтез [8]	0 ± 4
Космический микроволновой фон и барионные акустические колебания [9]	$-1,42 \pm 2,50$

Оценка по пульсарам зависит от принятой модели пульсара; оценки по гелиосейсмологии, первичному нуклеосинтезу, космическому микроволновому фону и барионным акустическим колебаниям зависят от предположения вида функции $G(t)$ и носят ориентировочный характер. Из таблицы следует, что наиболее жесткие ограничения на вариации G следуют из анализа планетных эфемерид, полученных с использованием локационных и доплеровских данных от космических аппаратов Mars Global Surveyor (1998—2006), Mars Odyssey (2002—2008), Mars Reconnaissance Orbiter (2006—2008) и других, вместе с новейшими данными по возмущениям от небесных тел из пояса астероидов и пояса Койпера [5, 6, 16].

Поскольку ограничения относятся по существу к произведению $GM \odot$, то при получении результатов по вариациям G учитывали потери массы Солнца $M \odot$ на электромагнитное излучение и нейтрино ($\sim 0,7 \cdot 10^{-13} \text{ год}^{-1}$) и на солнечный ветер ($\sim 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ год}^{-1}$). Наиболее жесткое ограничение, определенное по совокупности эфемерид, можно записать как

$$G^{-1} dG/dt = (0,16 \pm 0,6) \cdot 10^{-13} \text{ год}^{-1}. \quad (1)$$

Ограничение (1) имеет достоверность 95 % [6]. Неопределенность при этом оказывается на порядок меньше, чем наилучший результат, найденный с помощью лазерной локации Луны [5].

Ограничения по таймингу пульсаров можно рассматривать лишь как ориентировочные, так как их неопределенность гораздо больше, чем у результатов анализа планет-

ных эфемерид. Они лишь косвенно подтверждают неизменность G на указанном уровне точности.

Для интерпретации ограничений, связанных с гелиосейсмологией и первичным нуклеосинтезом, в качестве оценок величины dG/dt приходится привлекать какую-либо модельную зависимость $G(t)$ (данные таблицы опираются на степенную зависимость $G(t)$ и также должны рассматриваться как ориентировочные). Фактически, данные по первичному нуклеосинтезу легких элементов свидетельствуют, что приблизительно через 3 мин после начала расширения Вселенной значение G отличалось от нынешнего не более чем на 20 %. Это ограничение, наряду с ограничениями на скорость изменения G в современную эпоху, должно учитываться при отборе жизнеспособных космологических моделей и теорий гравитации.

Ограничения, приведенные в таблице, значительно жестче, чем указанные в [2]. Таким образом, замечен существенный прогресс за последние 3—4 года.

Если, как следует из большинства обобщенных теорий гравитации, параметр G (как и некоторые другие ФФК) зависит от физического поля, чаще всего скалярного, то наряду с временными ожидаются пространственные вариации G , так как физические поля в принципе зависят от положения в пространстве, например от близости к массивным объектам — источникам соответствующего поля. Тем не менее, до настоящего времени нет каких-либо наблюдений, указывающих на пространственную переменность G в астрономических масштабах. Исключением является работа [11], где значительные расхождения результатов экспериментов по измерению абсолютного значения постоянной G в различных земных лабораториях были интерпретированы как свидетельство о ее зависимости от широты и долготы или, в конечном счете, от физических полей — скалярного и электромагнитного.

Другой вид возможной пространственной зависимости G — зависимость от расстояния между тяготеющими телами — тесно связан с поисками новых взаимодействий или так называемой пятой силы. В эксперименте ее существование выразилось бы зависимостью эффективной постоянной тяготения от расстояния — $G(r)$. Естественно ожидать появления такой силы из дополнительных пространственно-временных измерений [1, 12]. Однако до настоящего времени никаких нарушений ньютоновского закона обратных квадратов и, следовательно, никакой зависимости $G(r)$ не обнаружено ни на каких масштабах вплоть до десятков нанометров (см., например, [13]).

