

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Экспериментальные проверки общей теории относительности: недавние успехи и будущие направления исследований

В.Г. Турышев

Общая теория относительности (ОТО) является стандартной теорией гравитации, особенно когда речь идёт о задачах астрономии, астрофизики, космологии и фундаментальной физики. В этой связи ОТО используется во многих практически важных приложениях, включая навигацию космических аппаратов, геодезию, обеспечение нужд точного времени и др. В работе приводится обзор основ ОТО, обсуждаются последние достижения по проверке релятивистских теорий гравитации и приводится мотивация для нового поколения высокоточных гравитационных экспериментов. В этой связи обсуждается ожидаемый прогресс в нашем понимании фундаментальных законов природы и оценивается перспективность предложенных в последнее время гравитационно-космических экспериментов.

PACS numbers: 04.20. – q, 04.50. – h, 06.20.Jr

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200901a.0003

Содержание

1. Введение (3).
 2. Основы общей теории относительности (7).
 - 2.1. Скалярно-тензорные теории гравитации. 2.2. Параметризованный постньютоновский (ППН) формализм. 2.3. ППН-перенормированные дополнения общей теории относительности.
 3. Поиски новых физических явлений за пределами общей теории относительности (10).
 - 3.1. Теория струн/М-теория и тензорно-скалярные расширения общей теории относительности. 3.2. Наблюдательная мотивация для новых проверок общей теории относительности. 3.3. Модификация гравитации как альтернатива тёмной энергии. 3.4. Модели скалярного поля — кандидата на роль тёмной энергии.
 4. Поиски новой теории гравитации с помощью космических экспериментов (15).
 - 4.1. Проверки принципа эквивалентности. 4.2. Проверки лоренцевой инвариантности: поиск физики вне Стандартной модели. 4.3. Проверки локальной пространственной инвариантности. 4.4. Поиск непостоянства фундаментальных констант.
 5. Проверки гравитационного закона обратных квадратов (26).
 - 5.1. Проверки альтернативных теорий и теорий модифицированной гравитации.
 6. Заключение (29).
- Список литературы (30).

В.Г. Турышев, Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Университетский просп. 13, 119992 Москва, Российская Федерация
Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology,
4800 Oak Grove Drive, Pasadena, CA 91109-0899, USA
Тел. +1 (818) 393-2600. Факс +1 (818) 393-5239
E-mail: turyshev@jpl.nasa.gov

Статья поступила 12 мая 2008 г.,
после доработки 10 сентября 2008 г.

1. Введение

25 ноября 2015 г. исполнится сто лет со дня появления общей теории относительности (ОТО), развитой Альбертом Эйнштейном в период с 1905 по 1915 год [1, 2]. Примечательно, что на протяжении вот уже более чем 90 лет со дня своей первой публикации [3–5], эта теория продолжает быть областью активных исследований как теоретических, так и экспериментальных [6, 7].

Хорошо известно, что ОТО начала своё существование в 1915 г. с эмпирического объяснения аномальной прецессии перигелия орбиты планеты Меркурий [6]. Эта аномалия, составляющая 43 угловые секунды в столетие (″/ст), была известна задолго до Эйнштейна и не могла быть объяснена ньютоновской теорией гравитации, бросая, тем самым, вызов физике и астрономии. В 1855 г. Урбен Леверье, который в 1846 г. предсказал существование Нептуна — планеты с наиболее удалённой от Солнца орбитой, считал, что аномальная невязка прецессии орбиты Меркурия может быть объяснена, если предположить существование ещё одной, доселе неизвестной планеты, Вулкан, движущейся внутри орбиты Меркурия. Из-за близости к Солнцу эту предполагаемую планету было бы нелегко наблюдать, но Леверье считал, что всё же обнаружил её. Однако подтверждений этого "обнаружения" в последующие десятилетия так и не последовало. Потребовалось ещё около 60 лет, чтобы разгадать эту загадку. В 1915 г., перед публикацией своей исторической работы с полевыми уравнениями ОТО [4], Эйнштейн вычислил ожидаемую величину прецессии перигелия орбиты Меркурия; когда он получил те самые 43″/ст, которые и составляли аномалию, он осознал, что в физике гравитации началась новая эра!

Вскоре после этого, астрометрические наблюдения, проведённые экспедицией Артура Эддингтона во время солнечного затмения в 1919 г. [8], подтвердили не только

существование, но и величину релятивистского эффекта отклонения света в гравитационном поле — в полном соответствии с предсказаниями ОТО¹. Наблюдения проводились одновременно в г. Сорбрале в Бразилии и на о. Принсипи у западных берегов Африки, и ставили своей целью определить изменения в положении звёзд, когда те проходили вблизи Солнца на небесной сфере. Результаты были представлены 6 ноября 1919 г. на специальном объединённом собрании Королевского астрономического общества и Королевского общества Лондона [11]. Данные из Сорбрала, полученные от наблюдений семи звёзд, находившихся в хорошей видимости, дали значение угла отклонения, равное $1,98 \pm 0,16$ угловых секунд. Данные из Принсипи были менее убедительными. Удалось уверенно пронаблюдать только пять звёзд, причём условия наблюдения привели к значительно большей ошибке. Тем не менее было получено значение $1,61 \pm 0,4$ угловых секунд. Оба этих значения находились внутри доверительного интервала 2σ от значения $1,74''$, предсказанного Эйнштейном, и отличались более чем на два стандартных отклонения как от нуля, так и от ньютоновского значения $0,87''$. Эти наблюдения стали первым экспериментом, проведённым специально для проверки ОТО². В Европе, ещё приходящей в себя после Первой мировой войны, этот результат был воспринят как сенсация и по праву занял первые полосы большинства крупных газет, принеся ОТО мгновенную известность.

В последующем ОТО проверялась со всё возрастающим уровнем точности, и на сегодняшний день она с успехом объясняет все имеющиеся данные многочисленных экспериментов. Настоящая революция в экспериментальной проверке ОТО началась в 1970-х годах в связи с большими достижениями во многих областях науки и техники. Прежде всего, это связано с развитием космических исследований, появлением методов высокоточной навигации космических аппаратов (КА), существенным улучшением точности астрономических наблюдений и развитием методов лазерной дальнометрии Луны (ЛДЛ) (рис. 1).

Так, анализ радиометрических данных, полученных с КА Viking 1 за 14 месяцев его работы на поверхности Марса, подтвердил предсказания ОТО о том, что время прохождения световых сигналов от Земли до Марса и обратно увеличивается за счёт присутствия гравитационного поля Солнца [13–15]. В 1978 г. соответствующее

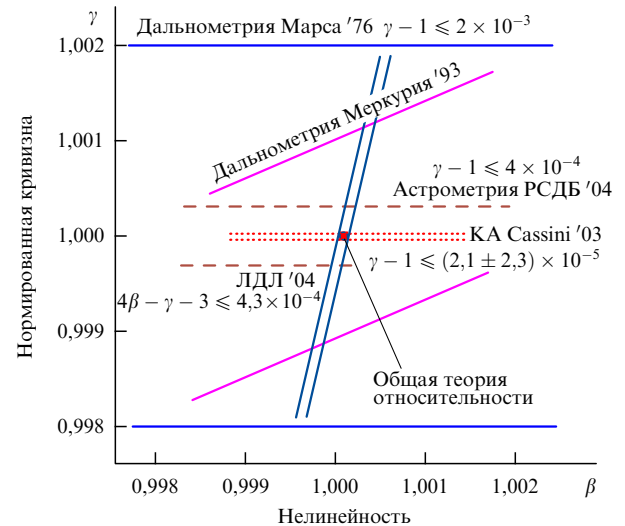


Рис. 1. Прогресс в определении ППН-параметров γ и β за последние три десятилетия с помощью экспериментов в Солнечной системе. На сегодняшний день ОТО выдерживает все испытания [6], согласно которым $\gamma - 1 = (2,1 \pm 2,3) \times 10^{-5}$ [31] и $\beta - 1 = 1,1 \times 10^{-4}$ [28]. ЛДЛ — лазерная дальнометрия Луны; РСДБ — радиointерферометры со сверхдлинной базой.

значение метрического параметра Эддингтона³ γ составило $1,000 \pm 0,002$, обеспечив точность 0,1 % в проверках ОТО. Радионаблюдения за КА и дальнометрические наблюдения планет позволили достичь точности $\sim 0,15\%$ [18–20].

Следует отметить, что современные астрометрические измерения с использованием радиointерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ) достигли точности лучше, чем 0,1 мс дуги, позволив использовать РСДБ в целях определения параметра кривизны пространства γ . Подробные анализы данных РСДБ неизменно дают всё более точные значения: $\gamma = 1,000 \pm 0,003$ [21, 22], $\gamma = 0,9996 \pm 0,0017$ [23], $\gamma = 0,99994 \pm 0,00031$ [24]. В 2004 г. обработка данных РСДБ привела к улучшенному значению этого параметра, а именно, $\gamma = 0,99983 \pm 0,00045$ [25], обеспечив точность в 0,045 % в проверках теорий гравитации методами РСДБ.

ЛДЛ, оставшаяся ещё от программы "Аполлон", в точности измеряет следующую комбинацию ППН-параметров: $\eta = 4\beta - \gamma - 3$, постоянно обеспечивая улуч-

¹ Эддингтон знал, что существовало несколько альтернативных предсказаний результатов его эксперимента. Так, в 1801 г. Йоханн Георг фон Зольднер показал, что ньютоновская теория гравитации предсказывает отклонение траектории света вблизи массивных объектов [9], но величина эффекта вдвое меньше, чем предсказывают ОТО и расчёты Эйнштейна [10]; также звучали мнения, что гравитация не будет влиять на распространение света. Как известно, эксперименты Эддингтона разрешили этот спор в пользу ОТО.

² Точность первых измерений была невысокой. Дэйсон и др. [8] привели заниженные значения ошибок в своих измерениях, которым приписываются систематические ошибки. В то же время, современный повторный анализ данных предполагает, что анализ, проведённый Эддингтоном, был точен [12]. Тем не менее значительная неопределённость сопровождала эти измерения ещё почти 50 лет, до тех пор, пока не стали доступными межпланетные космические полёты и методы микроволнового трекинга КА. Только в конце 1960-х годов было однозначно продемонстрировано, что угол отклонения совпадает со значением, предсказанным ОТО.

³ Отметим, что Эддингтону также принадлежит первоначальная версия параметризованного постньютоновского (ППН) формализма (см. обсуждение в разделе 2.2 и [16]), который в наши дни с успехом используется в целях постановки и объяснения результатов гравитационных экспериментов [17]. В ППН-формализме различные теории гравитации отличаются друг от друга только значениями десяти безразмерных параметров, использование которых удобно, если речь идет о точности измерений. Два ППН-параметра, представляющие особый интерес, — это параметры γ и β , отражающие соответственно меру кривизны пространства создаваемого единичной массой и степень нелинейности гравитационного взаимодействия (см. рис. 1). Эти параметры принимают значения $\gamma = \beta = 1$ в ОТО; в других теориях γ и β могут иметь иные значения. Введение γ и β удобно, если речь идет о точности измерений. В ППН-формализме угол отклонения света пропорционален $(\gamma + 1)/2$, поэтому астрономические измерения могут быть использованы для точного определения величины γ . Параметр β отвечает за предсказываемую релятивистскую прецессию перигелия орбиты и может быть измерен в соответствующих экспериментах [16].

шенные значения этой величины [18, 26–29]. В 2004 г. обработка данных наблюдений ЛДЛ эксперимента [28], ограничила комбинацию параметров $4\beta - \gamma - 3 = (4,0 \pm 4,3) \times 10^{-4}$, что привело к точности в 0,011 % в проверках сильного принципа эквивалентности при помощи прецизионных измерений лунной орбиты.

Наконец, эксперимент, проведённый с использованием микроволновой системы связи [30], работающей на комбинации частот в 7,2 и 34,3 ГГц на борту КА Cassini на его пути к Сатурну, улучшил точность определения параметра γ до $\gamma - 1 = (2,1 \pm 2,3) \times 10^{-5}$ [31]. Этот результат, достигший точности в 0,002 % в экспериментах, проведённых в Солнечной системе, является лучшей на сегодняшний день проверкой ОТО.

Общая теория относительности также хорошо согласуется с данными экспериментов пульсарной астрономии, включая эксперименты с пульсарами в двойных системах и двойными пульсарами. Отметим, что с недавнего времени возник серьёзный интерес к изучению физических процессов, происходящих в условиях сильного гравитационного поля, причём объектами, предоставляющими многообещающую возможность проверить теорию гравитации в качественно другом динамическом окружении, являются релятивистские пульсары. Хотя, строго говоря, движение пульсаров в двойных системах происходит в слабом гравитационном поле своего компаньона, они, тем не менее, годятся для точных проверок ОТО в режиме сильной гравитации [32]. Это становится ясным, если рассмотреть сильные эффекты собственного поля, предсказываемые большинством альтернативных теорий гравитации. В случае их присутствия такие эффекты, например, сильно влияли бы на орбитальное движение пульсаров, что позволило бы обнаружить эти эффекты и, таким образом, проверить теорию в режиме сильного гравитационного поля с беспрецедентной точностью. Обобщённая теоретическая концепция для гравитационных тестов в режиме сильного поля с использованием методов пульсарной астрономии приведена в [33]; данные наблюдений для первичных проверок были получены от PSR 1534 [34]. Анализ гравитационных экспериментов в сильном поле и их теоретическое обоснование представлены в [35–37]. В недавней работе Крамера и др. [38] был представлен анализ измерений релятивистских посткеплеровских поправок к описанию орбитального движения двойной системы PSR J0737-3039A/B, который дал результаты, согласующиеся с ОТО с точностью 0,05 % в доверительном интервале 3σ . На сегодняшний день — это самая точная проверка ОТО с помощью пульсаров.

В результате как в пределе слабого гравитационного поля (в Солнечной системе), так и в более сильных полях (в двойных системах с пульсарами), выводы ОТО были хорошо проверены. Таким образом, на протяжении более чем 90 лет со времени своего появления, ОТО продолжает легко преодолевать все испытания [6, 39]. Такая долговечность и успех сделали ОТО стандартной теорией гравитации для всех практических приложений, включая навигацию КА и астрометрию, а также астрофизику, астрономию, космологию и фундаментальную физику [6].

Тем не менее, несмотря на выдающиеся успехи ОТО, существует немало причин сомневаться в правильности этой теории. С теоретической точки зрения, существует сразу несколько проблемных направлений, в основном,

касающихся режима сильного гравитационного поля, которые включают в себя появление пространственно-временных сингулярностей и невозможность классического описания физических процессов в очень сильных гравитационных полях. Решением целого круга таких проблем могло бы стать квантование гравитации. Но, несмотря на недавние успехи современных калибровочных теорий поля в описании электромагнитных, сильных и слабых взаимодействий, вопрос описания гравитации на квантовом уровне до сих пор остаётся неразрешённым.

Трудности, встреченные на пути квантования гравитации, а также результаты недавних космологических наблюдений показывают, что тензорная структура гравитации, лежащая в основе ОТО, возможно, требует изменений. В теориях, которые пытаются расширить гравитацию, в дополнение к ньютоновскому закону обратных квадратов могут появляться новые дальнедействующие силы. Кроме того, вне зависимости от вопроса о природе космологической постоянной, существуют причины для того, чтобы рассматривать дополнительные поля, особенно скалярные. В то время как существование таких полей предполагается многими современными теориями, их наличие вызывает неэйнштейновское поведение гравитирующих систем. Такие ожидаемые отклонения от ОТО приводят к нарушению принципа эквивалентности (ПЭ), изменению крупномасштабной структуры Вселенной и подвергают сомнению постоянство фундаментальных "констант". Подобные предсказания стимулируют новые попытки поиска отклонений релятивистской гравитации от поведения, предсказываемого ОТО, тем самым они мотивируют проведение новых гравитационных исследований и в особенности экспериментов космического базирования [6, 7].

Заметим, что на больших пространственных масштабах, таких например, как галактические и космологические, ОТО ещё не подвергалась серьёзным проверкам. Однако существует мнение, согласно которому наблюдения, подтверждающие наличие тёмной материи и тёмной энергии, означают несостоятельность ОТО на больших расстояниях, при малых ускорениях или малой кривизне (см. обсуждение в [7, 40–45]). Рисунок 2 иллюстрирует области современных знаний о гравитации на различных пространственных масштабах; он также указывает теории, которые были предложены для объяснения различных аномальных явлений, и методы, используемые для проведения экспериментальных исследований гравитации в различных режимах. Очень сильные гравитационные поля, которые должны существовать вблизи чёрных дыр, особенно тех сверхмассивных чёрных дыр, с которыми связывается существование квазаров и менее активных галактических ядер, являются предметом интенсивных научных исследований. Наблюдения этих квазаров и активных галактических ядер затруднены, и интерпретация данных наблюдений очень сильно зависит от используемой астрофизической модели (помимо ОТО или альтернативных теорий гравитации), однако эти объекты качественно не противоречат модели чёрной дыры в ОТО.

Современная физика стоит на пороге больших открытий [7, 46, 47]. Большое число наблюдений и растущая база соответствующих экспериментальных данных указывают на необходимость нового осмысления ряда



Рис. 2. Современные познания в области гравитации на различных пространственных масштабах. С учётом последних впечатляющих достижений во многих измерительных технологиях [7], эксперименты в Солнечной системе способны существенно увеличить наши познания в релятивистской гравитации. СМВ — фон реликтового излучения (cosmic microwave background); DGP — модель Двали — Габададзе — Поррати (Dvali — Gabadadze — Porrati model) [40]; GPS — глобальная система определения местоположения (global positioning system); ЛДЛ — лазерная дальнометрия Луны (lunar laser ranging); MOND — модифицированная ньютоновская динамика (modified Newtonian dynamics) [41]; TeVeS — тензорно-векторно-скалярная теория гравитации (tensor-vector-scalar gravity) [42]; STVG — скалярно-тензорно-векторная теория гравитации (scalar-tensor-vector-gravity) [43]; инфракрасная (ИК) модификация гравитации (обзор см. в [44]); $f(R)$ -гравитация (обзор см. в [45]).

физических явлений. В конце прошлого века в фокусе научных исследований были такие направления, как попытки открыть новые фундаментальные типы симметрии, установление границ уже известных типов симметрии, проверки ОТО, поиск гравитационных волн и попытки понять природу тёмной материи. Эти направления стали ещё более бурно развиваться после открытия в конце 1990-х годов аномального поведения Вселенной обусловленного присутствием тёмной энергии на космологических масштабах. Это открытие вызвало ещё больший интерес к исследованию фундаментальных законов природы [6, 46, 48].

Исторически сложилось так, что эксперименты в области фундаментальной физики проводились, прежде всего, в земных условиях. В таких экспериментах научный прогресс зависит как от наличия хорошо продуманной экспериментальной стратегии, так и от использования технологий, позволяющих преодолеть ограничения, налагаемые окружающей средой. С недавнего времени экспериментальные условия в наземных лабораториях зачастую уже не могут быть улучшены до необходимого уровня "чистоты", поэтому проведение экспериментов в космосе является необходимым и весьма обоснованным шагом.

Размещение инструментов в космосе открывает доступ к условиям с особой динамической "чистотой", недостижимым в земных лабораториях, но имеющим важнейшее значение для успешного проведения прецизионных экспериментов. В частности, для многих экспериментов в области фундаментальной физики, и в особенности тех, которые направлены на изучение гравитации и космологии, космическое базирование становится неизбежным.

Существует два подхода к физическим исследованиям в космосе: мы можем регистрировать и анализировать сигналы, приходящие к нам от удаленных астрономических объектов (режим "обсерватории"), или же

осуществлять тщательно подготовленные эксперименты в космосе (режим "лаборатории"). Рисунок 2 подчеркивает разграничение областей этих двух дисциплин — наблюдательной и экспериментальной. Эти методы хорошо дополняют друг друга, и последний, на котором сделан акцент в данной работе, обладает тем преимуществом, что использует условия космической лаборатории, хорошо известные и контролируемые.

С точки зрения экспериментальной проверки теорий гравитации, наша Солнечная система является уникальной "лабораторией", в которой присутствуют условия, необходимые для проведения важнейших фундаментальных исследований. Тщательно разработанный гравитационный эксперимент космического базирования может быть значительно точнее наземного. Существующие технологии позволяют с выгодой использовать уникальные космические условия, включая изменяемые гравитационные потенциалы, большие расстояния, высокие скорости и малые ускорения, существование геодезических траекторий, микрогравитацию и термостабилизированное окружение [6]. К благоприятным факторам относятся также и возможность компенсации негравитационных шумов (на сегодняшний день вплоть до 10^{-14} м с $^{-2}$ Гц $^{-1/2}$), доступность значительных перепадов гравитационного потенциала (так, потенциалы около Солнца и в земных условиях отличаются 3000 раз) и соответствующих ускорений (существуют траектории КА между Землёй и Солнцем, на которых ускорения могут изменяться в 10^4 раз), а также возможности достигать больших расстояний, скоростей и привязываться к инерциальным системам отсчёта, т.е. все те условия, которые принципиально недостижимы в земных лабораториях.