Теоретические предсказания и ограничения. Многие теории гравитации предсказывают зависимость постоянной G от некоторого скалярного поля, что, в общем случае, приводит к ее зависимости от временных и пространственных координат. В космологическом масштабе зависимость любой величины от времени описывается законом Хаббла. Современное значение параметра Хаббла $H_0 = 73 \pm 3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1} \approx 7,4 \cdot 10^{-11} \text{ год}^{-1}$ [10]. Из условия (1) и таблицы следует, что в действительности темп изменения G со временем (если такое изменение вообще имеется) как минимум на три порядка меньше хаббловского. Это обстоятельство представляет серьезный фактор отбора жизнеспособных космологических моделей, теорий гравитации и объединения [14].

Космологические модели должны удовлетворять не только ограничениям на $G(t)$, но и быть в согласии со всей совокупностью экспериментальных данных. В частности, они

должны описывать наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной в современную эпоху (тем или иным способом решать проблему темной энергии) и учитывать, что Вселенная является (точно или приближенно) пространственно-плоской, т. е. полная плотность материи с включением темной энергии близка к критической.

Рассмотрим предсказания величины вариаций G , следующие из некоторых классов обобщенных теорий.

Скалярно-тензорные теории. Достаточно общая оценка возможного изменения G со временем дана в [15], где рассмотрен класс СТТ Бергмана—Вагонера—Нордтведта с лагранжианом

$$L = \Phi R + [\omega(\Phi)/\Phi] \Phi_{,\alpha} \Phi^{,\alpha} - 2U(\Phi) + L_m, \quad (2)$$

где $\omega(\Phi)$, $U(\Phi)$ — функции скалярного поля Φ ; R — скалярная кривизна пространства—времени; L_m — лагранжиан материи. Функция $U(\Phi)$ играет роль переменной «космологической постоянной» и описывает темную энергию, приводящую к ускоренному расширению Вселенной. Выбор функции $\omega(\Phi)$ не фиксирован, однако из наблюдений в Солнечной системе следует, что ее современное значение ω_0 должно быть не менее 5000 (заметим, что предел $\omega \rightarrow \infty$ соответствует ОТО). Сделаны предположения о свойствах космологической модели, соответствующие наблюдениям: а) модель пространственно-плоская; б) давлением материи в современную эпоху можно пренебречь; в) отношение плотности материи Ω_m , включая ее темную составляющую, к критической плотности $\Omega_{кр}$, в настоящий момент близко к 0,3. Так как в пространственно-плоской модели полная плотность равна критической, то 0,7 от последней приходится на темную энергию, представленную скалярным полем. Эффективная гравитационная постоянная

$$G = (8\pi\Phi)^{-1} (2\omega+4)/(2\omega+3). \quad (3)$$

Из уравнений скалярного и метрического полей, исключив $U(\Phi)$ и приняв отношение $(2\omega+4)/(2\omega+3)$ близким к единице из-за $\omega \gg 1$, несложно получить следующее приближенное соотношение, справедливое в произвольный момент времени:

$$\omega g^2 + g + \Phi_2 + 3\Omega_m - 2(1-q) = 0, \quad (4)$$

где $g = (dG/dt)/(GH)$ — относительная вариация эффективной постоянной тяготения, деленная на параметр Хаббла $H = a^{-1} da/dt$, $a(t)$ — масштабный фактор Вселенной (согласно (1) в настоящее время $g \leq 10^{-3}$); $\Phi_2 = H^{-2} d^2\Phi/dt^2$ — вторая производная поля Φ , нормированная на параметр Хаббла; $q = H^{-2} d^2a/dt^2$ — космологический параметр замедления, который, согласно современным наблюдениям отрицателен и близок к -1 .

Равенство (4) — квадратное уравнение относительно g , связывающее его с другими параметрами модели. Зная g , найдем соотношение между этими параметрами. Например, полагая, что величины $(1-q)$, g , ωg^2 малы по сравнению с единицей, получим приближенное равенство $\Phi_2 \approx -3\Omega_m \approx -0,9$. Это рассуждение поясняет использование ограничения (1) для отбора космологических моделей.

Обобщенные СТТ с прямым взаимодействием между скалярным полем и материей. Данный класс теорий отличает

от обычных СТТ (см. (2)) тем, что лагранжиан материи вводится с коэффициентом, зависящим от Φ [16]:

$$L = \Phi R + [\omega(\Phi)/\Phi] \Phi_{,\alpha} \Phi^{,\alpha} - 2V(\Phi) + 2\kappa f(\Phi) L_m, \quad (5)$$

где κ — исходная постоянная тяготения.

Частным случаем такой теории является низкоэнергетический предел некоторых вариантов теории струн и моделей мира на бране. В [16] показано, что в теории (5) меняется соотношение между расстояниями и светимостью по сравнению с ОТО и стандартными СТТ. Следовательно, происходит серьезная ревизия интерпретации основных космологических наблюдений. Для вариаций эффективной гравитационной постоянной в пространственно-плоских космологических моделях данной теории в предположении $f(\Phi) = f_0\Phi^n$ (f_0 , $n = \text{const}$) получена формула

$$\begin{aligned} \frac{\dot{G}_{\text{эфф}}}{G_{\text{эфф}}} &= (n-1) \frac{\dot{\Phi}_0}{\Phi_0} - \frac{1-2n}{(\omega_0+2-n)(2\omega_0+3)} \omega'_0 \dot{\Phi}_0 = \\ &= (n-1) \frac{\dot{\Phi}_0}{\Phi_0} + \frac{2\omega_0+3}{(2\omega_0+4-2n)} (1-2n) A_0 \dot{\Phi}_0. \end{aligned}$$

Здесь индекс 0 отвечает значению той или иной функции в настоящий момент, штрих означает $d/d\Phi$. Ограничение (1) теперь относится к достаточно сложной комбинации параметров теории (n , Φ_0 , ω_0 , ω'_0), для фиксации которых необходимо привлечение других тестов.

Теории с лагранжианами вида $f(R, \Phi)$. Этот весьма общий класс теорий включает многие рассматриваемые обобщения ОТО, в частности СТТ (см. (2)) и $f(R)$ -теории, в которых лагранжиан ОТО, пропорциональный скалярной кривизне R , заменен некоторой функцией от R , а ОТО в большинстве таких обобщений (но не во всех) воспроизводится в пределе малой кривизны. Эффективная гравитационная постоянная в теориях этого вида выражается приближенной формулой [17]:

$$8\pi G_{\text{эфф}} = F^{-1} [F+4(dF/d\Phi)^2]/[F+3(dF/d\Phi)^2], \quad (6)$$

где $F = F(R, \Phi) = df(R, \Phi)/dR$. Относительная вариация $G_{\text{эфф}}$ находится как логарифмическая производная (6). В частном случае СТТ с лагранжианом (2) выражение (6) сводится к (3). Равенство (6) в применении к конкретным космологическим моделям приводит к существенному ограничению на их параметры. Число таких моделей измеряется сотнями.

Многомерные теории с нелинейными по кривизне лагранжианами. Рассмотрено многомерное пространство-время, где в качестве подпространства выделено четырехмерное наблюдаемое пространство-время, а дополнительные измерения представляют прямое произведение некоторого количества фактор-пространств с высокой симметрией. Они могут быть сферами или компактными гиперболическими пространствами с радиусами кривизны (масштабными факторами), зависящими от точки в наблюдаемом пространстве-времени V_4 , и достаточно малыми, чтобы не наблюдаться в современных экспериментах. В теориях с геометрией этого класса, который обобщает пятимерную геометрию Калуцы—Клейна, эффективная постоянная тяготения зависит от точки в V_4 (в однородных космологических моделях — только от времени) из-за вариаций элемента

многомерного объема, входящего в исходное многомерное действие.

В [18, 19] рассмотрены многомерные гравитационные лагранжианы достаточно общего вида:

$$L_D = F(R) + c_1 R_{AB} R^{AB} + c_2 R_{ABCD} R^{ABCD}, \quad (7)$$

где $F(R)$ — произвольная функция скалярной кривизны R ; c_1, c_2 — исходные константы теории; R_{AB}, R_{ABCD} — соответственно тензор Риччи и тензор Римана D -мерного пространства-времени; латинские заглавные индексы отвечают всем его координатам и соответствуют D значениям.