Последние достижения в прикладной физике сделали доступными новые инструменты и технологии, в том числе, высокоточные атомные часы, оптические фемто-секундные линейки частоты, атомные интерферометры,

технологии компенсации негравитационных шумов, микродвигатели малой тяги, оптические трансиверы, оптические интерферометры со сверхдлинной базой и т.д. [49, 50]. В частности, новое поколение приборов на основе сверххолодных атомов позволят проводить беспрецедентные фундаментальные эксперименты. Так, новое поколение высокочувствительных квантовых датчиков (ультрастабильные атомные часы, акселерометры, гироскопы, гравиметры, гравитационные градиентометры) превосходит современную измерительную базу, показывая большой потенциал этих методов. Кроме того, атомные часы и инерционные квантовые датчики представляют собой ключевую технологию для прецизионного измерения частоты и сверхточного наблюдения ускорений и вращений (см. обсуждение в [6]).

Новые приборы позволяют перейти к уникальным экспериментам в области фундаментальной физики. Некоторая часть этого оборудования уже применялась в космосе, стимулировав проведение высокоточных исследований в области фундаментальной физики в лабораториях космического базирования. Таким образом, в сочетании с новейшими высокоточными измерительными технологиями, уникальные условия космического базирования принципиально важны для прогресса в гравитационных исследованиях. Современные космические эксперименты способны достичь исключительно высоких уровней точности в проверках основ современной физики и обеспечить существенный прогресс в этой области науки [7].

В данной работе обсуждаются недавние гравитационные эксперименты, внёсшие свой вклад в исследование релятивистской гравитации и задавшие необходимое направление для поиска теории, которая придёт на смену ОТО. В этой связи в работе представлена теоретическая мотивация для высокоточных гравитационных экспериментов нового поколения и обсуждается ряд недавно предложенных космических экспериментов, опирающихся на новейшие измерительные технологии и инструменты космического базирования.

Статья устроена следующим образом: раздел 2 посвящен обсуждению основных положений ОТО и обзору результатов недавних гравитационных экспериментов, направленных на проверку основ этой теории. Представлен параметризованный постньютоновский формализм (ППН) и соответствующее ППН расширение ОТО — феноменологическая концепция, созданная для облегчения экспериментальной проверки релятивистской гравитации. В разделе 3 представлены обоснования для расширения теоретической модели гравитации; приводятся модели, появляющиеся в теории струн, обсуждаются скалярно-тензорные теории гравитации и подчёркиваются феноменологические следствия данных предложений. Вкратце приводится обзор предложений по модификации гравитации на больших масштабах и экспериментальные следствия таких модификаций. Раздел 4 посвящен обсуждению будущих космических экспериментов, направленных на расширение наших знаний о гравитации и фундаментальной физике. Особое внимание уделяется космическим проверкам ОТО и обсуждаются проекты новых экспериментов, ставящие своей целью проверку ПЭ, локальной лоренцевой и пространственной инвариантностей, поиск изменений фундаментальных констант. Раздел 5 посвящён обсуждению экспериментов по проверке гравитационного закона

обратных квадратов, а также проверке альтернативных теорий гравитации и теорий с модифицированной гравитацией. Представлен список недавно предложенных космических проектов, в котором акцент сделан лишь на самые характерные и перспективные из них. В разделе 6 представлено заключение.

2. Основы общей теории относительности

Общая теория относительности — это теория тензорного гравитационного поля, универсально взаимодействующего с частицами и полями Стандартной модели. Она описывает гравитацию как деформацию плоского пространства-времени с метрикой Минковского, γ_{mn} :

$$g_{mn}(x^k) = \gamma_{mn} + h_{mn}(x^k). \quad (1)$$

С другой стороны, ОТО может быть определена как однозначная, самосогласованная, локальная теория безмассового поля спина 2, источник которого — полный, сохраняющийся тензор энергии-импульса (см. работу [51] и ссылки в ней).

С классической точки зрения (см. [4]) ОТО определяют два постулата. Первый утверждает, что действие, описывающее распространение и самодействие гравитационного поля, записывается как:

$$S_G[g_{mn}] = \frac{c^4}{16\pi G_N} \int d^4x \sqrt{-g} R, \quad (2)$$

где G_N — ньютоновская универсальная гравитационная постоянная, g^{mn} — матрица, обратная к g_{mn} , и $g = \det g_{mn}$, R — скаляр Риччи, $R = g^{mn} R_{mn}$, где $R_{mn} = \partial_k \Gamma_{mn}^k - \partial_m \Gamma_{nk}^k + \Gamma_{mn}^k \Gamma_{kl}^l - \Gamma_{ml}^k \Gamma_{nk}^l$ — тензор Риччи, а $\Gamma_{mn}^k = (1/2)g^{kp}(\partial_m g_{pn} + \partial_n g_{pm} - \partial_p g_{mn})$ — символы Кристоффеля.

Второй постулат утверждает, что g_{mn} универсально взаимодействует со всеми полями Стандартной модели, заменяя везде метрику Минковского. Схематично (опуская индексы матриц и различных калибровочных полей, фермионов и дублета Хиггса) этот постулат может быть выражен в следующей форме:

$$S_{SM}[\psi, A_m, H; g_{mn}] = \int d^4x \left[-\frac{1}{4} \sum \sqrt{-g} g^{mk} g^{nl} F_{mn}^a F_{kl}^a - \sum \sqrt{-g} \bar{\psi} \gamma^m D_m \psi - \frac{1}{2} \sqrt{-g} g^{mn} \bar{D}_m H D_n H - \sqrt{-g} V(H) - \sum \lambda \sqrt{-g} \bar{\psi} H \psi - \sqrt{-g} \rho_{vac} \right], \quad (3)$$

где $\gamma^m \gamma^n + \gamma^n \gamma^m = 2g^{mn}$, ковариантная производная D_m содержит, помимо обычного калибровочного члена, зависящий от спина гравитационный вклад $\Gamma_m(x)$ [52], а ρ_{vac} — плотность энергии вакуума. Вариация по метрике g_{mn} полного действия в виде

$$S_{tot}[\psi, A_m, H; g_{mn}] = S_G[g_{mn}] + S_{SM}[\psi, A_m, H; g_{mn}], \quad (4)$$

приводит к хорошо известным полевым уравнениям ОТО:

$$R_{mn} - \frac{1}{2} g_{mn} R + \Lambda g_{mn} = \frac{8\pi G_N}{c^4} T_{mn}, \quad (5)$$

где $T_{mn} = g_{mk} g_{nl} T^{kl}$, причем $T^{mn} = 2/\sqrt{-g} \delta \mathcal{L}_{SM} / \delta g_{mn}$ — (симметричный) тензор энергии-импульса вещества Стандартной модели с плотностью лагранжиана $\mathcal{L}_{SM}$.

При плотности энергии вакуума $\rho_{\text{vac}} \approx (2,3 \times 10^{-3} \text{ эВ})^4$, полученной недавними космологическими наблюдениями [53, 54], космологическая постоянная $\Lambda = 8\pi G_N \rho_{\text{vac}}/c^4$ слишком мала, чтобы ее эффект можно было измерить в экспериментах в Солнечной системе, но на больших расстояниях она становится чрезвычайно важной.

Теория инвариантна относительно произвольных преобразований координат: $x'^m = f^m(x^n)$. Для решения полевых уравнений (5), необходимо зафиксировать эту калибровочную свободу, имеющуюся в выборе координат. Так, к примеру, "гармоническая калибровка" (которая аналогична лоренцевой, $\partial_m A^m = 0$, в электромагнетизме) соответствует налагаемому условию $\partial_n \sqrt{-g} g^{nm} = 0$.

Уравнения Эйнштейна (5) связывают геометрию четырёхмерного риманова многообразия, представляющего пространство-время, с энергией-импульсом, содержащимся в этом пространстве-времени. Явления, которые в классической механике описываются действием силы гравитации (такие, как свободное падение, орбитальное движение и траектории космических кораблей), в ОТО соответствуют инерциальному движению в пространстве-времени с искривленной геометрией.

2.1. Скалярно-тензорные теории гравитации

Среди многих теорий гравитации, являющихся альтернативами ОТО, особое место занимают метрические теории [16]. Причина этого в том, что, вне зависимости от различных принципов, лежащих в их основах, гравитационное поле в этих теориях воздействует на вещество прямо через метрический тензор g_{mn} , который определяется из полевых уравнений в каждой конкретной теории. В результате, в отличие от ньютоновской гравитации, тензор g_{mn} выражает свойства конкретной гравитационной теории и несёт информацию о гравитационных полях тел.

Во многих альтернативных теориях интенсивность гравитационного взаимодействия зависит от некоего дополнительного поля; в скалярно-тензорных теориях — это скалярное поле ϕ . Общее действие в этих теориях может быть записано как:

$$S = \frac{c^3}{4\pi G} \int d^4x \left\{ \sqrt{-g} \left[\frac{1}{4} f(\phi) R - \frac{1}{2} g(\phi) \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + V(\phi) \right] + \sum_i q_i(\phi) \mathcal{L}_i \right\}, \quad (6)$$

где $f(\phi)$, $g(\phi)$, $V(\phi)$ — некоторые функции, $q_i(\phi)$ — функции связи, а $\mathcal{L}_i$ — плотность лагранжиана материальных полей в Стандартной модели (3).

Теория Бранса–Дикке [55], наиболее известная среди альтернативных теорий, соответствует следующему выбору

$$f(\phi) = \phi, \quad g(\phi) = \frac{\omega}{\phi}, \quad V(\phi) = 0. \quad (7)$$

Заметим, что в теории Бранса–Дикке член с кинетической энергией поля ϕ не является каноническим, имея размерность квадрата энергии. В этой теории постоянная ω обозначает наблюдаемые отклонения от ОТО, которая оказывается справедлива в пределе $\omega \rightarrow \infty$. Укажем, что в рамках теории Бранса–Дикке можно

сформулировать принцип Маха, согласно которому инерция тел появляется из-за взаимодействия с распределённым веществом во Вселенной. На самом деле, в этой теории гравитационная постоянная пропорциональна ϕ^{-1} , зависящей от тензора энергии-импульса вещества через полевые уравнения. Эксперимент 2003 г. с КА Cassini [31] дал ограничение $|\omega| \gtrsim 40000$. Есть и другие альтернативные теории, мотивирующие проведение гравитационных экспериментов (см. [7, 39]).

2.2. Параметризованный постньютоновский (ППН) формализм

Обобщение феноменологической параметризации метрического тензора гравитационного поля, первоначально предложенного Эддингтоном для особого случая, привело к созданию метода, названного параметризованным постньютоновским (ППН) формализмом (см. [16, 39, 56–66]). Давая структуру гравитационного метрического тензора в виде набора потенциалов, этот метод справедлив в случае медленных движений и слабого поля и пригоден для работы с широким классом метрических теорий, включая ОТО как частный случай. Будучи однозначно связанными со специфическими свойствами симметрии и инвариантности рассматриваемой теории, некоторые параметры ППН-разложения метрического тензора меняются от теории к теории (подробнее см. в [16]).

Если для простоты предположить выполняемость лоренцевой и пространственной инвариантностей, а также сохранение энергии-импульса, метрический тензор для системы из N точечных гравитационных источников в четырёхмерном пространстве-времени запишется следующим образом [67]:

$$\begin{aligned} g_{00} &= 1 - \frac{2}{c^2} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}} + \frac{2\beta}{c^4} \left[\sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}} \right]^2 - \frac{1+2\gamma}{c^4} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j \dot{\mathbf{r}}_j^2}{r_{ij}} + \\ &+ \frac{2(2\beta-1)}{c^4} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}} \sum_{k \neq j} \frac{\mu_k}{r_{jk}} - \frac{1}{c^4} \sum_{j \neq i} \mu_j \frac{\partial^2 r_{ij}}{\partial t^2} + \mathcal{O}(c^{-5}), \\ g_{0\alpha} &= \frac{2(\gamma+1)}{c^3} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j \dot{\mathbf{r}}_j^2}{r_{ij}} + \mathcal{O}(c^{-5}), \\ g_{\alpha\beta} &= -\delta_{\alpha\beta} \left(1 + \frac{2\gamma}{c^2} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}} + \frac{3\delta}{2c^4} \left[\sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}} \right]^2 \right) + \mathcal{O}(c^{-5}), \end{aligned} \quad (8)$$

где индексы j и k относятся к системе N тел и k включает в себя i , чье движение и рассматривается. Кроме того, μ_j — гравитационная постоянная для тела j : $\mu_j = G_N m_j$, где G_N — универсальная ньютоновская гравитационная постоянная, а m_j — масса покоя изолированного тела j . Далее, вектор $\mathbf{r}_i$ — барицентрический радиус-вектор этого тела, вектор $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$ направлен от тела i к телу j , $r_{ij} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$, а вектор $\mathbf{n}_{ij} = \mathbf{r}_{ij}/r_{ij}$ — единичный вектор вдоль этого направления.

Поскольку ОТО заменяет скалярный гравитационный потенциал классической физики на симметричный тензор второго ранга, последний переходит в первый в особых предельных случаях: для слабых гравитационных полей и малых по сравнению со световой скоростью, предсказания теории сходятся с тем, что предсказывает ньютоновский закон гравитации. Член с $1/c^2$ в выражении для g_{00} и есть ньютоновский предел; члены с $1/c^4$, помноженные на параметры β, γ , уже являются постнью-

тоновскими. В ряде современных экспериментов в расчёте релятивистского распространения света уже учитывают и следующий член, помноженный на пост-постньютоновский параметр δ [6, 7] (например, эксперименты LATOR и BEACON, см. раздел 5.1).

В рамках ППН-формализма конкретная метрическая теория гравитации полностью характеризуется десятью ППН-параметрами [16, 17, 68, 69]. Помимо γ, β , это ещё восемь параметров: $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \zeta, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \zeta_4$ (они не входят в уравнения (8), подробнее см. [16]). Формализм однозначно предсказывает значения этих параметров для каждой конкретной теории. Гравитационные эксперименты могут быть подвергнуты анализу в рамках ППН-формализма; результаты этих экспериментов позволяют определить значения этих параметров, а следовательно, и самого метрического поля.

В особом случае рассмотрения только двух ППН-параметров (γ, β) эти параметры имеют ясный физический смысл: γ представляет собой меру кривизны пространства-времени, создаваемой единичной массой покоя; β — мера нелинейности закона суперпозиции гравитационных полей. ОТО в стандартной ППН-калибровке даёт $\beta = \gamma = 1$, и все остальные восемь параметров исчезают; эта теория, таким образом, принадлежит двумерному пространству ППН-теорий.

Теория Бранса – Дикке [55] содержит, помимо метрического тензора, скалярное поле и константу связи ω , что даёт следующие значения для параметров ППН: $\beta = 1$, $\gamma = (1 + \omega)/(2 + \omega)$, где ω — неизвестный безразмерный параметр этой теории. Более общие скалярно-тензорные теории позволяют получить параметр β , отличный от единицы [17, 68–71].

Для анализа движения системы N тел, рассматривают лагранжиан L_N [16, 17, 67, 72]. С точностью, достаточной для большинства гравитационных экспериментов в Солнечной системе, лагранжиан может выражаться следующим образом [7, 72, 73]:

$$L_N = \sum_i m_i c^2 \left(1 - \frac{\dot{\mathbf{r}}_i^2}{2c^2} - \frac{\dot{\mathbf{r}}_i^4}{8c^4} \right) - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}} \left(1 + \frac{1 + 2\gamma}{2c^2} (\dot{r}_i^2 + \dot{r}_j^2) + \frac{3 + 4\gamma}{2c^2} (\dot{\mathbf{r}}_i \dot{\mathbf{r}}_j) - \frac{1}{2c^2} (\mathbf{n}_{ij} \dot{\mathbf{r}}_i)(\mathbf{n}_{ij} \dot{\mathbf{r}}_j) \right) + \left(\beta - \frac{1}{2} \right) \sum_{i \neq j \neq k} \frac{G^2 m_i m_j m_k}{r_{ij} r_{ik} c^2} + \mathcal{O}(c^{-4}). \quad (9)$$

Лагранжиан в виде (9) приводит к ньютоновскому ускорению точечной массы и релятивистскому возмущению в барицентрической системе отсчёта в Солнечной системе⁴ [17, 68, 69, 72]:

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{r_{ij}^3} \left\{ 1 - \frac{2(\beta + \gamma)}{c^2} \sum_{l \neq i} \frac{\mu_l}{r_{il}} - \frac{2\beta - 1}{c^2} \sum_{k \neq j} \frac{\mu_k}{r_{jk}} + \gamma \left(\frac{\dot{\mathbf{r}}_i}{c} \right)^2 + (1 + \gamma) \left(\frac{\dot{\mathbf{r}}_j}{c} \right)^2 - \frac{2(1 + \gamma)}{c^2} \dot{\mathbf{r}}_i \dot{\mathbf{r}}_j - \frac{3}{2c^2} \left[\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \dot{\mathbf{r}}_j}{r_{ij}} \right]^2 + \frac{1}{2c^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \ddot{\mathbf{r}}_j \right\} +$$

$$+ \frac{1}{c^2} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}^3} \left\{ [\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j] [(2 + 2\gamma) \dot{\mathbf{r}}_i - (1 + 2\gamma) \dot{\mathbf{r}}_j] \right\} (\dot{\mathbf{r}}_i - \dot{\mathbf{r}}_j) + \frac{3 + 4\gamma}{2c^2} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j \ddot{\mathbf{r}}_j}{r_{ij}} + \mathcal{O}(c^{-4}). \quad (10)$$

Для определения орбит планет и КА, необходимо описание распространения электромагнитных сигналов между любыми двумя точками пространства. Соответствующее временное уравнение для света может быть получено из метрического тензора (8):

$$t_2 - t_1 = \frac{r_{12}}{c} + (1 + \gamma) \sum_i \frac{\mu_i}{c^3} \ln \left[\frac{r_1^i + r_2^i + r_{12}^i + (1 + \gamma) \mu_i / c^2}{r_1^i + r_2^i - r_{12}^i + (1 + \gamma) \mu_i / c^2} \right] + \mathcal{O}(c^{-5}), \quad (11)$$

где t_1 относится ко времени передачи сигнала, а t_2 — ко времени его приёма, r_1, r_2 — барицентрическое положение передатчика и приёмника, а r_{12} — расстояние между ними (подробнее см. в [72]). Члены порядка $\propto \mu_i^2$ существенны лишь для Солнца, а для остальных тел Солнечной системы их можно опустить.

ППН-формализм служит удобным методом для проверки релятивистских теорий гравитации в контексте гравитационных экспериментов. Основные свойства метрического тензора ППН, которые даются уравнением (8), хорошо установлены и широко используются в современной астрономической практике (см. [16, 17, 68, 69, 75–77]). На практике метрику используют для получения функции Лагранжа системы N гравитирующих тел [16, 17], которая затем используется для нахождения уравнений движения гравитирующих тел и света, а именно, с помощью уравнений (10) и (11). Общерелятивистские уравнения движения (10) используются для создания численных алгоритмов вычисления эфемерид Солнечной системы, определения орбит КА [17, 72, 77] и анализа гравитационных экспериментов в Солнечной системе [7, 16, 78].

2.3. ППН-перенормированные дополнения общей теории относительности

Как известно, к настоящему времени ОТО выдержала все проверки [6], давая всё более точные значения, в частности, для параметров ППН (γ, β), а именно: $\gamma - 1 \leq (2,1 \pm 2,3) \times 10^{-5}$, полученное с помощью КА Cassini [31], и $\beta - 1 \leq (1,2 \pm 1,1) \times 10^{-4}$, полученное из анализа данных ЛДЛ [28] (см. рис. 1).

Принимая во внимание феноменологические успехи ОТО, разумно использовать эту теорию в качестве стандартной для описания экспериментов. В этом смысле, любое возможное отклонение от ОТО представляет собой малое возмущение на фоне этой теории. Эти возмущения пропорциональны перенормированным ППН-параметрам (например, $\bar{\gamma} \equiv \gamma - 1$, $\bar{\beta} \equiv \beta - 1$, и т.д.), которые равны нулю в ОТО, но могут принимать значения отличные от нуля в других теориях гравитации. На языке метрического тензора, эта процедура ППН-возмущений может быть представлена

$$g_{mn} = g_{mn}^{\text{GR}} + \delta g_{mn}^{\text{PPN}}, \quad (12)$$

где метрика g_{mn}^{GR} получена из (8) подстановкой значений ППН-параметров из ОТО ($\gamma = \beta = 1$), а $\delta g_{mn}^{\text{PPN}}$ — возму-

⁴ При описании движения космического аппарата в Солнечной системе принимают во внимание также и силы, действующие со стороны астероидов и спутников планет [74].

щение ППН-перенормированной метрики. Если предположить лоренцеву инвариантность, пространственную инвариантность и сохранение полного момента, то для системы N точечных гравитирующих источников возмущение перенормированной метрики ППН запишется как

$$\begin{aligned}\delta g_{00}^{\text{PPN}} &= -\frac{2\bar{\gamma}}{c^4} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j \dot{\mathbf{r}}_j^2}{r_{ij}} + \\ &+ \frac{2\bar{\beta}}{c^4} \left(\left[\sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}} \right]^2 + 2 \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}} \sum_{k \neq j} \frac{\mu_k}{r_{jk}} \right) + \mathcal{O}(c^{-5}), \\ \delta g_{0\alpha}^{\text{PPN}} &= \frac{2\bar{\gamma}}{c^3} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j \dot{\mathbf{r}}_j^\alpha}{r_{ij}} + \mathcal{O}(c^{-5}), \\ \delta g_{\alpha\beta}^{\text{PPN}} &= -\delta_{\alpha\beta} \frac{2\bar{\gamma}}{c^2} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}} + \mathcal{O}(c^{-5}).\end{aligned}\quad (13)$$

С учетом малости значений параметров ППН $\bar{\gamma}$ и $\bar{\beta}$, возмущение метрики ППН $\delta g_{mn}^{\text{PPN}}$ представляет собой очень малое изменение на фоне величины g_{mn}^{GR} . Выражения (13) воплощают собою "дух" многих экспериментов (когда предполагается, что ОТО в целом дает правильное описание экспериментальной ситуации и направляет исследования на поиск малых отклонений).

Аналогичным образом получается ППН-перенормированный лагранжиан (9)

$$L_N = L_N^{\text{GR}} + \delta L_N^{\text{PPN}}, \quad (14)$$

где L_N^{GR} — лагранжиан в ОТО, а δL_N^{PPN} имеет вид:

$$\begin{aligned}\delta L_N^{\text{PPN}} &= -\frac{1}{2} \frac{\bar{\gamma}}{c^2} \sum_{i \neq j} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}} (\dot{\mathbf{r}}_i + \dot{\mathbf{r}}_j)^2 + \\ &+ \frac{\bar{\beta}}{c^2} \sum_{i \neq j \neq k} \frac{G^2 m_i m_j m_k}{r_{ij} r_{ik}} + \mathcal{O}(c^{-4}).\end{aligned}\quad (15)$$

Уравнения движения (10) также могут быть представлены в ППН-перенормированной форме с явной зависимостью от ППН-возмущенного ускорения:

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = \ddot{\mathbf{r}}_i^{\text{GR}} + \delta \ddot{\mathbf{r}}_i^{\text{PPN}}, \quad (16)$$

где $\ddot{\mathbf{r}}_i^{\text{GR}}$ получается из уравнений (10) при подстановке значений ППН-параметров, рассчитанных по ОТО, а поправка к ускорению $\delta \ddot{\mathbf{r}}_i^{\text{PPN}}$ выглядит как [7]:

$$\begin{aligned}\delta \ddot{\mathbf{r}}_i^{\text{PPN}} &= \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{r_{ij}^3} \left\{ \left(\left[\frac{m_G}{m_I} \right]_i - 1 \right) + \frac{\dot{G}}{G} (t - t_0) - \right. \\ &- \frac{2(\bar{\beta} + \bar{\gamma})}{c^2} \sum_{l \neq i} \frac{\mu_l}{r_{il}} - \frac{2\bar{\beta}}{c^2} \sum_{k \neq j} \frac{\mu_k}{r_{jk}} + \frac{\bar{\gamma}}{c^2} (\dot{\mathbf{r}}_i - \dot{\mathbf{r}}_j)^2 \left. \right\} + \\ &+ \frac{2\bar{\gamma}}{c^2} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j}{r_{ij}^3} \{ (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)(\dot{\mathbf{r}}_i - \dot{\mathbf{r}}_j) \} (\dot{\mathbf{r}}_i - \dot{\mathbf{r}}_j) + \\ &+ \frac{2\bar{\gamma}}{c^2} \sum_{j \neq i} \frac{\mu_j \ddot{\mathbf{r}}_j}{r_{ij}} + \mathcal{O}(c^{-4}).\end{aligned}\quad (17)$$

Уравнение (17) удобно для исследований гравитации. Так, помимо членов с перенормированными ППН-параметрами $\bar{\gamma}$ и $\bar{\beta}$, оно содержит параметр

$([m_G/m_I]_i - 1)$, который отвечает за возможное неравенство гравитационной и инертной масс, и облегчает исследования возможного нарушения ПЭ (см. раздел 4.1.2 и [6]); кроме того, уравнение (17) также содержит параметр $\dot{G}/G$, облегчающий исследования возможной вариации гравитационной постоянной со временем (см. раздел 4.4.2). Заметим, что в ОТО $\delta \ddot{\mathbf{r}}_i^{\text{PPN}} \equiv 0$.

Наконец, мы получаем ППН-расширенные уравнения (11), которые могут быть представлены как $t_2 - t_1 = \Delta t_{12} = \Delta t_{12}^{\text{GR}} + \delta \Delta t_{12}^{\text{PPN}}$, где ППН-возмущение выглядит так:

$$\delta \Delta t_{12}^{\text{PPN}} = \frac{\bar{\gamma}}{c^3} \sum_i \mu_i \ln \left[\frac{r_1^i + r_2^i + r_{12}^i + 2\mu_i/c^2}{r_1^i + r_2^i - r_{12}^i + 2\mu_i/c^2} \right] + \mathcal{O}(c^{-5}). \quad (18)$$

Уравнения (16), (17) позволяют четко сформулировать цели исследований и удобны для описания гравитационных экспериментов (особенно в Солнечной системе), которые будут обсуждаться ниже.

3. Поиски новых физических явлений за пределами общей теории относительности

Фундаментальные законы природы, насколько мы знаем их сегодня, описываются Стандартной моделью частиц и полей и ОТО. Стандартная модель устанавливает семейства фермионов (лептоны и кварки) и их взаимодействия с помощью векторных полей, которые передают сильные, слабые и электромагнитные силы. ОТО — теория гравитации тензорного поля с универсальным взаимодействием с частицами и полями Стандартной модели.

Тем не менее, несмотря на элегантность и простоту ОТО и успехи Стандартной модели, наше сегодняшнее понимание фундаментальных законов природы имеет ряд недостатков. Несмотря на то, что последние достижения в теории струн [47, 79] выглядят многообещающими, поиск реалистичной квантовой теории гравитации всё ещё остаётся нерешённой проблемой. Трудности, встречающиеся на пути квантования гравитации, показывают, что чисто тензорная теория гравитации в ОТО требует модификации. Заметный прогресс в наблюдательной космологии в последнее время подталкивает ОТО к поиску новых, неэйнштейновских моделей эволюции Вселенной. Принято считать, что для решения этих проблем требуется новая физика.

Новые теоретические модели, способные решить вышеуказанные проблемы, включают новые типы взаимодействий, некоторые из которых могут привести к нарушению ПЭ, вариациям фундаментальных констант, нарушению закона обратных квадратов на коротких расстояниях, нарушению лоренцевой симметрии, а также новым гравитационным явлениям на больших расстояниях. Каждое из этих проявлений открывает уникальные возможности для проведения экспериментов космического базирования и, в случае удачи, для больших открытий.

Ниже обсуждается мотивация для нового поколения гравитационных экспериментов в Солнечной системе, которые, как ожидается, смогут улучшить точность проверок релятивистской гравитации на пять порядков величины по сравнению с нынешним уровнем [6, 80, 81]. В частности, обсуждаются теоретические модели, предсказывающие неэйнштейновское поведение, которое может

быть исследовано в экспериментах в пределах Солнечной системы. Такое интересное поведение приводит к большому количеству предложенных космических экспериментов для изучения новых эффектов (подробнее см. раздел 4).

3.1. Теория струн/М-теория и тензорно-скалярные расширения общей теории относительности

Понимание гравитации на квантовом уровне позволит выяснить, является ли гравитационная "постоянная" переменной, как для остальных типов фундаментальных взаимодействий в природе. Теория струн/М-теория [82] дает отрицательный ответ на этот вопрос, исходя из теоремы о неперенормируемости суперсимметрии, исходной симметрии теории струн/М-теории и моделей бран [83–87]. Модели однопетлевой квантовой гравитации могут допускать переменность гравитационной постоянной, поскольку они обладают свойством асимптотической свободы [88–90]. В отсутствие механизма экранировки гравитации асимптотическая свобода может означать, что квантовые поправки к гравитации могут иметь место на макроскопических или даже на космологических расстояниях, что может иметь отношение к проблеме темной материи [91] и, в частности, к вопросу крупномасштабного строения Вселенной. В любом случае правдоподобно предположение, что эффекты квантовой гравитации проявляют себя лишь на космологических масштабах.

Согласованность между квантовым описанием вещества, геометрическим описанием пространства-времени и появлением сингулярностей на масштабах небольшой кривизны показывает, что для адекватного описания внутренних областей чёрных дыр и эволюции вблизи Большого взрыва нужна законченная теория квантовой гравитации: такая теория, в которой гравитация и связанная с ней геометрия пространства-времени описываются на квантовом уровне. Несмотря на большие усилия, прикладываемые в этом направлении, к настоящему времени неизвестно о существовании такой законченной и самосогласованной теории; тем не менее есть ряд перспективных кандидатов.

Теория струн считается наиболее перспективным путём совмещения ОТО с квантовой механикой [82]. Так, спектр теории замкнутых струн содержит в качестве безмассовых собственных значений гравитон, g_{MN} , дилатон, Φ , и антисимметричный тензор второго ранга, B_{MN} . Существуют различные пути, с помощью которых можно получить физику нашего четырёхмерного мира, и главная трудность заключается в нахождении естественного механизма, который бы зафиксировал массу поля дилатона, поскольку это поле не обретает потенциал ни в одном из порядков струнной теории возмущений. Несмотря на то, что использование обычных квантово-полевых теорий физики элементарных частиц ведет к приемлемым (квантовым) теориям эффективного гравитационного поля при низких энергиях, оно дает модели, совершенно лишённые предсказательной силы при высоких энергиях.

В качестве возможного механизма для обхождения приведённой выше трудности Дамур и Поляков [92, 93] предложили использовать струнно-петлевые вклады, отсчитываемые взаимодействием дилатона, а не его потенциалом. Ими был предложен принцип наименьшего

взаимодействия (ПНВ), реализующийся с помощью космологического аттрактора (см., например, [92–96]), который может примирить существование безмассового скалярного поля в мире низких энергий с существующими пределами на возможные нарушения ОТО (и с космологическим расширением). Заметим, что на сегодняшний день неизвестно, может ли этот механизм быть реализованным в теории струн. Авторы предположили существование безмассового скалярного поля Ψ (например, на эквипотенциальной поверхности), взаимодействующего с веществом посредством гравитации. Априори это выглядит феноменологически невозможным, однако Дамуру и Полякову удалось обнаружить механизм космологического аттрактора (МКА), который стремится изменить Ψ так, чтобы взаимодействие с веществом стало $\ll 1$.

Опуская антисимметричный тензор второго ранга и вводя фермионы, $\hat{\psi}$, поля Янга–Миллса, $\hat{A}^m$, с напряжённостью поля $\hat{F}_{mn}$, в пространстве-времени, описываемом метрикой $\hat{g}_{mn}$, соответствующее эффективное низкоэнергетичное четырёхмерное струнное действие может быть записано в общей форме:

$$S_{\text{eff}} = \int d^4x \sqrt{-\hat{g}} \left\{ B(\Phi) \left[\frac{1}{\alpha'} (\hat{R} + 4\hat{\nabla}_m \hat{\nabla}^m \Phi - 4(\hat{\nabla}\Phi)^2) - \frac{k}{4} \hat{F}_{mn} \hat{F}^{mn} - \bar{\hat{\psi}} \gamma^m \hat{D}_m \hat{\psi} - \frac{1}{2} (\hat{\nabla}\chi)^2 \right] - \frac{m_\psi}{2} \chi^2 \right\}, \quad (19)$$

где⁵

$$B(\Phi) = \exp(-2\Phi) + c_0 + c_1 \exp(2\Phi) + c_2 \exp(4\Phi) + \dots,$$

α' — величина, обратная к натяжению струны, а k — постоянная калибровочной группы; χ — инфляционное поле, а константы $c_0, c_1, \dots$ могут быть, в принципе, определены из расчетов.

Чтобы вернуться к эйнштейновской гравитации, проводят конформные преобразования с $g_{mn} = B(\Phi) \hat{g}_{mn}$, что приводит к эффективному действию, в котором константы взаимодействия и массы являются функциями перемасштабированного дилатона, φ :

$$S_{\text{eff}} = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{\tilde{m}_p^2}{4} R - \frac{\tilde{m}_p^2}{2} (\nabla\varphi)^2 - \frac{\tilde{m}_p^2}{2} F(\varphi) (\nabla\psi)^2 - \frac{1}{2} \tilde{m}_\varphi^2(\chi) \chi^2 + \frac{k}{4} B_F(\varphi) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + V_{\text{vac}} + \dots \right], \quad (20)$$

из чего следует, что $\tilde{m}_p^{-2} = 4\pi G = (1/4)\alpha'$, и константы взаимодействия и массы теперь зависят от дилатона, поскольку $g^{-2} = k B_F(\varphi)$ и $m_A = m_A[B_F(\varphi)]$.

МКА приводит к некоторым общим предсказаниям, даже не обладая информацией о конкретной структуре различных функций связи, таких, как, например, $m_\psi(\varphi)$, $m_A[B_F(\varphi)]$, ... Основное предположение, которое нужно сделать, состоит в том, что струнно-петлевые поправки таковы, что у некоторых функций $m(\varphi)$ существует минимум при каком-то (конечном или бесконечном) значении φ_m . Во время инфляционной фазы динамика подчиняется системе связанных дифференциальных

⁵ В общем случае можно ожидать, что для каждого из полей вещества будет своя функция взаимодействия: $B_l \rightarrow B_\phi \neq B_F \neq B_\psi \neq B_\chi$ и т.д.

уравнений для фактора масштаба, ψ и ϕ . В частности, уравнение движения для ϕ содержит член, пропорциональный $-(\partial/\partial\phi)m_\chi^2(\phi)\chi^2$. Во время инфляции (т.е. когда у ψ большое значение вакуумного среднего) эта связь приближает ϕ к ее особой точке ϕ_m , где $m_\psi(\phi)$ достигает минимума. Как только ϕ оказывается достаточно близко к ϕ_m , ϕ существенно (классически) освобождается от связи с ψ (так, что процесс инфляции протекает так, будто бы ϕ отсутствует). Подобный механизм аттрактора существует и в других фазах космологической эволюции и стремится отделить ϕ от доминирующего космологического вещества. Для того чтобы этот механизм эффективно работал, необходима особая точка ϕ_m , приблизительно сводящая к минимуму все важные функции связи. Одним из вариантов получить такую точку в полевого пространстве является предположение о том, что все функции связи имеют конечные пределы при $\phi_m = +\infty$. Это приводит к так называемому сценарию *убегающего дилатона* [92, 93]. В этом случае простое предположение, что $B_i(\Phi) \simeq c^i + \mathcal{O}(\exp(-2\Phi))$ при $\Phi \rightarrow +\infty$ дает, что $\phi_m = +\infty$ — аттрактор, где все связи исчезают.

Этот механизм также предсказывает (почти независимо от построения) значения для отклонений пост-эйнштейновских параметров $\bar{\gamma}$ и $\bar{\beta}$ от ОТО. Для простоты будем рассматривать лишь теории, в которых $g(\phi) = q_i(\phi) = 1$. Таким образом, для теории, в которой величиной $V(\phi)$ можно локально пренебречь (при условии, что масса достаточно мала с космологической точки зрения), показано, что в ППН-пределе, если записать

$$\ln A(\phi) = \alpha_0(\phi - \phi_0) + \frac{1}{2}\beta_0(\phi - \phi_0)^2 + \mathcal{O}(\phi - \phi_0)^3, \quad (21)$$

где $A(\phi)$ — функция связи скаляра с веществом, а фактор, который позволяет записать теорию в эйнштейновском виде в этой модели $g_{mn} = A^2(\phi)\hat{g}_{mn}$. Тогда два пост-эйнштейновских параметра имеют вид:

$$\bar{\gamma} = -\frac{2\alpha_{\text{had}}^2}{1 + \alpha_{\text{had}}^2} \simeq -2\alpha_{\text{had}}^2$$

и

$$\bar{\beta} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_{\text{had}}^2}{(1 + \alpha_{\text{had}}^2)^2} \frac{\partial \alpha_{\text{had}}}{\partial \phi} \simeq \frac{1}{2} \alpha_{\text{had}}^2 \frac{\partial \alpha_{\text{had}}}{\partial \phi}. \quad (22)$$

где α_{had} — константа дилатонного взаимодействия с веществом. Эта модель противоречит всем экспериментально-установленным ограничениям на возможные нарушения ОТО. В то же время, все предсказываемые нарушения связаны друг с другом. Например, можно установить следующую связь между нарушением ПЭ и измерениями ППН-параметра γ , проведенными в экспериментах в Солнечной системе:

$$\frac{\Delta a}{a} \simeq 2,6 \times 10^{-5} \bar{\gamma}. \quad (23)$$

Исходя из того, что существующие проверки ПЭ устанавливают предел на отношение $\Delta a/a$ порядка 10^{-13} (см. раздел 4.1), находим, что $\bar{\gamma} \leq 6 \times 10^{-9}$. Заметим, что верхний предел $\bar{\gamma}$ в экспериментах КА Cassini был 10^{-5} , так что в данном случае необходимая для про-

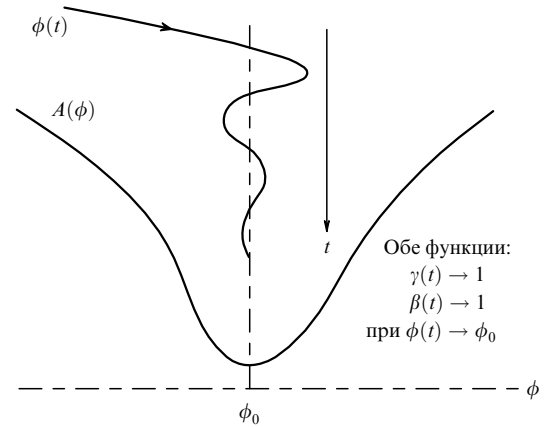


Рис. 3. Типичная космологическая динамика фонового скалярного поля в случае, если функция связи этого поля с веществом $V(\phi)$ имеет аттрактор ϕ_0 . Сила взаимодействия скалярного поля с веществом пропорциональна производной (наклону) функции взаимодействия, поэтому она уменьшается по мере приближения к аттрактору, и оба параметра Эддингтона γ и β (и также все более высокие структурные параметры) в этом пределе приближаются к своим значениям в случае чисто тензорной гравитации. Но малая остаточная скалярная гравитация должна оставаться и сегодня, потому что этот динамический процесс еще не завершен [36, 71, 95].

верки МКА чувствительность эксперимента достигнута не была.

Есть также возможность того, что динамика полевой материи развивается из точки минимальной связи с веществом. В [93] показано, что ϕ может стремиться к значению $\phi_m(x)$ во время эры преобладания вещества, когда дилатон отделился от вещества. Для универсальной связи $f(\phi) = g(\phi) = q_i(\phi)$ (см. (6)) это должно стимулировать повышение точности проверок ПЭ и других тестов ОТО. В работах [94–96] предполагается, что при большом числе несамостоятельных типов вещества константы связи определяются квантовыми поправками этих видов вещества, и ϕ ведет себя как убегающий дилатон с асимптотическим значением $\phi_m \rightarrow \infty$. Вследствие ПНС зависимость масс от дилатона подразумевает, что частицы по-разному падают в гравитационное поле, а следовательно, происходит нарушение слабого ПЭ. Хотя в условиях Солнечной системы эффект весьма невелик, порядка $\Delta a/a \simeq 10^{-18}$, применение уже доступной экспериментальной технологии потенциально способно провести проверку этих предсказаний, которая представляла бы собой отдельное экспериментальное подтверждение теории струн/М-теории.

Эти теоретические открытия предполагают, что имеющееся в настоящее время согласие между ОТО и экспериментом может быть совместимо с существованием скалярного вклада в гравитацию. В частности, Дамур и Нордтведт [70, 71] (см. также [92, 93] для обзора неметрических версий этого механизма и [94–96] относительно последних результатов в сценарии с убегающим дилатоном) нашли, что скалярно-тензорная теория гравитации может включать в себя "встроенный" механизм космологического аттрактора к ОТО. Эти сценарии предполагают, что скалярный параметр связи $\bar{\gamma}/2$ был во времена ранней Вселенной (т.е. до расширения) порядка единицы, и показывают, что затем он стал близким, но не точно равным нулю. Рисунок 3 иллюстрирует этот механизм более подробно.