Некоторые варианты теории (7) применены в [18, 19] для построения космологических моделей, объясняющих данные наблюдений по пространственно-временной переменности постоянной тонкой структуры α (так называемый австралийский диполь [20]) в предположении, что электромагнитное поле задается в многомерном пространстве-времени обычным максвелловским лагранжианом. В этом случае G меняется от точки к точке в V_4 в точности по тому же закону, что и α . Согласно наблюдениям вариации α на Земле ограничены 17 знаками, а по космологическим наблюдениям такие вариации находятся в пределах 10^{-15} в год [20]. Поэтому можно заключить, что ограничение (1) на вариации G в таких теориях выполнено автоматически, если построенная модель находится в согласии с наблюдениями по вариациям α . Данное рассуждение относится не только к конкретным моделям, построенным в [18, 19], но и к любым многомерным моделям с общими законами изменения параметров α и G .

Многомерные теории суперструнного происхождения и их обобщения. В данном направлении исследований [21—23], как и в других многомерных теориях, проблема темной энергии решается с помощью свойств скалярных полей, возникающих из масштабных факторов дополнительных измерений при редукции теории к четырем измерениям. Однако в данном классе теорий в общем случае имеются исходные скалярные поля, взаимодействующие с полями антисимметричных форм. Исходное действие задано формулой

$$S = \int d^D x \sqrt{|g|} \left\{ R[g] - h_{\alpha\beta} g_{MN} \partial_M \varphi^\alpha \partial_N \varphi^\beta - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \sum_{s=1}^m \exp[2\lambda_s(\varphi)] (F^s)^2 \right\}, \quad (8)$$

где $R[g]$ — скалярная кривизна; φ^α — набор из l скалярных полей; $(h_{\alpha\beta})$ — постоянная невырожденная симметричная $l \times l$ матрица; g_{MN} — D -мерная метрика с детерминантом g ; λ_i — 1-форма вида $\lambda_i(\varphi) = \lambda_{i\alpha} \varphi^\alpha$, $s = 1, \dots, m$, $\alpha = 1, \dots, l$; $(F^s)^2 = F_{MN\dots P} F^{MN\dots P}$; $F^s = F_{MN\dots P} dz^1 \dots dz^P$ — абелевы калибровочные поля. К моделям этого вида приводят различные теории супергравитации и теории суперструн в низкоэнергетическом пределе так называемой М-теории.

В [21—23] в ряде вариантов теории (8) рассмотрены пространственно-плоские космологические модели, описывающие ускоренное расширение наблюдаемого трехмерного пространства и вариации G . В каждой из полученных моделей выделен подкласс, в котором наблюдаемое пространство расширяется ускоренно, а вариация G достаточно

мала и удовлетворяет условию (1) на некотором интервале космологического времени. В данном классе моделей ускоренное расширение наблюдаемого пространства возможно только при наличии как минимум одного «фантомного» (т. е. с аномальным знаком кинетической энергии) скалярного поля. Решения в многомерной модели с идеальной жидкостью, описывающие ускорение в современную эпоху с малой вариацией G , получены в [21], решения с вариацией G или константы Янга—Миллса приведены в [22], а новые ограничения на поправки к закону Ньютона на сверхмалых расстояниях — в [23].

Обсуждение. Рассмотрено несколько классов обобщенных теорий гравитации, предсказывающих временные и пространственные вариации постоянной G . В каждом из этих классов имеется (и еще будет построено) множество конкретных космологических моделей и моделей локальных самогравитирующих конфигураций. В каждой такой модели, очевидно, возникают ограничения на параметры, связанные с результатами экспериментов и наблюдений. В частности, временные вариации G ограничены весьма жестко условием (1): возможный темп таких вариаций как минимум на три порядка медленнее хаббловского.