Параметр Эддингтона γ , значение которого в ОТО — единица, является, возможно, наиболее фундаментальным параметром ППН в том смысле, что величина $\bar{\gamma}/2$ является мерой, в частности, удельной силы скалярного гравитационного взаимодействия в скалярно-тензорных теориях гравитации [35, 36]. В теории возмущений таких теорий все другие ППН-параметры во всех релятивистских порядках стремятся к своим значениям в ОТО пропорционально $\bar{\gamma}/2$. При некоторых предположениях (см., например, [71]) можно даже оценить порядок величины силы оставшегося взаимодействия в настоящее время, который, в зависимости от массовой плотности Вселенной, может быть записан в виде $\bar{\gamma} \sim \sim 7,3 \times 10^{-7} (H_0/\Omega_0^3)^{1/2}$, где Ω_0 — отношение текущей плотности к критической, а H_0 — постоянная Хаббла в единицах $100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. По сравнению с космологической постоянной эти модели скалярных полей не противоречат современным наблюдениям для более низкой плотности вещества, $\Omega_0 \sim 0,2$, на более поздних временах, $(H_0 t_0) \approx 1$. Если так оно и есть, уровень $\bar{\gamma} \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ был бы нижней границей для современного значения ППН-параметра $\bar{\gamma}$ [70, 71].

В работах [94–96] была получена оценка величины $\bar{\gamma}/2$ в рамках концепции, совместимой с теорией струн и современной космологией, подтверждающая результаты [70, 71]. В этих последних исследованиях рассматривался сценарий, при котором структурно-независимое объединение дилатона и адронной материи приводит к регистрируемым отклонениям от ОТО в высокоточных экспериментах по отклонению света в Солнечной системе. В этих работах задаются лишь некие общие свойства функций связи (для больших значений поля, например, для "аттрактора на бесконечности") и затем только предполагается, что $\bar{\gamma}$ была порядка единицы в начале классического периода расширения. В [95, 96] было показано, что можно соотносить современное значение $\bar{\gamma}/2$ с космологическими флуктуациями плотности. Для простейших потенциалов инфляции (предпочитаемых результатами Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP), т.е. $m^2 \chi^2$ [97]) в работах [94–96] найдено, что современное значение $\bar{\gamma}$ может быть немногим менее 10^{-7} . В частности, в этой теории $(1 - \gamma)/2 \simeq \alpha_{\text{had}}^2$, где α_{had} — величина взаимодействия дилатона с адронной материей; она зависит от модели инфляционного потенциала $V(\chi) \propto \chi^n$, где χ — поле инфляции; уровень ожидаемых отклонений от ОТО составляет $\sim 0,5 \times 10^{-7}$ для $n = 2$ [95, 96]. Заметим, что эти предсказания основаны на модели скалярно-тензорной теории гравитации, которая совместима с современными космологическими моделями и является их частью (подробнее см. в [7]).

Для сценария убегающего дилатона сравнение с действием минимально взаимодействующего скалярного поля,

$$S_\phi = \frac{c^3}{4\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{4} R + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \right], \quad (24)$$

показывает, что отрицательный скалярный кинетический член приводит к действию, аналогичному "духу" в квантовой теории поля, и соотносится с "фантомной энергией" в космологическом контексте [98]. Такая модель скалярного поля теоретически может приводить к ускорению при движении поля *вверх* по направлению к

максимуму. Фантомные поля приводят к катастрофическим ультрафиолетовым неустойчивостям, поскольку возбуждения частицы имеют отрицательную массу [44, 99, 100]; тот факт, что энергия не ограничена снизу, позволяет распадаться вакууму с испусканием высокоэнергетичных реальных частиц и духов с отрицательной энергией, что противоречило бы ограничениям на космические лучи сверхвысоких энергий [101].

Такого убегающего поведения потенциально можно избежать, если ввести в действие кинетические члены более высокого порядка. Одно из воплощений этой идеи — "конденсат духов" [102]. В этом случае скалярное поле обладает отрицательной кинетической энергией вблизи $\dot{\phi} = 0$, но квантовые неустойчивости скомпенсированы добавлением к лагранжиану скалярного поля поправок более высокого порядка вида $(\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi)^2$. Энергия "духа" в этом случае ограничена снизу, и при $w \geq -1$ эволюция дилатона стабильна [103]. Градиент $\partial_\mu \phi$ не исчезает в вакууме, нарушая лоренцеву инвариантность, и это может иметь важные следствия в космологии и в лабораторных экспериментах.

Анализ данных, обсуждавшихся выше, предсказывает очень малые наблюдаемые постньютоновские отклонения от ОТО в Солнечной системе в диапазоне значений $\bar{\gamma}/2$ от 10^{-5} до 5×10^{-8} , таким образом, призывая к повышению точности нового поколения экспериментов (таких, как проекты LATOR и BEACON; подробнее см. раздел 5.1). Во многих случаях подобные проверки потребуют точности, сравнимой с величиной эффектов следующего постньютоновского порядка ($\propto G^2$) [6, 104], что обещает важные результаты в физике XXI века.

3.2. Наблюдательная мотивация

для новых проверок общей теории относительности

Недавние астрофизические измерения углового распределения реликтового излучения [105], масс крупномасштабных структур [106] и фотометрически-определённых расстояний до сверхновых типа Ia [107–109] наложили строгие ограничения на космологическую постоянную Λ , а также привели к революционному заключению: темп расширения Вселенной ускоряется. Анализ этих наблюдений в рамках космологических моделей показал, что классически ведущее себя скалярное поле сейчас доминирует в плотности энергии Вселенной. Такие модели продемонстрировали преимущества Λ , а именно: совместимость с инфляцией, предсказывающей плоскостность пространства; возраст Вселенной, превышающий его значение в Стандартной модели Эйнштейна–де Ситтера; и совместно с холодной темной материей предсказания относительно строения крупномасштабных структур, не противоречащие данным наблюдений галактик. Вкупе с тем фактом, что модели скалярного поля накладывают своеобразный отпечаток на анизотропию реликтового излучения Вселенной, они оказываются вполне жизнеспособными и подлежащими проверке в ближайшем будущем. Это совершенно неожиданное открытие показывает необходимость проверки важных идей, касающихся природы гравитации. Мы сейчас находимся в "фазе открытия новой физики" и, поскольку существует много теоретических моделей с ненулевым Λ , важно использовать каждую возможность пролить свет на физику, находящуюся в основе наблюдаемых явлений.

Описание квантового вещества в классической гравитации также представляет интересную задачу: в особенности с учётом возможности того, что нулевые флуктуации материальных полей дают ненулевой вклад в плотность энергии вакуума ρ_{vac} , соответственно выражению $-\sqrt{-g}\rho_{\text{vac}}$, в формуле (3) для S_{SM} [52, 53]. Это эквивалентно добавлению члена с "космологической постоянной" $+ \Lambda g_{mn}$ в левую часть эйнштейновских уравнений (5) при $\Lambda = 8\pi G_M \rho_{\text{vac}}/c^4$. Последние космологические наблюдения говорят в пользу положительного значения Λ , соответствующего $\rho_{\text{vac}} \approx (2,3 \times 10^{-3} \text{ эВ})^4$. Столь малое значение ничтожно мало влияет на динамику Солнечной системы и связанные с ней гравитационные тесты. Квантование гравитационного поля само по себе представляет очень трудную задачу из-за неперенормируемости возмущений эйнштейновского лагранжиана [48, 53]. Теория суперструн предлагает перспективный путь решения этой проблемы.

На сегодняшний день существует множество доказательств того, что более 70 % критической плотности Вселенной находится в форме темной энергии с "отрицательным давлением"; насчет природы и происхождения этой формы вещества понимание отсутствует. Тот факт, что расширение Вселенной в настоящее время проходит период ускорения, сейчас кажется хорошо установленным: это прямо определено из измерений кривых блеска нескольких сотен сверхновых типа Ia [107–109], и независимо от этого установлено из наблюдений с помощью проекта WMAP [97] и других экспериментов по исследованию реликтового излучения [110, 111]. Космическое ускорение может быть согласовано с ОТО путем введения некой таинственной космической жидкости с большим отрицательным давлением, называемой темной энергией. В простейшем случае темной энергией является космологическая постоянная, но, к сожалению, минимальное ее значение, согласно оценкам, оказывается слишком большим — примерно на 55 порядков (обзоры см. в [112, 113]).

Большинство теоретических подходов работает в тени проблемы космологической постоянной — самой запутанной структурной проблемы в физике. Этот факт побудил рассматривать большое количество других возможностей, большинство из которых основано на предположении $\Lambda = 0$, связывая динамическую темную энергию с новым скалярным полем (см. [114, 115] и далее). Тем не менее ни одно из этих предположений не лишено серьезных недостатков. Пытаясь решить эту проблему, многие авторы рассматривали возможность, что космическое ускорение происходит не от какого-то вида материи, а является следствием новой гравитационной физики (см. обсуждение в [112–114]). В частности, подобные расширения ОТО в низкоэнергетической области [114–116], как было показано, предсказывают соответствующую экспериментам эволюцию Вселенной, не требуя введения темной энергии [117]. Ожидается, что эти динамические модели объяснят ускоренное расширение Вселенной без привлечения темной энергии, а также смогут в то же время предсказать наблюдаемые эффекты на масштабах Солнечной системы.

3.3. Модификация гравитации как альтернатива темной энергии

Определенные модификации действия Гильберта–Эйнштейна (2), состоящие в добавлении членов, которые

расходятся, когда скалярная кривизна стремится к нулю, могут имитировать темную энергию [114, 115]. В последнее время для альтернативного описания темной энергии были предложены модели, включающие в себя обратные степени кривизны (в общем случае допускается произвольная зависимость от кривизны или так называемая $f(R)$ -гравитация [45]). В этих моделях существует, вообще говоря, больше распространяющихся степеней свободы в гравитационном секторе, чем те две, что содержатся в безмассовом гравитоне в ОТО. Самые простые модели подобного типа добавляют члены с отрицательными степенями скалярной кривизны в действие ($\Delta \mathcal{L} \propto 1/R^n$), вводя таким образом в систему новое скалярное возмущение. Для значений параметров, требуемых для объяснения ускорения Вселенной, это скалярное поле в вакууме практически безмассово, что противоречит результатам экспериментов в Солнечной системе.

Тем не менее можно показать, что модели с отрицательными степенями других инвариантов, в частности, тех, которые расходятся при $r \rightarrow 0$ в решении Шварцшильда, вообще говоря, позволяют получить приемлемый предел слабого поля на малых расстояниях от источников посредством экранирования дополнительных степеней свободы на малых расстояниях [118]. Такие теории могут приводить к ускорению на больших временах, но обычно создают одну или две проблемы. Либо они противоречат проверкам ОТО в Солнечной системе из-за дополнительных динамических степеней свободы [119], либо они содержат духоподобные степени свободы, которые трудно совместить с фундаментальными теориями.

Идея о том, что космологическое ускорение Вселенной может быть вызвано изменениями гравитации на очень больших расстояниях, а не темной энергией, в последнее время привлекает всё большее внимание. Подобные изменения могли бы, в частности, быть вызваны дополнительными размерностями пространства, по которым гравитация распространяется на космические расстояния. Вдобавок к возможности своей проверки космологическими наблюдениями теории модифицированной гравитации (обзоры см. в [44, 45]) предсказывают неэйнштейновские эффекты, проверяемые в планетарном движении, тем самым мотивируя новое поколение экспериментов в космосе [6, 7]. Примером таких теоретических исследований является модель Двали–Габададзе–Поррати, согласно которой мы живем на бране, погруженной в дополнительное измерение, а гравитация в объеме существенно слабее, чем на поверхности браны [40]. При том, что такие теории могут привести к полностью общепринятой гравитации на больших расстояниях, также возможно выбрать динамику таким образом, чтобы новые эффекты обнаруживались лишь в дальней инфракрасной области, тем самым объясняя механизм ускорения Вселенной [107–109]. Интересно заметить, что гравитационная модель Двали–Габададзе–Поррати и другие модификации ОТО содержат в себе возможности интересных и проверяемых предсказаний, которые отличают их от моделей с динамической темной энергией. Одним из результатов работы является то, что физика ускоряющейся Вселенной может быть напрямую связана со свойствами гравитации на относительно малых масштабах: от миллиметров до астрономических единиц [40, 120].

Несмотря на то, что в Солнечной системе многие эффекты, предсказываемые моделями с модифицированной гравитацией, подавлены, существуют и измеряемые эффекты, вызванные модификациями гравитации на больших расстояниях [40]. К примеру, для прецессии перигелия орбиты планеты в Солнечной системе аномальный сдвиг перигелия, $\Delta\phi$, вызванный малой поправкой δU_N к ньютоновскому потенциалу U_N , дается в радианах за оборот [120] выражением

$$\Delta\phi \simeq \pi r \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \left(\frac{\delta U_N}{r U_N} \right) \right].$$

Наиболее достоверные данные в отношении сдвигов перигелиев орбит планет касаются внутренних планет Солнечной системы, где большинство поправок пренебрежимо мало. Тем не менее, ЛДЛ дает интересную возможность проверки этих новых эффектов [28]. Вычисление ожидаемой величины эффекта для системы Земля–Луна предсказывает аномальный сдвиг $\Delta\phi \sim 10^{-12}$ [120], сравнимый с достигнутой экспериментальной точностью $2,4 \times 10^{-11}$. Таким образом, теории модифицированной гравитации приводят к интересной возможности открытия новой физики, к которой можно будет подобраться с новым поколением астрометрических измерений [7].

3.4. Модели скалярного поля — кандидата на роль тёмной энергии

Одним из простейших кандидатов на динамическую темную энергию является скалярное поле, ϕ , с исключительно малой массой и эффективным потенциалом $V(\phi)$. Если поле медленно изменяется, его потенциальная энергия ответственна за формирование поздней эпохи инфляции, которую мы наблюдаем сейчас. Для моделей, которые включают только члены с отрицательными степенями кривизны помимо слагаемого Эйнштейна–Гильберта, тем не менее, в тех областях, где кривизна велика, скаляр может иметь большую массу, и это может сделать динамику похожей на ОТО [121]. В то же время скалярная кривизна, будучи больше, чем среднее космологическое значение, всё ещё остаётся очень малой в Солнечной системе, удовлетворяя, тем самым, ограничениям, накладываемыми существующими экспериментальными данными [122–126]. Тем не менее неясно, могут ли эти модели считаться жизнеспособными альтернативами темной энергии.

Эффективные скалярные поля общеприняты в суперсимметричных теориях поля, теории струн и М-теории. Например, теория струн предсказывает, что вакуумное среднее скалярного поля, дилатона, определяет взаимоотношение между взаимодействиями калибровочного и гравитационного полей. Вообще говоря, низкоэнергетическое эффективное действие для безмассовых мод дилатона может быть рассмотрено как скалярно-тензорная теория (как в (6)) с исчезающим потенциалом, где $f(\phi)$, $g(\phi)$ и $q_i(\phi)$ показывают дилатонную связь с гравитацией, скалярный кинетический член и калибровочные и вещественные поля соответственно, отражая однопетлевые и потенциально непертурбативные поправки.

Космологическая постоянная на струнных масштабах или экспоненциальный потенциал дилатона в рамках струнной концепции означает экспоненциальный потен-

циал в подходе Эйнштейна. Такие потенциалы квинтэссенции [113, 127–130] могут иметь масштабируемые [131] и трекинговые [132] свойства, которые позволяют плотности энергии скалярного поля эволюционировать вместе с другими компонентами вещества. Проблемное свойство масштабируемых потенциалов [131] состоит в том, что они не приводят к ускоренному расширению, поскольку плотность энергии просто следует за плотностью энергии вещества. С другой стороны, определённые потенциалы могут предсказывать плотность темной энергии, которая поочередно то доминирует во Вселенной, то распадается; в таких моделях ускорение Вселенной недолговечно [133–135]. Обобщая вышесказанное, типичные потенциалы квинтэссенции предсказывают, что плотность темной энергии изменяется во времени, в отличие от космологической постоянной. С другой стороны, скалярное поле, так же, как и космологическая постоянная, не должно иметь значительных изменений плотности в пределах горизонта событий так, чтобы они давали лишь небольшой вклад в эволюцию кластеризации вещества в крупномасштабной структуре Вселенной [136].

В дополнение к связи с обычной материей, поля квинтэссенции могут быть нетривиально связаны с темной материей [117, 137]. Струнно-петлевые эффекты, не выводимые по теории возмущений, не приводят к универсальным связям, если даже предположить, что дилатон отделяется от тёмной материи медленнее, чем от гравитации и фермионов. Эта связь может обеспечить механизм для ускорения, имея масштабируемый потенциал и в то же время не противореча проверкам принципа эквивалентности. Это также может объяснить, почему ускорение наблюдается только сейчас, будучи вызванным неминимальным взаимодействием с холодной тёмной материей, а не свойствами эффективного потенциала [138, 139]. Такие связи могут не только приводить к ускорению, но и изменять вид структуры с помощью связи с флуктуациями плотности CDM [140, 141], в отличие от моделей квинтэссенции с минимальной связью. Динамические наблюдаемые, чувствительные как к эволюции возмущений в веществе, так и к расширению Вселенной (такие, как спектр мощности излучения вещества, измеренный в крупномасштабных наблюдениях, а также спектр сходимости слабого микролензирования) могут отличать неминимальное взаимодействие от теорий с минимальным вкладом в кластеризацию.

В следующем разделе будут рассмотрены новые эффекты, которые предсказываются теориями и моделями, приведёнными выше. Кроме того, представлен список гравитационно-космических экспериментов, с помощью которых предлагается проверить эти важные предсказания.

4. Поиски новой теории гравитации с помощью космических экспериментов

Известно, что работа над ОТО началась с ПЭ, в котором постулировалось, что гравитационное ускорение неотличимо от ускорения, вызванного механическими силами; как следствие, гравитационная масса была, таким образом, равна инертной. Со времен Ньютона вопрос о равенстве инертной и пассивной гравитационной масс поднимался почти в каждой теории гравитации. Эйнштейн возвёл это равенство,

которые было еще в ньютоновской теории гравитации, до уровня ведущего постулата в своих попытках объяснить как электромагнитное, так и гравитационное ускорение одними и теми же физическими законами [1, 3–5, 143]. Так, почти 100 лет назад Эйнштейн постулировал, что не только механические законы движения, но также и негравитационные законы должны вести себя в свободно-падающих системах отсчёта так, как если бы гравитация отсутствовала. Этот принцип предсказывает одинаковые ускорения для объектов разного состава в одном и том же гравитационном поле, а также позволяет рассматривать гравитацию как геометрическое свойство пространства-времени, что приводит к интерпретации гравитации с позиций ОТО.

Заметим, что ПЭ был и остаётся в фокусе гравитационных исследований более 400 лет [29]. Еще со времен Галилея было известно, что объекты разной массы и структуры ускоряются одинаково в одном и том же гравитационном поле. В 1602–1604 годах Галилей, проведя серию опытов с наклонными плоскостями и маятниками, сформулировал закон падения тел, который вел к первой эмпирической версии ПЭ. Тем не менее результаты этих знаменитых экспериментов не публиковались в течение 35 лет. Потребовалось дополнительно ещё 50 лет, чтобы теория гравитации, описывающая эти и другие ранние гравитационные эксперименты, была опубликована Ньютоном в его *Началах* в 1687 г. На основании своего второго закона Ньютон пришел к выводу, что гравитационная сила пропорциональна массе тела, на которое она действует, и по третьему закону пропорциональна массе своего источника.

Ньютон знал, что *инертная масса* m_I , фигурирующая в его втором законе $\mathbf{F} = m_I \mathbf{a}$, может отличаться от *гравитационной массы* m_G , относящейся к силе гравитационного поля $\mathbf{F} = m_G \mathbf{g}$. Действительно, сопоставляя два уравнения, получаем, что $\mathbf{a} = (m_G/m_I) \mathbf{g}$ и, в принципе, вещества с разными значениями отношения m_G/m_I могли бы ускоряться по-разному в одном и том же гравитационном поле. Он продолжил проверять данную возможность на простых маятниках одной и той же длины, но с разной массой и составом груза, но не обнаружил различия в периодах их колебаний. На этом основании Ньютон заключил, что величина m_G/m_I является константой для всех веществ, и надлежащим выбором системы единиц это отношение может быть приведено к единице, т.е. $m_G/m_I = 1$. Бессель (1784–1846) проверил это соотношение более аккуратно, и затем, в 1899 г. решающий эксперимент Этвеша показал равенство инертной и гравитационной масс с точностью до 10^{-9} [144–146].

Сегодня, спустя более 320 лет со времени, когда Ньютон предложил всесторонний подход к изучению соотношения между двумя массами тела, это соотношение всё ещё остаётся предметом современных теоретических и экспериментальных исследований (рис. 4). Вопрос о равенстве инертной и пассивной гравитационной массы поднимается практически в каждой теории гравитации. Почти сто лет назад, в 1915 г., ПЭ стал частью основ ОТО Эйнштейна; впоследствии большие экспериментальные усилия были направлены на проверку ПЭ в поиске пределов ОТО. Так, ранние тесты ОТО были в дальнейшем улучшены Дикке с коллегами [147] до 10^{-11} . В последнее время группа в Университете Вашингтона [148, 149] сообщила о результате

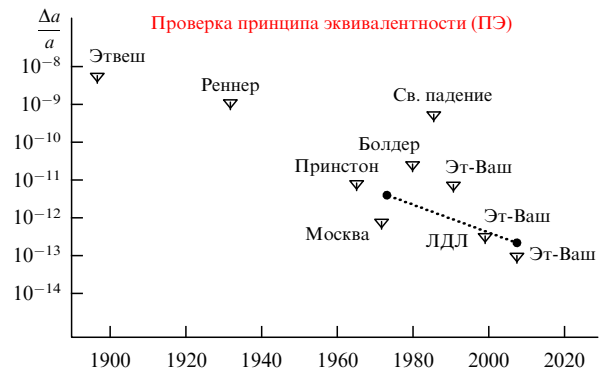


Рис. 4. Прогресс в проверках ПЭ с начала 1900-х годов по настоящее время [6].