С другой стороны, вариации G ожидаются не только в связи с включением гравитационного взаимодействия в будущую теорию объединения. Во многих моделях она способствует решению таких фундаментальных проблем, как проблема космологической постоянной (плотность темной энергии, понимаемой как энергия вакуума, примерно на 120 порядков ниже ожидаемой плотности вакуума квантовых полей) и проблема космологических совпадений (близость плотности темной энергии к плотности материи в современную эпоху и т. д.). Более того, существуют мнения, по которым некоторая зависимость $G(t)$ весьма желательна для понимания процессов, происходящих на Земле. Так, известные модели строения и эволюции Солнца приводят к выводу, что около 4 млрд. лет назад светимость Солнца была примерно на 30 % меньше, чем в настоящее время, так что океаны Земли должны были быть полностью ледяными и безжизненными. С другой стороны, обширные геофизические данные свидетельствуют о том, что уже тогда на Земле был жидкий океан с древнейшими формами жизни. Известно, что светимость Солнца $L_\odot$ весьма чувствительна к изменениям гравитационной постоянной: $L_\odot \sim G^7 M_\odot^5$. В [24] указано, что этот «парадокс слабого молодого Солнца» можно разрешить, предположив, что около 4 млрд. лет назад постоянная G была на 2 % больше современной. Далее, светимость сверхновых типа Ia подчиняется закону $L_{SN Ia} \sim G^{-3/2}$, следовательно, увеличение G приводит к ослаблению сверхновых и необходимости некоторого пересмотра связи между космологической «стандартной свечой» (роль которой и играют сверхновые типа Ia) и космологическими расстояниями. Потребность в таком пересмотре следует из выводов, сделанных по результатам наблюдений с помощью спутника Planck [25].

Оценим требуемую величину $G = G_1$ по сравнению с нынешней G_0 в момент времени $t_1 = t_0 - 4 \cdot 10^9$ лет (где t_0 — настоящий момент) так, чтобы количество солнечной энергии E , попадающей на Землю, совпадало с современным. Предположим, что масса Солнца не менялась (уменьшение массы из-за излучения и солнечного ветра могло быть компенсировано падением малых тел на Солнце). Поскольку

ку $E \sim L/r^2$, где L — светимость, $r \sim (GM\odot)^{-1}$ — радиус орбиты, получим $E \sim G^9 M\odot^7$. Из стандартных моделей звездной эволюции следует [24], что при неизменной G 4 млрд. лет назад светимость Солнца составляла бы приблизительно 72 % настоящей. Тогда для сохранения значения потока солнечной энергии на Землю необходимо, чтобы $G_1/G_0 \approx 0,72^{-1/9} \approx 1,04$ или превышение на 4 % по сравнению с G_0 . Это допустимо с точки зрения данных по первичному нуклеосинтезу. Если уменьшение G со временем происходило монотонно, то в эпоху нуклеосинтеза вполне могло быть $G < 1,2G_0$ в соответствии с [8].

Попытаемся экстраполировать на прошедшие 4 млрд. лет темп изменения G , совместимый с условием (1). Если принять «консервативную» оценку $dG/(Gdt) = 10^{-13} \text{ год}^{-1}$, то за это время относительное изменение составит $4 \cdot 10^{-4} \approx 0,04\%$ — на два порядка меньше требуемых 4 %. Еще меньше получим, непосредственно применив оценку (1). Таким образом, линейное или близкое к линейному изменение $G(t)$, в согласии с (1) противоречит объяснению «парадокса слабого молодого Солнца». Для совмещения этих требований необходима нелинейная эволюция, причем в настоящий момент функция $G(t)$ должна меняться медленно, возможно, быть близкой к минимуму. Отметим, что этим свойством обладают некоторые многомерные теории суперструнного происхождения. Требование такого поведения $G(t)$ представляет весьма интересное условие при построении космологических моделей и новый тест для существующих моделей.