$(m_G/m_I - 1) = 1,4 \times 10^{-13}$, подтвердив тем самым интуицию Эйнштейна. Анализ данных ЛДЛ [28] распространил такую точность и на эксперименты с телами планетарных размеров.

Ещё в 1907 г. Эйнштейн, пользуясь ранней версией ПЭ [3], был уже в состоянии сделать важные предварительные предсказания относительно влияния гравитации на распространение света, сделав, таким образом, следующий важный шаг в развитии его теории. Он осознал тот факт, что, проходя в непосредственной близости от Солнца, луч света от далекой звезды окажется притягиваемым его гравитационным полем. В результате траектория луча будет изогнута вдвое сильнее в направлении к Солнцу, чем предсказывала теория Ньютона (см. обсуждение в разделе 1). В дополнение к этому, свет, излученный звездой, будет взаимодействовать с ее гравитационным потенциалом, приводя к небольшому сдвигу излучения в красную сторону спектра. Таким образом, согласно первоначальной версии ПЭ, сформулированной Эйнштейном, свободное падение и движение по инерции были физически эквивалентны — условия составляющие суть слабого ПЭ.

Примерно в 1912 г. вместе со своим другом математиком Марселем Гроссманном Эйнштейн начал новую фазу гравитационных исследований, переведя свою работу на язык тензорного анализа Туллио Леви-Чивиты и Грегорио Риччи-Курбастро. Тензорный анализ существенно облегчал вычисления в четырёхмерном пространстве-времени, понятии, которое Эйнштейн заимствовал из математической переработки специальной теории относительности (СТО), проведённой Германом Минковским. Эйнштейн назвал свою новую теорию общей теорией относительности. После многих неудачных попыток полевые уравнения ОТО были опубликованы в окончательной форме в конце 1915 г. [4, 5]. С тех пор физики пытаются понять и проверить различные предсказания ОТО со все возрастающей точностью (см. обзор всевозможных гравитационных экспериментов существующих в период 1970–2000 в [16, 143, 150–152]).

Заметим, что хотя ПЭ оказал большое влияние на развитие ОТО, его нельзя назвать основополагающим принципом относительности — скорее, он представляет собой всего лишь прямое следствие геометрической природы теории. В ОТО свободно падающие предметы движутся по геодезическим линиям в пространстве-времени, и то, что мы называем силой гравитации, есть лишь результат нашей неспособности двигаться вдоль

геодезических, вызванной механическим сопротивлением вещества, которое и препятствует подобному движению.

В этом разделе мы обсудим проекты новых экспериментов, предложенных в целях проверки ПЭ, проверок лоренцевой и позиционной инвариантностей, поиска изменений фундаментальных констант, проверки гравитационного закона обратных квадратов, а также верификации альтернативных теорий и теорий модифицированной гравитации.

4.1. Проверки принципа эквивалентности

С тех пор как Эйнштейн разработал ОТО, была нужда в построении общей концепции, в рамках которой новую теорию можно было бы сравнить с другими теориями гравитации, совместимыми со СТО. Это было осуществлено Робертом Дикке [153, 154] в качестве части его проверки ОТО. Были предложены два новых принципа, так называемые принцип эквивалентности Эйнштейна (ПЭЭ) и сильный ПЭ (СПЭ), каждый из которых исходил из слабого ПЭ. Различие состояло лишь в их применимости к гравитационным экспериментам.

ПЭЭ утверждает, что результат локального негравитационного эксперимента в инерциальной системе отсчёта не зависит от скорости или места проведения данного эксперимента во Вселенной. Это напоминает коперниковское расширение первоначальной формулировки Эйнштейна, которое требует, чтобы подходящие системы отсчёта вели себя одинаково во всей Вселенной. С другой стороны, этот принцип является расширением постулатов СТО, утверждая, что безразмерные физические величины, такие, как постоянная тонкой структуры или отношение масс электрона и протона, постоянны. С теоретической точки зрения, ПЭЭ [28, 29, 70, 71] — один из основных в ОТО; таким образом, проверка этого принципа исключительно важна. Применительно к эксперименту ПЭЭ включает в себя три экспериментально-проверяемые гипотезы:

- 1) универсальность свободного падения (УСП), которая утверждает, что свободно падающие тела испытывают в одном и том же гравитационном поле одинаковые ускорения, вне зависимости от их состава (см. раздел 4.1),
- 2) локальная лоренц-инвариантность (ЛЛИ), которая предполагает, что темп хода часов не зависит от скорости движения часов (см. раздел 4.2),
- 3) локальная пространственная инвариантность (ЛПИ), которая постулирует, что темп хода часов также не зависит от положения часов в пространстве-времени (см. раздел 4.3).

Используя эти три гипотезы, Эйнштейн пришел к выводу, что гравитация есть геометрическое свойство пространства-времени [39, 153]. Можно проверить справедливость как ПЭ, так и полевых уравнений, которые определяют геометрическую структуру, создаваемую распределением масс. Существует также две различных "формулировки" принципа эквивалентности — слабая и сильная форма ПЭ, которые сейчас проверяются в различных экспериментах, проводимых с телами лабораторных масс и с телами астрономических размеров [29].

4.1.1. Слабый принцип эквивалентности. Слабая форма ПЭ утверждает, что гравитационные свойства сильного и электрослабого взаимодействий подчиняются ПЭ. В этом случае различие опытных тел состоит в их частично

разных ядерных связях, отношении числа нейтронов к протонам, атомных зарядах и т.д. Далее, равенство гравитационной и инертной масс поразумевает, что различные нейтральные массивные тела будут иметь одно и то же ускорение свободного падения во внешнем гравитационном поле, и поэтому в свободно падающей системе отсчета внешнее гравитационное поле появляется только в виде приливного взаимодействия [155]. Если не учитывать эти поправки, тела в свободном падении ведут себя так, словно внешняя гравитация отсутствует [156].

ОТО и другие метрические теории гравитации предполагают, что слабая форма ПЭ верна. Тем не менее многие расширения Стандартной модели, которые содержат макроскопические квантовые поля, предсказывают квантовые обменные силы, которые, вообще говоря, нарушают слабую форму ПЭ, потому что имеют дело с обобщенными "зарядами", а не с массой/энергией, как гравитация [70, 71, 92–96].

Лабораторные проверки ПЭ могут быть проведены путем сравнения ускорений свободного падения, a_1 и a_2 , различных пробных тел. Когда тела находятся на одном и том же расстоянии от источника гравитации, выражение для ПЭ приобретает изящную форму:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{2(a_1 - a_2)}{a_1 + a_2} = \left[\frac{m_G}{m_I} \right]_1 - \left[\frac{m_G}{m_I} \right]_2 = \Delta \left[\frac{m_G}{m_I} \right], \quad (25)$$

где m_G и m_I — гравитационная и инертная масса каждого тела. Чувствительность проверки ПЭ определяется точностью разностных измерений ускорения, делённой на степень различия пробных тел (например, их состава).

Были проведены многочисленные эксперименты по измерению отношения гравитационной и инертной масс тел. Недавние эксперименты с телами лабораторных размеров подтвердили слабую форму ПЭ с относительной погрешностью $\Delta(m_G/m_I)$ до $\lesssim 10^{-11}$ [147], до $\lesssim 10^{-12}$ [157, 158] и, позднее, до $\lesssim 1,4 \times 10^{-13}$ [149].

В настоящее время наиболее точный результат в проверке слабой формы ПЭ принадлежит наземным лабораториям [29, 148]. Самые последние данные [149, 159] по относительной разности ускорений бериллиевого и титанового тел получены группой Эт-Ваш⁶ и составляют $\Delta a/a = (1,0 \pm 1,4) \times 10^{-13}$. Точность этих данных достаточно высока для того, чтобы подтвердить, что сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия дают одинаковый вклад в гравитационную и инертную массы лабораторных тел. Обзор последних лабораторных экспериментов можно найти в [160]. Значительные улучшения в проверке ПЭ ожидаются от космических экспериментов [6] (рис. 5).

Независимость ускорения различных тел, падающих в гравитационном поле Земли, от их состава может быть проверена на много порядков точнее в космических лабораториях, на уровнях, на которых некоторые модели объединённой теории квантовой гравитации, материи и энергии предсказывают возможное нарушение ПЭ [70, 71, 92–95]. Заметим, что в ряде скалярно-тензорных

⁶ Группа Эт-Ваш (Eöt-Wash) в Университете штата Вашингтон в Сиэтле разрабатывает новые методы высокоточных исследований в слабом гравитационном поле и поисков новых, ещё более слабых взаимодействий (подробности см. на <http://www.npl.washington.edu/eotwash/>).

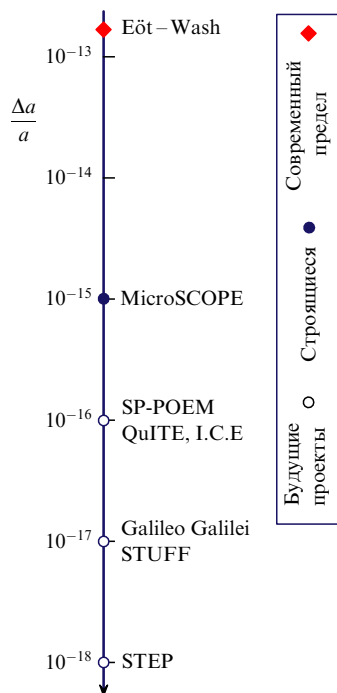


Рис. 5. Ожидаемый прогресс в проверках слабого ПЭ [6, 7].

теорий величина нарушения ПЭ и величина пятой силы, вызванной присутствием скалярного поля, может быть значительно больше в космосе, чем на Земле [161], что лишь подтверждает целесообразность космического базирования соответствующих экспериментов. Важно, что многие из этих теорий предсказывают наблюдаемые нарушения ПЭ на различных уровнях точности от 10^{-13} до 10^{-16} . Таким образом, даже подтверждение отсутствия нарушений ПЭ может быть исключительно ценно, накладывая полезные ограничения на спектр возможностей в развитии общей физической теории.

По сравнению с наземными лабораториями эксперименты в космосе могут выиграть в диапазоне различных условий, включая свободное падение и существенно уменьшенные помехи от сейсмических, термальных и многих других источников негравитационных шумов [6]. В результате существует множество экспериментов, которые предлагается провести для проверки ПЭ в космосе. Ниже мы приведем только часть этого списка проектов. Кроме того, для иллюстрации пользы различных технологий мы приведем только лишь самые показательные проекты, не вдаваясь в технические детали.

Проект "MicroSCOPE"⁷ представляет собой космический эксперимент при комнатной температуре, использующий электростатические дифференциальные акселерометры [162]. Проект находится на стадии развития при поддержке CNES⁸ и ESA с запуском, запланированным на 2010 г. Конечная цель состоит в измерении разности ускорений с точностью до 10^{-15} . Электростатические разностные акселерометры программы "MicroSCOPE"

основаны на разработках, реализованных в ходе проектов CHAMP, GRACE и GOCE⁹.

Эксперимент "Проверка принципа эквивалентности" (Principle of Equivalence Measurement; POEM) [163] представляет собой тест слабой формы ПЭ в земных условиях, находящийся в стадии разработки. Он сможет детектировать нарушения ПЭ с относительной погрешностью в ускорении 5×10^{-14} в коротком (несколько дней) варианте, и от 3 до 10 раз лучше в более длительном эксперименте. Эксперимент основан на оптическом измерении расстояния (с помощью лазерной метрологии по частоте [164]) и будет особенно чувствителен к короткодействующим силам с характерным масштабом длины $\lambda < 10$ км. Недавно также был предложен эксперимент SR-POEM — основанная на РОЕМ проверка слабой формы ПЭ при комнатной температуре во время суборбитального полета на ракетном зонде (sounding rocket; SR) [6]. Ожидается, что это позволит обнаружить нарушения ПЭ с точностью до 10^{-16} . Сейчас исследуются возможности выхода на более высокий уровень точности в орбитальном проекте. Кроме того, сейчас разрабатывается проект космического эксперимента "Космическая проверка универсальности свободного падения" (Space Test of Universality of Free Fall; STUFF) [6]; данный проект опирается на оптическую метрологию. Предполагается, что STUFF позволит достичь точности на уровне 10^{-17} при проверке ПЭ в космосе.

Проект "Проверка принципа эквивалентности с помощью квантового интерферометра" (Quantum Interferometer Test of the Equivalence Principle; QuITE) [165] предлагает метод проверки ПЭ, основанный на холодных атомах. QuITE предполагает измерить абсолютное разностное ускорение с точностью до 10^{-16} вдоль одной оси, используя для этого два близко расположенных атомных интерферометра, работающих на атомах двух разных типов¹⁰. QuITE позволит улучшить текущие пределы выполнимости ПЭ, установленные в наземных экспериментах¹¹ [166, 167], на семь-девять порядков. Кроме того, проект I.C.E.¹², создаваемый во Франции при поддержке CNES, направлен на разработку высокоточного акселерометра, основанного на когерентных атомных источниках, расположенных в космосе [168]. Точная проверка ПЭ является одной из главных целей проекта I.C.E.

Проект "Галилео Галилей" (Galileo Galilei; GG) (см. детали в [6, 169]) — итальянский космический экспери-

⁷ Micro-Satellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence (MicroSCOPE) (подробности см. на <http://microscope.onera.fr/>).

⁸ Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) — Французское космическое агентство (см. <http://www.cnes.fr/>).

⁹ В последнее время несколько гравитационных проектов были разработаны Немецким национальным исследовательским центром геоаук (GFZ). Среди них CHAMP (Gravity and Magnetic Field Mission), GRACE (Gravity Recovery And Climate Experiment Mission, совместно с НАСА) и GOCE (Global Ocean Circulating Experiment, совместно с ESA и другими европейскими странами) (см. http://www.gfz-potsdam.de/pb1/op/index_GRAM.html).

¹⁰ По сравнению с наземными условиями, в космосе время наблюдения атомов в свободном падении увеличивается почти в 10^3 раз (т.е. от миллисекунд до секунд). Большие времена интегрирования означают более точные эксперименты [6].

¹¹ Наземный аналог QuITE, названный "Проверка принципа эквивалентности атомов" (Atomic Equivalence Principle Test; AEPT), в настоящее время проводится в Стэнфордском университете. AEPT предполагает достичь точности 10^{-15} .

¹² Interférométrie à Source Cohérente pour Applications dans l'Espace (I.C.E.) (см. <http://www.ice-space.fr/>).

мент¹³, цель которого состоит в проверке ПЭ при комнатных температурах с точностью 10^{-17} . Главным элементом GG является дифференциальный акселерометр, сделанный из слабо связанных коаксиальных концентрических цилиндров, вращающихся вокруг оси симметрии и чувствительных в плоскости, перпендикулярной этой оси. GG включен в Национальный аэрокосмический план Итальянского космического агентства (ASI) для осуществления в ближайшем будущем.

"Спутниковая проверка принципа эквивалентности" (Satellite Test of Equivalence Principle; STEP) [170, 171] — эксперимент по проверке ПЭ, который предполагается провести на свободно падающей платформе в космосе, которую представляет собой бесшумный КА (с минимальным лобовым сопротивлением), вращающийся вокруг Земли. STEP позволит проверить независимость гравитационного ускорения от композиции пробных масс, контролируемых при низких температурах, путем поиска нарушений ПЭ с точностью по относительному ускорению до 10^{-18} . Этот амбициозный эксперимент позволит проверить существование каких-либо новых, неметрических дальнедействующих физических взаимодействий [6].

Этих впечатляющих свидетельств и перспектив проверки ПЭ в слабой форме на лабораторных пробных телах всё ещё недостаточно для тел астрономических масштабов. Лабораторные эксперименты по поиску нарушений слабой формы ПЭ используют тела с пренебрежимо малой собственной гравитационной энергией, и, таким образом, для проверки утверждения о равенстве вкладов собственной гравитационной энергии в инертную и пассивную гравитационную массы требуется крупномасштабный эксперимент [16]. В случае, если самогравитацией пробных тел нельзя пренебречь (в настоящий момент это относится лишь к телам астрономических размеров), соответствующий эксперимент позволит проверить предельную формулировку ПЭ — сильный принцип эквивалентности, о котором речь пойдет ниже.

4.1.2. Сильный принцип эквивалентности. В своей *сильной форме* ПЭ (Strong Equivalence Principle; SEP) расширен так, чтобы включать в себя гравитационные свойства, проистекающие собственно из гравитационной энергии [29]. Другими словами, делается предположение о том, как именно гравитация порождает гравитацию, т.е. о нелинейных свойствах гравитации. Хотя ОТО предполагает, что ПЭ в сильной форме верен, альтернативные метрические теории гравитации, например, те, что используют скалярные поля и другие дополнения гравитационной теории, обычно приводят к нарушениям сильного ПЭ (или СПЭ). В случае СПЭ соответствующие различия тел заключаются в частных вкладах в их массы собственной гравитационной энергии. Ввиду исключительной слабости гравитации пробные тела для проверки СПЭ должны иметь астрономические размеры.

СПЭ утверждает, что результаты любого локального эксперимента (т.е. гравитационного или негравитационного), проводимого в инерциальной системе отсчета, не зависят от того, где и когда этот эксперимент проводится. Это единственная форма ПЭ, которая применима

к самогравитирующим объектам (таким, как звёзды), у которых внутренние гравитационные взаимодействия являются весьма существенными. СПЭ требует, чтобы гравитационная постоянная была всегда и везде во Вселенной одной и той же, и является несовместимым с пятой силой. СПЭ гораздо более жёсток, чем ПЭЭ. ОТО является единственной известной теорией гравитации, которая совместима с этой формой ПЭ.

Нордтведт [56, 172, 173] предложил несколько экспериментов для проверки СПЭ в Солнечной системе. Одним из них был эксперимент с орбитой Луны, реализованный с помощью ЛДЛ [29]. Другой, заключавшийся в поиске нарушений сильной формы ПЭ в движении "Троянских" астероидов, был проведён и описан в работе [174]. Проверки с участием межпланетных КА рассматривались в [156] и обсуждались в [175]. Эксперимент с двойными пульсарами был предложен в работе [176]. Было показано, что двойные пульсары могут предоставить хорошую возможность для проверки СПЭ в новом режиме сильной самогравитации [36], но соответствующие проверки ещё должны достичь необходимой точности [38].

ППН-формализм (обзор см. в [16, 39, 57, 62–65]) описывает движение небесных тел в теоретическом русле, общем для широкого класса метрических теорий гравитации. Для удобства рассмотрений возможных нарушений сильной формы ПЭ, в уравнении (10) учтено возможное неравенство инертной и гравитационной масс, которое задается параметром $[m_G/m_I]_i$, выражающимся в ППН-формализме [56, 57] так:

$$\left[\frac{m_G}{m_I} \right]_{\text{SPE}} = 1 + \eta \left(\frac{E}{mc^2} \right), \quad (26)$$

где m — масса тела, E — собственная гравитационная энергия тела (отрицательная), mc^2 — полная энергия, а η — безразмерная постоянная, характеризующая нарушение сильной формы ПЭ. Любое нарушение сильной формы ПЭ количественно характеризуется параметром η : в полностью консервативных, лоренц-инвариантных теориях гравитации [16, 39] этот параметр сильной формы ПЭ соотносится с ППН-параметрами следующим образом: $\eta = 4\beta - \gamma - 3 \equiv 4\bar{\beta} - \bar{\gamma}$. В ОТО $\gamma = \beta = 1$, поэтому $\eta = 0$ (см. [16, 29, 39]).

Величина E представляет собой собственную гравитационную энергию тела ($E < 0$), которая для тела i записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \left[\frac{E}{mc^2} \right]_i &= -\frac{G}{2m_i c^2} \int_i d^3x \rho_i U_i = \\ &= -\frac{G}{2m_i c^2} \int_i d^3x d^3x' \frac{\rho_i(\mathbf{r})\rho_i(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \end{aligned} \quad (27)$$

Для сферы с радиусом R и единичной плотностью $E/mc^2 = -3Gm/5Rc^2 = -0,3v_E^2/c^2$, где v_E — вторая космическая скорость. Точные расчёты для тел Солнечной системы требуют численного интегрирования выражения (27). Расчёты в стандартной солнечной модели [177] приводят к $(E/mc^2)_\odot \sim -3,52 \times 10^{-6}$ [156]. Поскольку собственная гравитационная энергия пропорциональна m_i^2 , а также из-за исключительной слабости гравитации, типичные значения отношения (E/mc^2) составляют порядка $\sim 10^{-25}$ для тел лабораторных размеров. Таким образом, экспериментальная точность на уровне 10^{-13}

¹³ Сайт проекта "Галилео Галилей": <http://eotvos.dm.unipi.it/nobili>.

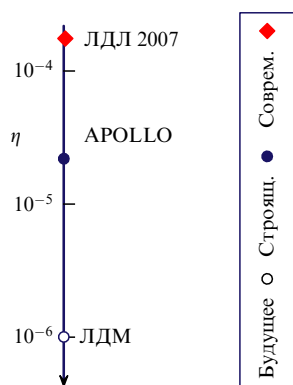


Рис. 6. Ожидаемые достижения в проверке сильного ПЭ [6, 7]. ЛДЛ — лазерная дальнометрия Луны; APOLLO — Apache Point Observatory Lunar Laser-ranging Operations; ЛДМ — лазерная дальнометрия Марса.

[149], которая так хорошо подходила для слабой формы ПЭ, уже является недостаточной для проверки того, какой вклад в инертную и гравитационную массы даёт собственная гравитационная энергия малых тел. Для проверки ПЭ в сильной форме необходимо рассматривать тела планетарных масштабов, для которых отношение (27) значительно больше.

На сегодняшний день система Земля–Луна–Солнце представляет собой наилучшую в Солнечной системе модель для проверки сильной формы ПЭ. Эксперименты по ЛДЛ были связаны с отражением лазерных лучей от массива угольных отражателей, установленных на Луне астронавтами программы "Аполлон" и советскими беспилотными посадочными аппаратами [28, 29]. Последние данные дали для возможного неравенства отношений гравитационной и инертной масс Земли и Луны значение $(-0,8 \pm 1,3) \times 10^{-13}$. Этот результат вместе с лабораторными экспериментами по проверке ПЭ в слабой форме означает проверку сильной формы ПЭ с точностью $(-1,8 \pm 1,9) \times 10^{-13}$, что соответствует значениям параметра нарушения ПЭ $\eta = (4,0 \pm 4,3) \times 10^{-4}$. Кроме того, используя последние данные КА Cassini относительно параметра γ , можно определить величину β , что даёт $\beta = (1,2 \pm 1,1) \times 10^{-4}$ (подробнее см. в [28]).

С появлением проекта APOLLO¹⁴ [27, 178] исследования по ЛДЛ переживают настоящее возрождение. Миллиметровый диапазон точности APOLLO даст один порядок увеличения точности в экспериментальных проверках слабой и сильной форм ПЭ (что приведёт к точности на уровне $\Delta a/a \lesssim 1 \times 10^{-14}$ и $\eta \lesssim 2 \times 10^{-5}$ соответственно), поиске изменений ньютоновской гравитационной постоянной (см. раздел 4.4.2) и проверке закона обратных квадратов (см. раздел 5) на масштабах расстояний от Земли до Луны (ожидаемая точность составляет 3×10^{-11}) [27].

Следующим шагом в этом направлении является межпланетная лазерная дальнометрия [179–183], например, с посадкой на Марсе. Доступный уровень технологий позволяет провести подобные измерения с точ-

ностью в несколько пикосекунд, что означало бы миллиметровую точность в измерении расстояния между Марсом и Землей. Вытекающий отсюда эксперимент по лазерной дальнометрии Марса (ЛДМ) мог бы проверить сильную и слабую форму ПЭ с точностью 3×10^{-15} и 2×10^{-6} соответственно, измерить ППН-параметр γ (см. раздел 5.1) с точностью не хуже уровня 10^{-6} , и проверить закон обратных квадратов на расстояниях порядка двух а.е. с точностью 1×10^{-14} , сильно улучшив тем самым точность существующих на сегодняшний день проверок [182] (рис. 6). ЛДМ могла бы также поспособствовать исследованиям в ряде областей науки, включая удаленные геодезические и геофизические исследования Марса.

Кроме того, с учётом недавно показанных возможностей лазерной связи на больших расстояниях (т.е. на десятках миллионов километров) в космосе [179, 180], появляется возможность повысить точность гравитационных экспериментов, используя для этого лазерную дальнометрию на межпланетных масштабах [181–183]. Научная мотивация подобных экспериментов выглядит достаточно убедительно, требуемая технология опробована и часть компонентов уже побывала в космосе. С помощью ЛДМ наши самые лучшие гравитационные лаборатории (т.е. ЛДЛ) выйдут на межпланетный уровень, представляя из себя улучшение не только в масштабах, но также и в точности перспективных методов лазерной дальнометрии.

Эксперименты, описанные выше, представляют собой примеры уникальных возможностей, предлагаемых научным сообществом для исследования справедливости ПЭ. Эти эксперименты потенциально могли бы на пять порядков повысить точность современных проверок ПЭ, расширив диапазон справедливости одного из наиболее важных физических принципов или/и привели бы к выдающимся открытиям.

4.2. Проверки лоренцевой инвариантности: поиск физики вне Стандартной модели

В последнее время наблюдается рост активности экспериментальных проверок локальной лоренц-инвариантности (ЛЛИ), особенно в том, что касается изотропии скорости света. Такой повышенный интерес обусловлен несколькими факторами, такими как новые достижения в технологии, позволяющие проводить более точные эксперименты, и появление моделей расширения Стандартной модели (PCM) как теоретической концепции для анализа и интерпретации ЛЛИ экспериментов. На сегодняшний день не зарегистрировано ни одного нарушения ЛЛИ, хотя в то же время точность ограничений на предполагаемые нарушения значительно возросла.

ЛЛИ — основополагающий принцип теории относительности, постулирующий, что результат локального эксперимента не зависит ни от скорости и ни от ориентации экспериментального оборудования. Для того чтобы обнаружить нарушение этого принципа, необходимо построить альтернативную теорию в целях интерпретации эксперимента, многие из которых уже появились. Формализм Робертсона–Мансури–Сексля (РМС) [39, 184–186] представляет собой хорошо известную пробную теорию параметризации отклонений от лоренц-инвариантности. В этом формализме предполагается, что есть выделенная система отсчёта, в которой скорость света изотропна. Обычно рассматривается изменение частоты в резонаторе в зависимости от направ-

¹⁴ The Apache Point Observatory Lunar Laser-ranging Operations (APOLLO) — новая станция лазерной дальнометрии Луны, которая была недавно построена в Нью-Мексико и начала функционировать в 2006 г.

ления вектора Пойнтинга по отношению к направлению скорости лаборатории в некоторой выделенной системе отсчёта (как в [187, 188]), обычно связываемой с реликтовым излучением.

Обычные преобразования Лоренца при переходе к другим системам отсчёта в общем виде выглядят так:

$$t' = a^{-1} \left(t - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{x}}{c^2} \right), \quad (28)$$

$$\mathbf{x}' = d^{-1} \mathbf{x} - (d^{-1} - b^{-1}) \frac{\mathbf{v}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{x})}{v^2} + a^{-1} \mathbf{v} t,$$

где коэффициенты a, b, d являются функциями величины v скорости относительного движения систем отсчёта. Эти преобразования являются самыми общими взаимно-однозначными преобразованиями, которые позволяют сохранить прямолинейное движение в отсутствие сил. В случае СТО с синхронизацией часов по Эйнштейну эти коэффициенты принимают знакомый вид $a = b^{-1} = [1 - (v/c)^2]^{1/2}$, $d = 1$. Во многих экспериментах, в том числе тех, которые измеряют изотропию скорости света при прохождении в одном направлении [189] или при распространении света по замкнутой траектории, наблюдаемые величины являются функциями a, b, d , но не процедуры синхронизации. Ввиду этой простой особенности концепция РМС широко используется для интерпретации многих экспериментов [186]. Чаще всего она используется в тех случаях, когда скорость v мала по сравнению со скоростью света c . Раскладывая a, b, d в ряд по степеням v/c , получаем:

$$a = 1 + \alpha \frac{v^2}{c^2} + \mathcal{O}(c^{-4}), \quad b = 1 + \beta \frac{v^2}{c^2} + \mathcal{O}(c^{-4}), \quad (29)$$

$$d = 1 + \delta \frac{v^2}{c^2} + \mathcal{O}(c^{-4}).$$

РМС параметризует возможные нарушения ЛЛИ с помощью отклонений параметров (α, β, δ) от их релятивистских значений $\alpha = -1/2$, $\beta = 1/2$, $\delta = 0$. Эти параметры обычно собирают в три линейные комбинации, представляющие интерес для экспериментов по а) изотропии скорости света или зависимости от углового положения ($P_{\text{MM}} = 1/2 - \beta + \delta$), например, в эксперименте Майкельсона–Морли [190] P_{MM} ограничено [187, 191, 192] величиной $(9,4 \pm 8,1) \times 10^{-11}$, б) зависимости скорости света ($P_{\text{KT}} = \beta - \alpha - 1$) (см. эксперимент Кеннеди–Торндайка [193]), P_{KT} ограничивается [187, 194] значением $(3,1 \pm 6,9) \times 10^{-7}$ и в) определению параметра растяжения времени ($P_{\text{IS}} = |\alpha + 1/2|$), измеренного в эксперименте Айвса–Стилвелла [195] и ограниченного [196] величиной $2,2 \times 10^{-7}$. Проверка лоренц-инвариантности проводилась в течение ~ 1 года путем сравнения резонансных частот двух низкотемпературных оптических резонаторов, расположенных ортогонально по отношению к направлению вращения Земли. В работе [191] сообщается об ограничении на возможное значение анизотропии скорости света c на уровне $\Delta c/c = (2,6 \pm 1,7) \times 10^{-15}$, который с тех пор был улучшен еще на порядок [197].

Надо заметить, что концепция РМС не является завершённой, поскольку она ничего не говорит о динамике, или о том, как данные часы и стержни относятся к фундаментальным частицам. В частности, преобразования координат (28) имеют смысл лишь в том случае, если мы будем связывать координаты с измерениями, сделан-

ными на каком-то конкретном наборе стержней и часов. Если мы выберем другой набор часов и стержней, законы преобразования могут быть другими. Таким образом, сравнивать параметры РМС для двух экспериментов с физически разными наборами часов и стержней невозможно. Тем не менее к экспериментам с одним и тем же набором часов и стержней формализм РМС вполне применим и может быть использован для поиска нарушений лоренц-инвариантности¹⁵.

Ограничения на нарушение лоренц-инвариантности могут быть получены из лазерно-интерферометрических версий экспериментов Майкельсона–Морли, которые сравнивают скорость света c и максимально доступную скорость массивных частиц, c_i , вплоть до значений $\delta \equiv |c^2/c_i^2 - 1| < 10^{-9}$ [199]. Более точные проверки были проведены с помощью эксперимента Хьюза–Дривера [200, 201], где ищется временная зависимость квадрупольного расщепления ядерных зеемановских уровней вдоль орбиты Земли. Этот метод позволил достигнуть впечатляющего предела в $\delta < 3 \times 10^{-22}$ [202]. Недавний пересмотр этих результатов показал, что могут быть достигнуты на 8 порядков еще более жесткие ограничения [203]. ППН-параметр α_3 может быть использован для установления астрофизических пределов нарушения сохранения импульса и существования выделенной системы отсчета. Этот параметр, равный нулю в ОТО, может быть довольно точно определен из периода излучения пульсаров и миллисекундных пульсаров [39]. Недавние результаты дают следующее предельное значение этого ППН-параметра: $|\alpha_3| < 2,2 \times 10^{-20}$ [204].

Со времен открытия космологических причин вспышек гамма-излучения появился постоянно растущий интерес к использованию этих кратковременных явлений для исследования масштабов энергии квантовой гравитации в диапазоне от 10^{16} до 10^{19} ГэВ — вплоть до планковского масштаба. Этот энергетический диапазон может проявлять себя в измеряемых модификациях дисперсионного соотношения для электромагнитного излучения (в частности, для высокоэнергетичных фотонов, испускаемых с космологических расстояний). Ожидается, что Большой космический гамма-телескоп (GLAST)¹⁶ [205] сможет улучшить проверки ЛЛИ на несколько порядков, что позволит достичь точности на уровне $\delta \simeq 10^{-26}$ (рис. 7) [186, 205]. Проект GLAST способен измерить потоки космических гамма-лучей в диапазоне энергий от 20 МэВ до более чем 300 ГэВ, позволяя также наблюдать гамма-вспышки от 8 кэВ до 30 МэВ. Недавний успешный запуск этого гамма-телескопа (в июле 2008 г.) позволит нам вскоре по-новому взглянуть на широкий спектр физических явлений, включая черные дыры и активные галактические ядра; оптический и УФ внегалактический фон, гамма-вспышки; происхождение космических лучей и остатков сверхновых; и, кроме того, стимулирует поиск новых гипотетических явлений, таких как аннигиляция суперсимметричной темной материи и нарушение лоренц-инвариантности.

¹⁵ Формализм РМС может быть сделан более определенным путём помещения его в замкнутое динамическое окружение, такое как расширение Стандартной модели. В работе [198] было показано, что концепция РМС может быть встроена в РСМ.

¹⁶ The Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST) (см. <http://glast.gsfc.nasa.gov/>).



Рис. 7. Достижения в проверке принципа локальной лоренцевой инвариантности (ЛЛИ) с начала 1900-х годов [6] и ожидаемый результат эксперимента GLAST, совместного проекта NASA и DOE.

Стандартная модель в совокупности с ОТО считается эффективным низкоэнергетическим пределом более глубокой физической теории, которая объединяет гравитацию с физикой элементарных частиц на планковских масштабах. Эта глубокая теория может также включать в себя и нарушение лоренц-инвариантности [206–209], которое можно зарегистрировать в космических экспериментах [210]. Лоренцева симметрия может нарушаться, в частности, из-за существования нетривиальных решений в теории струн, что впервые обсуждалось в работах [211, 212]. Такие решения получают в струнно-полевой теории открытых струн и могут иметь свои следствия применительно к физике явлений с более низкой энергией. Для примера, предполагая, что вклад от нарушающих лоренцеву инвариантность взаимодействий в энергию вакуума составляет примерно половину критической плотности, получим, что должны существовать слабые взаимодействия тензорного характера, проявляющиеся на расстояниях порядка $\sim 10^{-4}$ м [117, 213]. Кроме того, нарушения лоренц-инвариантности могут приводить к нарушению фундаментальной СРТ-симметрии в локальных квантовых теориях поля [214–217]. Интересно, что это может быть экспериментально проверено в опытах с нейтральными мезонами [218, 219], ловушкой Пеннинга [220, 221] и водородно-антиводородной спектроскопией [222, 223]. Такое спонтанное нарушение СРТ-симметрии может служить объяснением барионной асимметрии во Вселенной: в ранней Вселенной после нарушения лоренцевой и СРТ-симметрии тензор-фермионные взаимодействия в низкоэнергетичном пределе струнных теорий поля приводят к появлению химического потенциала, который создает барион-антибарионную асимметрию в равновесном состоянии в присутствии взаимодействий, нарушающих закон сохранения барионного числа [223, 224]. Развитие РСМ стимулировало новую волну экспериментов, направленных на исследование неизвестных областей пространства параметров, при которых нарушается лоренц-инвариантность Стандартной модели.

Если взять Стандартную модель и добавить члены, содержащие операторы нарушения лоренц-инвариантно-

сти [225], получится расширение Стандартной модели (РСМ), которое дает феноменологическую концепцию проверки лоренц-инвариантности [211, 212, 215–217], а также предлагает множество новых проверок релятивистской гравитации в Солнечной системе [226]. По сравнению с наземными аналогами, космические эксперименты в этой области могут обеспечить улучшение точности на шесть порядков по величине. Несколько общих обзоров РСМ и соответствующих попыток приведены в работах [186, 227–230]. Последние достижения в "эфирных теориях" [231–233] показали, что эти модели действительно совместимы с ОТО [39], но предсказывают существование нескольких не исчезающих параметров, нарушающих лоренц-инвариантность, которые могут быть измерены в эксперименте. В работе [234] приводится таблица экспериментальных значений коэффициентов нарушения лоренцевой и СРТ-симметрии при минимальном формализме РСМ, а также сообщается о достигнутой точности относительно фотонов и вещества.

Поиски расширений ОТО на космических платформах известны под названием "сравнения часов". Основная идея состоит в том, чтобы иметь дело с двумя или более точными часами одновременно, а затем сравнивать их темп хода по отношению к орбитальным параметрам, таким как скорость по отношению к реликтовому излучению и положению в гравитационном окружении. РСМ допускает возможность того, что сравнение сигналов от различных часов даст очень малые различия, которые, тем не менее, могут быть зарегистрированы в эксперименте. Экспериментальные результаты на сегодняшний день приводятся в работе [234], где собраны значения коэффициентов нарушения лоренцевой и СРТ-симметрии в минимальном формализме РСМ.

Проверки ОТО и РСМ были предложены в рамках проектов "Сверхпроводящий микроволновый осциллятор" (Superconducting Microwave Oscillator; SUMO), "Эталонные атомные часы в космосе" (Primary Atomic Reference Clock in Space; PARCS) [235–237] и "Эксперимент с рубидиевыми атомными часами" (Rubidium Atomic Clock Experiment; RACE) [238], которые изначально предполагалось осуществить на международной космической станции (МКС) в период 2005–2007 гг. SUMO, эксперимент с низкотемпературным резонатором [239], должен был быть связан с PARCS в целях измерения красного смещения и проведения эксперимента Кеннеди–Торндайка, улучшив, помимо всего прочего, возможности местного осциллятора [237]. К сожалению, по программным соображениям развитие этих экспериментов было отменено НАСА в 2004 г. В настоящее время эксперимент под названием "Ансамбль атомных часов в космосе" (Atomic Clock Ensemble in Space; ACES) создаётся в целях проведения важных проверок РСМ. ACES — это европейский проект [240] в области фундаментальной физики, который использует атомные часы со стабильностью частоты и точностью до нескольких долей 10^{-16} в условиях микрогравитации, реализованных на МКС. Проект ACES поддерживается совместно ESA и CNES с предполагаемым размещением на МКС в 2013–2014 гг. [241] для эксперимента длительностью 18 месяцев [6].

Оптические часы предоставляют улучшенные возможности проверки на временную зависимость в фунда-

ментальных константах на более высоком уровне точности [242–246] (см. также [6] и далее). Подобные измерения являются интересным дополнением к проверке ЛЛИ [247] и УСП для того, чтобы экспериментально установить справедливость ПЭ. Универсальность гравитационного красного смещения может быть проверена на том же уровне точности с помощью двух оптических часов в свободном полете в изменяющемся гравитационном потенциале. Постоянство и изотропия скорости света может быть проверена непрерывным сравнением наземных и космических часов. Оптические часы на орбите вокруг Земли вкупе с достаточно точной временной и частотной связью могут улучшить существующие результаты более чем на три порядка.

Следует отметить, что существует прочная связь между космологией и возможным нарушением лоренцевой симметрии [248, 249]. Спонтанное нарушение лоренцевой симметрии приводит к существованию параметра порядка с ненулевым математическим ожиданием, который и отвечает за такое нарушение. Для спонтанного нарушения лоренцевой симметрии обычно предполагается, что за нарушение ответственны некие источники, отличные от привычной плотности вещества. Тем не менее, если лоренцева симметрия нарушается за счет внешнего источника, последний также должен оказывать влияние на космологический фон. Таким образом, для того, чтобы определить механизм такого рода нарушения, необходимо проследить за схожими нарушениями симметрии в космологии, например, в исследованиях реликтового излучения¹⁷. Другими словами, если нарушение лоренцевой симметрии будет обнаружено в экспериментах, но не будет подтверждено космологическими наблюдениями, подобное несоответствие покажет существование нового источника нарушения симметрии. Этот источник должен будет влиять на дисперсионное соотношение для частиц и поведение локальных часов, но не оказывать влияния на космологическую метрику. Такая возможность подчеркивает важность общей программы исследований всех возможных механизмов нарушения лоренцевой симметрии, включая те, которые достижимы в экспериментах, проводимых в космических лабораториях.

4.3. Проверки локальной пространственной инвариантности

Пользуясь принципом эквивалентности, Эйнштейн предсказал гравитационное красное смещение света ещё в 1907 г., однако этот эффект было очень трудно измерить астрономически. Учитывая, что слабая форма ПЭ и ЛЛИ были проверены с высочайшей точностью, эксперименты по проверке универсальности гравитационного красного смещения измеряют уровень выполнения ЛПИ. Таким образом, нарушения ЛПИ приводили бы к тому, что скорость свободно падающих часов отличалась бы

от стандартных, для примера, находящихся на поверхности Земли. Точность, с которой ЛПИ выполняется в природе, может быть параметризована выражением: $\Delta\nu/\nu = (1 + \mu)U/c^2$.

Первые данные о гравитационном красном смещении были получены в результате наблюдения за смещением спектральных линий белого карлика Сириус В, проведённых Адамсом в 1925 г. Несмотря на то, что результаты этих наблюдений, как и более поздних наблюдений за смещениями в спектрах других белых карликов, совпали с предсказаниями ОТО, спор вызывало то обстоятельство, что это смещение могло быть вызвано какими-то другими причинами, поэтому предпочтительнее было бы провести эксперимент на Земле. Эффект был окончательно проверен только в ходе эксперимента Паунда и Ребки в 1959 г.