Л и т е р а т у р а

1. **Melnikov V. N.** Gravity and cosmology as key problems of the millennium // AIP Conf. Proc. Eds. J.-M. Alimi, A. Fuzfa. 2006. N. 861. P. 109—126.
2. **Uzan J.-P.** Varying constants, gravitation and cosmology // ArXiv: 1009.5514.
3. **Konopliv A. S. E. a.** Mars high resolution gravity fields from MRO, Mars seasonal gravity, and other dynamical parameters // Icarus. 2011. V. 211. P. 401—428.
4. **Pitjeva E. V.** Updated IAA RAS planetary ephemerides EPM2011 and their use in scientific research // Астрономический вестник. 2013. Т. 47. № 5. С. 419—435.
5. **Mueller J., Biskupek L.** Variations of the gravitational constant from lunar laser ranging data // Class. Quantum Grav. 2007. V. 24. P. 4533—4538.
6. **Lazaridis K. e. a.** Generic tests of the existence of the gravitational dipole radiation and the variation of the gravitational constant // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2009. V. 400. P. 805—814.
7. **Guenther D. B., Krauss L. M., Demarque P.** Testing the constancy of the gravitational constant using helioseismology // Astrophys. J. 1998. V. 498. P. 871—876.
8. **Bambi C., Giannotti M., Villante F. L.** Response of primordial abundances to a general modification of GN and/or of the early universe expansion rate // Phys. Rev. D. 2005. V. 71. N. 123524.
9. **Yi-Chao Li, Feng-Quan Wu, Xuele Chen.** Constraints on the Brans-Dicke gravity theory with the Planck data // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. N. 084053.
10. **Will C. M.** The confrontation between general relativity and experiment // Living Reviews in Relativity. arXiv: 1403.7377.
11. **Mbelek J.-P. and Lachièze-Rey M.** Possible evidence from laboratory measurements for a latitude and longitude dependence of G // Grav. Cosmol. 2002. V. 8. P. 331—338.
12. **Bronnikov K. A., Kononogov S. A., Melnikov V. N.** Brane world corrections to Newton's law // Gen. Rel. Grav. 2006. V. 38. P. 1215—1232.
13. **Klimchitskaya G. L., Mostepanenko V. M.** New constraints on Yukawa-type corrections to Newtonian gravity at short separations // Grav. Cosmol. 2014. V. 20. N. 1 (77). P. 3—9.
14. **Melnikov V. N.** Variations of constants as a test of gravity, cosmology and unified models // Grav. Cosmol. 2007. V. 13. N. 2(50). P. 81—100.
15. **Bronnikov K. A., Melnikov V. N., Novello M.** Possible time variations of G in scalar-tensor theories of gravity // Grav. Cosmol. 2002. V. 8. Suppl. 2. P. 18—21.
16. **Minazzoli O., Hees A.** Late-time cosmology of scalar-tensor theory with a universal coupling between the scalar field and the matter Lagrangian // ArXiv: 1404.4266.
17. **Tsujikawa S.** Matter density perturbations and effective gravitational constant in modified gravity models of dark energy // Phys. Rev. D. 2007. V. 76. N. 023514.
18. **Бронников К. А., Кононогов С. А., Мельников В. Н.** Вариации постоянной тонкой структуры и многомерная гравитация // Измерительная техника. 2013. № 1. С. 7—12; **Bronnikov K. A., Kononogov S. A., Mel'nikov V. N.** Variations in the fine structure constant and multidimensional gravitation // Measurement Techniques. 2013. N. 1. V. 56. P. 8—16.
19. **Bronnikov K. A., Skvortsova M. V.** Variations of α and G from nonlinear multidimensional gravity // Grav. Cosmol. 2013. V. 19. P. 114—123.
20. **Webb J.K. e. a.** Evidence for spatial variation of the fine structure constant // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. N. 191101.
21. **Ivashchuk V. D., Kononogov S. A., Melnikov V. N.** Electric S-brane solution corresponding to rank-2 Lie algebras: acceleration and small variation of G // Grav. Cosmol. 2008. V. 14. N. 3. P. 235—240.
22. **Ivashchuk V. D. e. a.** Non-singular solutions in multidimensional cosmology with a perfect fluid: acceleration and variation of G // Grav. Cosmol. 2006. V. 12. P. 273—278.
23. **Ivashchuk V. D., Melnikov V. N.** On time variations of gravitational and Yang-Mills constants in cosmological model of superstring origin // Grav. Cosmol. 2014. V. 20. P. 26—29.
24. **Sahni V., Shtanov Yu.** Can a variable gravitational constant resolve the Faint Young Sun Paradox? // ArXiv: 1405.4369.
25. **Ade P.A.R. e. a.** [Planck Collaboration]. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters // ArXiv: 1303.5076.

Дата принятия 09.09.2014 г.