Эксперимент Паунда и Ребки был одним из первых прецизионных экспериментов по проверке ОТО. В ходе эксперимента еще раз было подтверждено влияние гравитации на свет посредством проверки универсальности сдвига частоты $\Delta\nu$ в гравитационном поле, вытекающем из слабой формы ПЭ: $\Delta\nu/\nu = gh/c^2 = (2,57 \pm 0,26) \times 10^{-15}$, где g — ускорение свободного падения, а h — высота падения [254, 255]. Эксперимент Паунда–Ребки привел к ограничениям на возможные нарушения ЛПИ, выраженные в виде $\mu \simeq 10^{-2}$ [256]. Эксперимент основывался на измерениях эффекта Мёсбауэра между источниками и приемниками, разделёнными расстоянием в 22,5 м, что равнялось высоте башни Физической лаборатории Джефферсона в Гарвардском университете.

В 1976 г. Роберт Вессо с сотрудниками выполнили наиболее точную проверку ЛПИ, сравнивая частоты двух водородных мазеров, один из которых был расположен на Земле, а другой — на суборбитальной ракете. Получившийся в результате эксперимент, названный Gravity Probe A [257], использовал намного более высокую "башню", реализованную доступом к космической технике. Суборбитальная зондирующая ракета Scout подняла водородный мазер на высоту 10 273 км, а новая схема сбора и обработки телеметрии позволила сравнить данные с наземными водородными мазерами. Эксперимент Вессо и Левина [257, 258] установил, что относительное изменение измеренных частот совпадает со значением, предсказанным ОТО, с точностью 10^{-4} , подтверждая предсказанное Эйнштейном значение на уровне 70 миллионов долей и установив тем самым предел $|\mu| < 2 \times 10^{-4}$. Спустя более 30 лет этот результат все ещё остается одним из самых точных среди измерений гравитационного красного смещения [39]. Универсальность красного смещения была установлена также и с помощью измерений с другими типами часов. В настоящее время наиболее строгое ограничение на возможное нарушение ЛПИ выглядит так: $|\mu| < 2,1 \times 10^{-5}$ [259]. Точность в несколько миллионов в разностных измерениях μ была достигнута в работе [260]. Ожидается, что проект "Ансамбль" из атомных часов в космосе (Atomic Clock Ensemble in Space; ACES), поддерживаемый Европейским космическим агентством, позволит улучшить результаты проверок ЛПИ (рис. 8). При точности земных и космических часов на уровне 10^{-16} (или лучше!), эйнштейновский эффект гравитационного красного смещения может быть проверен с точностью до $\mu \simeq 2 \times 10^{-6}$, что улучшит предыдущую оценку в 35 раз [241].

¹⁷ Анализы реликтового излучения для поиска нарушений лоренц-инвариантности уже начались [250, 251]. В настоящее время уже создается и систематизируется классификация всех возможных операторов нарушения лоренцевой симметрии и использует поляриметрические наблюдения реликтового излучения с тем, чтобы найти связанные с таким нарушением эффекты. Нарушение лоренцевой симметрии может также иметь важные следствия в космологии, в частности, через нарушение СРТ-симметрии и бариогенезис [224, 252, 253].

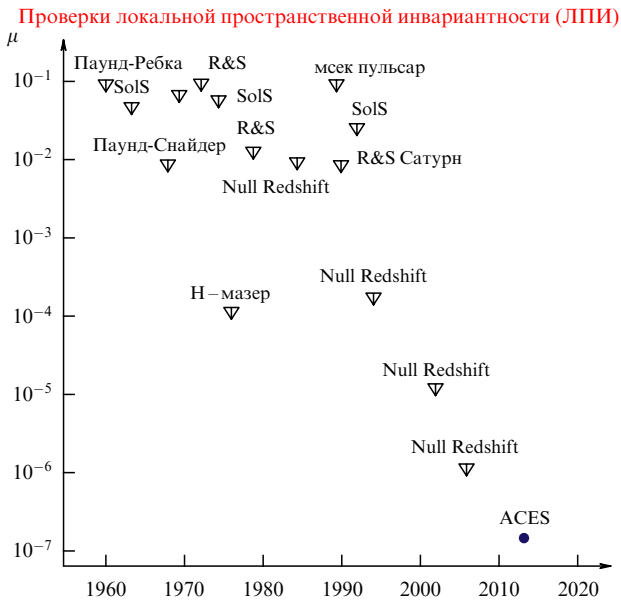


Рис. 8. Достижения в проверке принципа локальной пространственной инвариантности (ЛПИ) с начала 1950-х годов [6] и ожидаемый результат ACES, проекта ESA. "SolS" относится к исследованию солнечного спектра, "R&S" к экспериментам с ракетами и космическими аппаратами, а "Null Redshift" иллюстрирует данные сравнения различных атомных часов (см. [39]).

Таким образом, гравитационное красное смещение было измерено как в лаборатории [254–256], так и с использованием астрономических наблюдений [261, 262]. Гравитационное замедление времени в гравитационном поле Земли измерялось большое число раз с использованием атомных часов [257, 259], и успешная работа системы глобального позиционирования (GPS) [263] является ещё одним подтверждением справедливости этого эффекта. Проверки в более сильных гравитационных полях связаны с наблюдениями пульсаров в двойных системах [38, 264, 265]. Все результаты совпадают с предсказаниями ОТО [39]; тем не менее на текущем уровне точности эти наблюдения не способны отличить ОТО от других метрических теорий, сохраняющих ПЭ.

4.4. Поиск непостоянства фундаментальных констант

К идее Дирака о космологическом изменении физических констант, насчитывающей уже 70 лет, вернулись вновь, когда появились теории объединения, основанные на свойствах симметрий возможных дополнительных измерений, такие, как, например, теории в духе Калуцы–Клейна, теория Бранса–Дикке или суперсимметричная модель. Альтернативные теории гравитации [39] и теории измененной гравитации [117] включают в себя космологически развивающиеся скалярные поля, которые приводят к непостоянству фундаментальных констант. Было предположено, что изменение космологических масштабов со временем может привести к временным или пространственным изменениям физических констант, в частности, гравитационной постоянной G , постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137,037$ и отношения масс электрона и протона (m_e/m_p) [266].

Вообще говоря, ограничения на непостоянство фундаментальных констант могут быть получены из боль-

шого числа гравитационных экспериментов, таких, как, например, проверка слабого ПЭ, наблюдений за движением планет в Солнечной системе, эволюцией звезд и галактик. Они основаны на сравнении двух шкал времени, одной (гравитационное время), диктуемой гравитацией (эфемеридное, звездное время и др.), и второй (атомное время), определяемой негравитационной системой (например, атомными часами и др.) [267, 268]. К примеру, планетарная и космическая дальнометрия, наблюдения за двойными нейтронными звездами, данные о палеонтологическом и первичном нуклеосинтезе позволяют ограничить относительные изменения G [269]. Многие из соответствующих экспериментов могли бы дать ещё большую точность, если бы проводились в космосе.

4.4.1. Постоянная тонкой структуры. Современные пределы на возможную эволюцию α установлены в лабораторных экспериментах по изучению изобилия радиоактивных изотопов и флуктуаций реликтового излучения, а также другими космологическими ограничениями (обзор см. в [269]). Существует несколько типов проверок, основанных, к примеру, на геологических данных (например, измерения, касающиеся продуктов радиоактивного распада старых метеоритов), или на измерениях (астрономической природы) тонкой структуры спектров поглощения и испускания удаленных атомов (например, линий поглощения по лучу зрения у квазаров с большим красным смещением — важная методика наблюдений, которая выходит за рамки настоящего обзора). Лабораторные эксперименты основываются на сравнении либо разных атомных часов, либо атомных часов со сверхстабильными осцилляторами. Преимуществом таких экспериментов является тот факт, что они более достоверны и повторяемы, что позволяет добиться лучшего контроля за систематическими ошибками и получить лучшую статистику по сравнению с другими методами. Из очевидных недостатков лабораторных экспериментов отметим малые времена измерений, ограниченные частичной стабильностью менее точных стандартов частоты. Эти масштабы времени обычно бывают порядка месяца или года, так что полученные результаты ограничены мгновенным значением. Тем не менее малость временного масштаба компенсируется значительно большей экспериментальной чувствительностью. Такого рода проверки зависят от величины α .

К настоящему времени лучшие результаты измерений постоянства α получены при изучении явления Окло (природный ядерный реактор, работавший на территории Габона несколько миллиардов лет назад); он накладывает следующие (консервативные) ограничения на изменение α за период в 2 млрд лет [270–274]: $-0,9 \times 10^{-7} < \alpha^{\text{Oklo}}/\alpha^{\text{today}} - 1 < 1,2 \times 10^{-7}$. Переходя к среднему изменению во времени, получим:

$$-6,7 \times 10^{-17} \text{ год}^{-1} < \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} < 5 \times 10^{-17} \text{ год}^{-1}. \quad (30)$$

Заметим, что это изменение на семь порядков меньше, чем хаббловский масштаб, который составляет $\sim 10^{-10} \text{ год}^{-1}$. Сравнительно более строгие ограничения были получены из отношения количеств рения-187 и осмия-187 в метеоритах [275], что дало верхнюю границу $\dot{\alpha}/\alpha = (8 \pm 8) \times 10^{-7}$ за $4,6 \times 10^9$ лет. Кроме того, существуют и лабораторные пределы, полученные из

сравнения времени стабильных атомных часов. Исходя из того, что для электронов на первой боровской орбите $v/c \sim \alpha$, прямые измерения вариаций α могут быть проведены путем сравнения атомных часов, работающих на разных атомных переходах. Так, верхняя граница изменений α , полученная таким образом, составляет $\dot{\alpha}/\alpha = (-0,9 \pm 2,9) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}$ [242–244]. Учитывая, что точность наземных и космических часов в проекте ACES будет не хуже 10^{-16} в этом проекте можно будет достичь точности до $\simeq 10^{-16} \text{ год}^{-1}$ в изменениях постоянной тонкой структуры [241].

Существует связь между изменением фундаментальных постоянных и нарушением ПЭ: обычно первое ведет ко второму. К примеру, если бы существовали сверхлегкие скалярные частицы, их существование повлекло бы за собой непостоянство фундаментальных констант, таких как α и m_e/m_p . Ввиду того, что массы нуклонов зависят от α , взаимодействие этих частиц с нуклонами привело бы к появлению дальнедействующей силы, зависящей от изотопа [93, 269, 276–278]. Величина этого взаимодействия находится в пределах нескольких порядков от существующих экспериментальных ограничений на подобные силы; следовательно, новая сила могла бы быть потенциально измерена в прецизионных проверках ПЭ. Таким образом, существование нового взаимодействия, переносимого безмассовым (или практически безмассовым) скалярным полем, изменяющимся во времени, привело бы как к изменению фундаментальных констант, так и к нарушению слабой формы ПЭ, в конечном счете приводя к отклонениям от ОТО.

В соответствии с аргументами, приведенными выше, для макроскопических тел можно ожидать, что их массы будут зависеть от всех констант четырех известных фундаментальных взаимодействий, что привело бы к важным следствиям, касающимся движения тел. В частности, зависимость от α априори означает зависимость от состава тела, любое изменение фундаментальных констант приведет к нарушению УСП [269]. Это позволит сравнить два класса экспериментов, основанных на использовании точных часов, с одной стороны, и экспериментов, проверяющих ПЭ, с другой, чтобы найти модельно-независимые изменения параметра α [279]. В этом плане эксперименты по проверке ПЭ вне конкуренции. Так, недавно проведенный анализ отношения частоты оптического перехода $^{199}\text{Hg}^+$ на длине волны 282 нм к частоте сверхтонкого расщепления ^{133}Cs дал следующий предел относительного изменения: $\dot{\alpha}/\alpha \leq \leq 1,3 \times 10^{-16} \text{ год}^{-1}$ [246]. В то же самое время существующая точность проверок ПЭ [29] уже ограничивает эту величину как $\Delta\alpha/\alpha \leq 10^{-10} \Delta U/c^2$, где ΔU — изменение гравитационного потенциала. Таким образом, в наземных экспериментах (в которых изменение гравитационного потенциала происходит за счет орбитального движения Земли) за один год величина U_{sun}/c^2 изменяется на $1,66 \times 10^{-10}$, поэтому эксперимент с наземными часами должен в состоянии чувствовать относительный сдвиг частоты между часами с точностью до 10^{-20} для того, чтобы конкурировать с наземными экспериментами по проверке ПЭ [279].

С другой стороны, отправляя атомные часы на космическом аппарате, пролетающем от Солнца на расстоянии всего нескольких солнечных радиусов, где гравитационный потенциал вырастает до значений $10^{-6}c^2$, можно было бы провести эксперимент, который

составил бы конкуренцию существующим тестам ПЭ, если бы относительные частоты различных часов на борту корабля могли бы быть измерены с точностью не хуже 10^{-16} . Подобный эксперимент позволил бы напрямую измерить любое изменение α , стимулируя тем самым дальнейшее развитие часов космического базирования. Поскольку их точность в ближайшее время превзойдет величину 10^{-17} , оптические часы могли бы обеспечить необходимые возможности для прямого установления изменения постоянной тонкой структуры [6].

SpaceTime — эксперимент с атомными часами, предложенный для поиска изменений постоянной тонкой структуры с чувствительностью $\dot{\alpha}/\alpha \sim 10^{-20} \text{ год}^{-1}$, который будет проведен на КА и который пролетит в шести солнечных радиусах от Солнца [280]. Испытание основано на использовании инструмента, состоящего из трех часов с ионными ловушками, содержащими атомы ртути, кадмия и иттербия в одинаковых вакуумных, тепловых и магнитных условиях. Такая конфигурация позволит проводить дифференциальные измерения частоты часов, не искажаемые общими для всех трех часов шумами. Для атомов щелочных элементов чувствительность часов, основанных на атомах с разной величиной Z , по-разному реагирует на изменение постоянной тонкой структуры. В частности, наличие поправочного фактора Казимира $F(\alpha Z)$ приводит к разной чувствительности частот сверхтонких микроволновых переходов в щелочных атомах. В результате различные атомные системы с различными значениями Z обнаруживают разные зависимости частоты от изменений α ввиду своей зависимости от члена, содержащего αZ . Прямая проверка временной зависимости α может быть проведена путем сравнения двух часов, работающих на двух разных типах атомов с различным атомным числом Z . Это важное свойство проекта SpaceTime, который в соответствии с индивидуальной чувствительностью атомов каждого типа к изменениям α , способен дать ясный и четкий результат. Обнаружение любого сдвига частоты между этими тремя парами атомов в связи с изменениями гравитационного потенциала по мере того, как эти трое часов будут приближаться к Солнцу, будет означать непостоянство α .

Ясно, что приближение к Солнцу по траектории с большим эксцентриситетом с очень точными часами и инерциальными датчиками может предоставить хорошую возможность точной проверки ОТО. Потенциальное использование высокоточных оптических часов в подобных экспериментах, по-видимому, приведет к ещё более высокой точности измерений α и m_e/m_p , став хорошим обоснованием для космического размещения соответствующего эксперимента [6, 281], который, возможно, приведёт к важному научному открытию.

4.4.2. Гравитационная постоянная. Возможные изменения ньютоновской гравитационной постоянной G могут быть в зависимости от рассматриваемой космологической модели связаны с расширением Вселенной. Изменения G могут быть проверены в космосе с намного большей точностью, чем на Земле [28, 269, 282]. Так, уменьшение гравитационной постоянной G вкупе с сохранением момента импульса приводило бы к увеличению большой полуоси орбиты планеты a согласно формуле $\dot{a}/a = -\dot{G}/G$. Соответствующее изменение

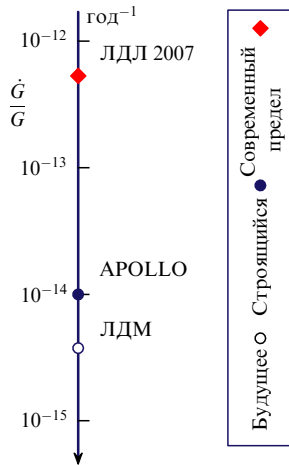


Рис. 9. Ожидаемый прогресс в проверках возможного изменения гравитационной постоянной [6, 7].

фазы орбиты растёт квадратично со временем, что приводит к сильной чувствительности к эффекту $\dot{G}$.

Космические эксперименты с использованием ЛДЛ в настоящее время наилучшим образом отвечают поиску малых пространственных или временных градиентов значения G [28, 29]. Так, последний анализ данных ЛДЛ сильно ограничил подобные изменения, установив локальный (~ 1 а.е.) масштаб расширения Солнечной системы на уровне $\dot{a}/a = -\dot{G}/G = -(5 \pm 6) \times 10^{-13} \text{ год}^{-1}$, включая влияние космологических эффектов [282]. Интересно, что из полученной точности оценки $\dot{G}/G$ следует, что если эта скорость изменений не слишком сильно менялась в истории Вселенной, то G изменилось менее чем на 1 % за 13,4 млрд лет, что существует Вселенная.

Продолжающийся сбор данных ЛДЛ и рост точности дальнометрии Луны (в частности, проект АПОЛЛО) может привести к значительным продвижениям в поиске изменений ньютоновской гравитационной постоянной; точность на уровне $\dot{G}/G \sim 1 \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}$ является в экспериментах по ЛДЛ вполне реальной [182]. Высоко-точные измерения временных параметров пульсаров в двойных системах и двойных пульсаров также могут обеспечить хорошую проверку постоянства гравитационной постоянной [28, 38, 279, 282]. Кроме того, предварительный анализ точности, которой можно достигнуть в ЛДМ, показывает, что отношение $\dot{G}/G$ может быть определено с точностью до $\dot{G}/G \sim \sim 3 \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}$ (ограничения вызваны астероидами и продолжительностью эксперимента). Более того, с помощью ЛДМ также можно определить потери солнечной массы с точностью на уровне $\dot{M}_{\odot}/M_{\odot} \sim \sim 3 \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}$ (значение, предсказываемое теориями, составляет $7 \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}$). Рисунок 9 показывает ожидаемый прогресс в установлении возможных изменений гравитационной постоянной.

5. Проверки гравитационного закона обратных квадратов

Во многих современных теориях гравитации, включая теорию струн, суперсимметрии и мира на бране, предполагается, что новые физические взаимодействия появляются на малых расстояниях. Это может происходить, в частности, из-за того, что на субмиллиметровых

расстояниях могут существовать новые измерения, изменяя, таким образом, гравитационный закон обратных квадратов [283, 284] (экспериментальный обзор см. в [159]). Силы, похожие на те, что действуют на малых расстояниях, предсказываются в суперсимметричных теориях со слабой компактификацией масштабов [285], в некоторых теориях с очень малой энергией нарушения суперсимметрии [286], а также в теориях очень малых квантовых гравитационных масштабов [287, 288]. Эти множественные предсказания в значительной степени стимулируют проведение экспериментов с целью обнаружения возможных отклонений от ньютоновского гравитационного закона обратных квадратов на очень малых расстояниях, заметных в диапазоне от 1 мм до 1 мкм.

Экспериментальное обнаружение существования новых фундаментальных сил означало бы важный шаг на пути к физике вне Стандартной модели. Большой интерес к этому предмету появился после того, как в 1986 г. было получено подтверждение существования взаимодействия на промежуточных масштабах более слабого, чем гравитационное [289], что вызвало волну новых экспериментов.

В своих простейших версиях, новое взаимодействие (или "пятая сила") может возникнуть при обмене даже легчайшим бозоном, взаимодействующим с веществом, с интенсивностью, сравнимой с гравитационной. Физика планковских масштабов может прояснить происхождение подобного взаимодействия различными способами, что привело бы к появлению модификаций типа Юкавы в выражении для энергии взаимодействия между точечными массами. Это новое взаимодействие может быть определено, к примеру, из теорий расширенной супергравитации после редукции размерности [290], компактификации пятимерных обобщенных теорий Калуцы – Клейна, включающих калибровочные взаимодействия с высокими размерностями [291], а также из теории струн или М-теории. Вообще говоря, энергия взаимодействия $V(r)$ между двумя точечными массами m_1 и m_2 может быть выражена в терминах гравитационного взаимодействия в виде:

$$V(r) = -\frac{G_{\infty} m_1 m_2}{r} \left[1 + \alpha \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \right], \quad (31)$$

где $r = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ — расстояние между массами, G_{∞} — величина гравитационного взаимодействия при $r \rightarrow \infty$, а α и λ — сила и радиус нового взаимодействия соответственно. Обычно G_{∞} надо отождествлять с ньютоновской гравитационной постоянной, и тогда гравитационное взаимодействие начинает зависеть от r . В самом деле, сила, получающаяся из уравнения (31), дается выражением:

$$\mathbf{F}(r) = \mathbf{\nabla} V(r) = -G(r) m_1 m_2 \frac{\hat{\mathbf{r}}}{r^2},$$

где $G(r) = G_{\infty} [1 + \alpha (1 + r/\lambda) \exp(-r/\lambda)]$.

Новое взаимодействие получается из предположения о том, что α — не универсальная постоянная, а параметр, зависящий от строения пробных тел [292]. Это становится ясным, если предположить, что новое бозонное поле взаимодействует с барионным числом $B = Z + N$, которое является суммой числа протонов и нейтронов. Тогда новое взаимодействие между массами с барион-

ными числами B_1 и B_2 может быть выражено через новую фундаментальную постоянную f как

$$V(r) = -f^2(B_1 B_2 / r) \exp(-r/\lambda),$$

так что постоянная α запишется в виде $\alpha = -\sigma[B_1/\mu_1][B_2/\mu_2]$, где $\sigma = f^2/G_\infty m_H^2$, $\mu_{1,2} = m_{1,2}/m_H$, а m_H обозначает массу атома водорода. Таким образом, в эксперименте галилеевского типа появляется разность ускорений двух масс m_1 и m_2 , которая дается выражением:

$$\mathbf{a}_{12} = \sigma \left[\frac{B}{\mu} \right]_{\oplus} \left(\left[\frac{B_1}{\mu_1} \right] - \left[\frac{B_2}{\mu_2} \right] \right) \mathbf{g}, \quad (32)$$

где $\mathbf{g}$ — величина гравитационного поля Земли.

В некоторых экспериментах (см. [289], где обсуждаются наиболее характерные эксперименты), основанных на идее зависимости разности ускорений от структуры, в соответствии с (32), исследовались параметры нового взаимодействия и другие структурно-независимые эффекты. Современный экспериментальный статус существенно не противоречит предсказаниям теории ньютоновской гравитации в экспериментах, занятых поиском эффектов как зависящих, так и не зависящих от структуры пробных тел. Ограничения на параметры α и λ приведены ниже:

- лабораторные эксперименты, направленные на измерение отклонений от закона обратных квадратов, наиболее чувствительны в области $10^{-2} \text{ м} \lesssim \lambda \lesssim 1 \text{ м}$, ограничивая α сверху величиной 10^{-4} ;
- гравиметрические эксперименты, чувствительные в области $10 \text{ м} \lesssim \lambda \lesssim 10^3 \text{ м}$, показывают, что $\alpha \lesssim 10^{-3}$;
- проверки, проведённые на КА, чувствительны к эффектам в области $10^5 \text{ м} \lesssim \lambda \lesssim 10^7 \text{ м}$ и предполагают, что $\alpha \lesssim 10^{-7}$;
- анализ эффектов включения скалярных полей в структуру звезд дает ограничения в диапазоне $10^8 \text{ м} \lesssim \lambda \lesssim 10^{10} \text{ м}$, так что α оказывается меньше, чем 10^{-2} .

Последние наземные эксперименты с крутильными весами [293] проверяли закон обратных квадратов на расстояниях от 9,53 мм до 55 мкм, захватывая расстояния меньше, чем масштаб длины темной энергии, который составляет $\lambda_d = \sqrt[4]{\hbar c / u_d} \approx 85 \text{ мкм}$, где плотность энергии $u_d \approx 3,8 \text{ кэВ см}^{-3}$. Было показано, что закон обратных квадратов выполняется вплоть до длин порядка 56 мкм, и дополнительное измерение не может иметь размер более 44 мкм (похожие результаты получены в [294]). Эти результаты важны, поскольку они означают, что современные эксперименты достигли такого уровня, при котором физика темной энергии может изучаться в лабораторных условиях; они также привели к появлению нового набора ограничений на новые силы [295], связав эти эксперименты с исследованиями в области физики элементарных частиц. Кроме того, последние лабораторные проверки второго закона Ньютона для малых ускорений [160, 296] также привели к полезным ограничениям, связанным с пониманием некоторых современных загадок астрофизики. Для исследования масштабов длин короче 5 мкм разрабатываются новые эксперименты [297].

Чувствительные эксперименты, направленные на поиск слабых сил, с необходимостью требуют мягкой

подвески измерительных степеней свободы. Перспективным вариантом с малой диссипацией является магнитная левитация сверхпроводника. Левитация в условиях земного тяготения, однако, требует сильного магнитного поля, которое начинает взаимодействовать со степенями свободы измерения из-за метрологических ошибок и нелинейности катушки и огрубляет метод. Сильное магнитное поле также повышает диссипацию среды. В космосе ситуация существенно улучшается. Уровень гравитационного поля Земли уменьшается на пять или шесть порядков, так что пробные массы могут поддерживаться более слабыми магнитными источниками, позволяя добиться как минимальной резонансной частоты, так и минимальной диссипации. Условия микрогравитации также позволяют улучшить нулевой эксперимент, свободный от геометрических ограничений крутильных весов.

В этой связи недавно был предложен эксперимент ISLES (Inverse-Square Law Experiment in Space), целью которого является проведение прецизионной проверки ньютоновского закона гравитации в космосе [298–300]. ISLES сочетает в себе преимущества условий микрогравитации с технологией сверхпроводящего акселерометра для того, чтобы улучшить современные ограничения на величину возможного нарушения закона обратных квадратов в диапазоне менее 100 мкм [301] на 4–6 порядков лучше, чем результаты, полученные в наземных условиях. Эксперимент будет достаточно точным для того, чтобы проверить существование дополнительных измерений вплоть до 5 мкм, а также установить возможное существование аксиона¹⁸, который, как ожидается, в случае своего существования мог бы нарушать закон обратных квадратов в диапазоне масштабов, доступных в ISLES.

Последние теоретические идеи, касающиеся новых частиц и новых размерностей, придали иную форму нашему представлению о Вселенной. Так, если следующее поколение экспериментов обнаружит силу, нарушающую закон обратных квадратов, подобное открытие может привести к существованию либо дополнительного пространственного измерения, либо массивного гравитона, либо же нового фундаментального взаимодействия [159, 295].

В то время, как наибольшее внимание приковано к поведению гравитации на коротких расстояниях, возможно, что небольшие отклонения от закона обратных квадратов встречаются на существенно больших расстояниях. На самом деле, существует возможность того, что некомпактные дополнительные измерения могут приводить к подобным нарушениям на астрономических расстояниях [120] (обсуждение см. в разделе 5.1).

Вне всякого сомнения самые жёсткие ограничения на проверку закона обратных квадратов на сегодняшний день берутся из прецизионных измерений орбиты Луны, вращающейся вокруг Земли. Хотя средний радиус лунной орбиты составляет 384 000 км, модель совпадает с данными измерений на уровне 4 мм! Отсюда следует, что

¹⁸ Аксион — гипотетическая элементарная частица, предсказанная теорией Печчеи–Куинна в 1977 г. для того, чтобы разрешить проблему сохранения комбинированной четности в сильных взаимодействиях в квантовой хромодинамике (подробности см. в работах [302–305]).

анализ данных ЛДЛ проверяет гравитационный закон обратных квадратов с точностью до 3×10^{-11} на масштабах расстояния от Земли до Луны [27].

Межпланетная лазерная дальнометрия может обеспечить условия, требуемые для улучшения проверки закона обратных квадратов на межпланетных масштабах [182]. ЛДМ могла бы быть использована для проведения таких экспериментов, что позволит достичь точности в 1×10^{-14} на расстояниях в 2 а.е., улучшая современные проверки на несколько порядков.

Хотя в большинстве современных экспериментов не наблюдается расхождений с законом Ньютона, существуют загадки, требующие дальнейшего исследования. Данные радиометрического трекинга, полученные с космических аппаратов "Пионер"-10 и "Пионер"-11 на расстояниях от Солнца между 20 и 70 а.е., определённо указывают на наличие небольшого аномального доплеровского сдвига в несущей частоте аппарата. Сдвиг может быть приписан наличию у КА направленного к Солнцу ускорения с постоянной величиной, составляющей $a_p = (8,74 \pm 1,33) \times 10^{-10} \text{ м с}^{-2}$ [306–309]. Это наблюдаемое нарушение гравитационного закона обратных квадратов известно под названием "Аномалии Пионеров".

Возможность того, что аномальное поведение будет и дальше не поддаваться попыткам общепринятых объяснений, привела к растущему интересу к установлению природы обнаруженного эффекта, включая предположения о механизмах новой физики [41, 42, 310–314] и предложения экспериментов, касающихся дальнего космоса [315–317]¹⁹. Начатое в последнее время автором исследование аномалии на основе всех данных телеметрии "Пионера" вкупе с анализом обширных доплеровских данных может в ближайшее время прояснить природу наблюдаемой аномалии [318–320].

Заметим, что помимо "Аномалии Пионеров", в динамике Солнечной системы есть также еще несколько интригующих загадок, которые все еще ожидают своего объяснения, в частности, так называемая "пролётная аномалия" [321–323], которая наблюдается во время манёвров нескольких межпланетных аппаратов в гравитационном поле Земли.

5.1. Проверки альтернативных теорий и теорий модифицированной гравитации

Сложность задачи, которую поставило неожиданное открытие ускоренного расширения Вселенной, указывает на важность исследования каждой возможности его объяснения и проверке физики, лежащей в его основе. Теоретические работы в этой области предоставляют широкий спектр новых идей, частично обсуждаемых ниже, которые могут быть проверены в эксперименте.

Изменение гравитации на больших расстояниях, вызванное проблемами темной материи и тёмной энергии, является одним из радикальных предложений, которое в последнее время привлекает большое внимание [324]. Теории, которые видоизменяют гравитацию на космологических расстояниях, приводят к появлению

сильных эффектов связи дополнительных поляризаций гравитона [325, 326]. Эти эффекты сильной связи [44] играют важную роль в ряде теорий, позволяя им удовлетворять ограничениям, налагаемым Солнечной системой. В частности, модель "брано-индуцированной гравитации" [40] предлагает новый интересный способ видоизменения гравитации на больших расстояниях для появления дополнительного ускоренного расширения Вселенной, обходясь без космологической постоянной [324, 327]. Одна из особенностей этой теории состоит в том, что на малых (некосмологических) расстояниях мы возвращаемся к обычному гравитационному взаимодействию, что стимулирует прецизионные проверки гравитации на масштабах Солнечной системы [328, 329] (см. обсуждение в [6]).

Параметр Эддингтона γ , значение которого в ОТО равно единице, является, возможно, наиболее фундаментальным параметром ППН [16, 39] ввиду того, что величина $\bar{\gamma}/2$ является мерой, например, относительной величины скалярного гравитационного взаимодействия в скалярно-тензорных теориях гравитации [71]. Наиболее точная на сегодняшний день оценка этого параметра, $\bar{\gamma} = (2,1 \pm 2,3) \times 10^{-5}$, была получена с использованием данных радиометрической навигации, полученных от аппарата Кассини [31] во время эксперимента по исследованию верхнего соединения с Солнцем²⁰. Эта точность приближается к области, где модели множественной скалярно-тензорной гравитации, согласующиеся с последними космологическими наблюдениями [54], предсказывают существование нижней границы современного значения этого параметра на уровне $\bar{\gamma} \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ [36, 70, 71, 92–95]. Таким образом, улучшение точности измерения этого параметра²¹ даст ключевую информацию для того, чтобы разделить современные скалярно-тензорные теории гравитации и ОТО, позволит рассмотреть различные возможные пути квантования гравитации и проверить современные теории космологической эволюции.

Точность современной оптической астрометрии, как указано в каталоге наблюдений космического телескопа Hipparcos, составляет порядка одной угловой миллисекунды, что дает точность в определении γ на уровне $0,997 \pm 0,003$ [331]. Будущие астрометрические проекты, такие как SIM и, в особенности, GAIA, продвинут точность на уровень нескольких угловых микросекунд, что, как ожидается, приведет к точности определения γ от 10^{-6} до 5×10^{-7} (см. обсуждение этих вопросов в [332]).

Межпланетная лазерная дальнометрия (МЛД) может значительно повысить точность определения параметра γ . Так, прецизионная дальнометрия между Землей и аппаратом на Марсе во время солнечного соединения может быть вполне подходящим вариантом (например, ЛДМ)²². Если КА, совершающий посадку на Марсе,

²⁰ Похожий эксперимент планируется провести в ходе полета на Меркурий принадлежащего ESA зонда "БепиКоломбо" [330].

²¹ Кроме того, также представляет интерес любой эксперимент, улучшающий границы возможных значений другого параметра Эддингтона β , современные измерения которого дают $\beta - 1 = (0,9 \pm 1,1) \times 10^{-4}$ (см. [28, 29]).

²² Помимо Марса, посадка на Меркурий аппарата [333], оборудованного лазерным трансивером (к примеру, в одном из полярных кратеров), также будет представлять большой интерес, поскольку даст возможность исследовать режим сильной гравитации в условиях отсутствия динамического шума астероидов [334, 335].

¹⁹ Подробности см. на веб-странице «Коллаборации исследователей "Аномалии Пионеров"» в Международном институте наук о космосе (International Space Science Institute; ISSI), Берн, Швейцария; <http://www.issi.unibe.ch/teams/Pioneer/>.

снабдить лазерным передатчиком, способным удерживать точность в 1 мм, то в измерениях величины γ становится возможным добиться точности на уровне 10^{-7} . Для превышения этого значения точности необходимо опираться на космические эксперименты [6, 182].

Проект измерения гравитационной временной задержки (Gravitational Time Delay Mission; GTDM) [336, 337] предлагает использовать лазерную дальнометрию между двумя свободными космическими аппаратами (с уровнем паразитных ускорений не выше $1,3 \times 10^{-13} \text{ м с}^{-2} \text{ Гц}^{-1/2}$ на частоте 0,4 мГц) для прецизионного измерения времени задержки Шапиро для лазерных лучей, проходящих вблизи Солнца. Один из аппаратов должен удерживаться в точке Лагранжа системы Земля–Солнце L1, а второй должен быть помещен на околоземную орбиту типа LATOR, составляющую резонанс 3:2 с орбитой Земли (подробнее см. ниже и [81, 338, 339]). Высокостабильный стандарт частоты ($\delta f/f \lesssim 1 \times 10^{-13} \text{ 1/}\sqrt{\text{Гц}}$ на 0,4 мГц), расположенный на аппарате в точке L1, позволит точно измерить время задержки. Если требования на поведение системы компенсации помех, процесса передачи времени и высокоточное определение орбиты выполнены [336, 337], тогда определение времени задержки межпланетного сигнала с точностью до 0,5 пс может дать точность до 5×10^{-7} в измерении γ .

В проекте "Лазерный астрометрический тест теории относительности" (Laser Astrometric Test of Relativity; LATOR) [81, 338–340] предполагается провести измерения параметра γ с точностью до миллиардных долей, что в 30 тыс. выше, чем наилучший сейчас результат КА Cassini, датируемый 2003 г. [31]. Ключевым элементом LATOR является геометрическая избыточность, обеспечиваемая оптическим интерферометром с длинной базой (ОИДБ) и межпланетной лазерной дальнометрией. Используя комбинацию независимых последовательностей гравитационного отклонения света в непосредственной близости к Солнцу, а также измерений времени задержки Шапиро на межпланетных масштабах (с точностью выше 0,01 прада и 3 мм соответственно), LATOR значительно расширит наши знания о релятивистской гравитации и космологии. LATOR может привести к весьма существенному прогрессу в изучении фундаментальной физики — с его помощью может быть обнаружено нарушение или дополнение ОТО, или открыто наличие дополнительного дальнедействующего взаимодействия.

Как и LATOR, проект BEACON (Beyond Einstein Advanced Coherent Optical Network) [341, 342] представляет из себя эксперимент, предложенный для достижения точности в одну миллиардную при измерениях ППН-параметра γ . Проект предполагает поместить четыре небольших космических аппарата на круговую орбиту вокруг Земли с радиусом 80 000 км так, чтобы все находились в одной плоскости. Каждый аппарат планируется оборудовать тремя наборами одинаковых лазерных трансиверов, работающих в импульсном режиме, которые будут использоваться для связи лазерными лучами между КА так, чтобы образовать гибкую трапецевидную конструкцию. В евклидовой геометрии такая система геометрически переопределена, то есть, измеряя только пять из шести расстояний, можно вычислить шестое. Для достижения своей первоочередной научной цели система BEACON прецизионно изме-

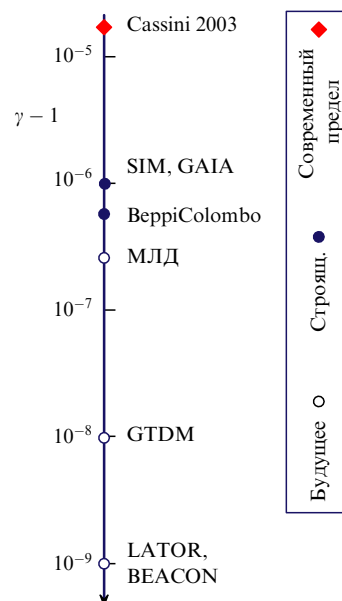


Рис. 10. Ожидаемый прогресс в измерении ППН-параметра γ [6, 7].

рит и будет наблюдать за всеми шестью расстояниями между аппаратами внутри трапеции с использованием лазерных трансиверов, позволяющих достичь точности в $\sim 0,1$ нм в измерении расстояний. Вытекающая отсюда геометрическая избыточность и есть ключевой элемент, ответственный за исключительную чувствительность BEACON к отклонениям от евклидовой геометрии. В окрестности Земли это отклонение происходит, прежде всего, ввиду кривизны релятивистского пространства-времени. Оно составляет около ~ 10 см для лазерных лучей, идущих по касательной к поверхности Земли, и дальше падает обратно пропорционально прицельному параметру. Одновременный анализ последовательных измерений этих расстояний позволит BEACON измерить кривизну пространства-времени вблизи Земли с точностью лучше, чем 10^{-9} [341] (рис. 10).

6. Заключение

Современная физика стоит на пороге больших открытий. Большое число наблюдений и растущая база соответствующих экспериментальных данных указывают на необходимость нового осмысления ряда физических явлений. Существуют как теоретические, так и экспериментальные предпосылки для существенного прогресса в области гравитационной физики. Активно развиваются такие направления научных исследований, как попытки открыть новые фундаментальные типы симметрии, установление границ уже известных типов симметрии, проверки ОТО, поиск гравитационных волн и попытки понять природу тёмной материи [6, 343]. В этой связи поиск, регистрация и изучение гравитационных эффектов неэйнштейновского характера является принципиально важной научной задачей, представляющей необходимый шаг на пути к разрешению ряда ключевых проблем современной теоретической физики, астрофизики и космологии. Настоящая работа посвящена вопросам разработки и проведения экспериментальных исследований в области фундаментальной гравитации с использова-

нием новейших измерительных технологий и инструментов космического базирования.

Значительный прогресс в наблюдательной космологии в последнее время вызвал тщательное изучение ОТО, предложив неэйнштейновскую модель эволюции Вселенной. С теоретической точки зрения, задача ещё более сложна, — если гравитация требует квантования, это означает, что ОТО необходимо видоизменить. Кроме того, последние достижения в разработке скалярно-тензорных дополнений к теории гравитации, гравитационных моделей мира на бране и видоизменениях гравитации на больших масштабах стимулируют новые исследования экспериментальных свидетельств очень малых отклонений от ОТО на различных масштабах, включая доступные для космических кораблей расстояния в Солнечной системе. Эти теоретические достижения стимулируют поиск очень малых отклонений от теории Эйнштейна, на три-пять порядков меньших, чем уровень, доступный в современных экспериментах.

Этот прогресс сопровождается значительными достижениями в измерительных технологиях. Сегодня новое поколение высокочувствительных квантовых датчиков (ультрастабильные атомные часы, акселерометры, гироскопы, гравиметры, гравитационные градиентометры) превосходит современную измерительную базу, показывая большой потенциал этих методов, основанных на создании и управлении сверххолодными атомными системами. Атомные часы и инерционные квантовые датчики представляют собой ключевую технологию для прецизионного измерения частоты и сверхточного наблюдения ускорений и вращений (см. обсуждение в [6]). Новые квантовые приборы, основанные на сверххолодных атомах, позволят в будущем перейти к уникальным экспериментам в области фундаментальной физики, представляющим из себя проверку квантовой физики, физики, выходящей за рамки Стандартной модели фундаментальных частиц и полей, СТО и ОТО [344].

Проекты, представленные здесь, составляют лишь небольшую часть богатых возможностей исследовать законы природы. Вместе с экспериментами, проводимыми в наземных лабораториях (таких, как, например, Большой адронный коллайдер²³ в ЦЕРНе), эти космические эксперименты могли бы на несколько порядков повысить точность современных проверок. В случае своего осуществления эти проекты способны привести к значительному продвижению в фундаментальной физике, обещая новые важные результаты в исследовании гравитации в ближайшее десятилетие.

Благодарности. Автор хотел бы выразить свою признательность коллегам, которые помогли в работе над текстом; в особенности, Э.Г. Адельбергеру, П.Л. Бендеру, Ф. Буйе, Ф. Вилчеку, Х. Гулду, Т. Дамуру, Г. Двали, В.Е. Жарову, Ж. Йе, К. Катлеру, Л. Каччапути, В.А. Костелецки, А. Кусенко, К. Лэммерцалю, К. Нордтведту, С. Рено, Р. Ризенбергу, А. Рудигеру, К. Саломону, Г. Тино, В.Д. Филиппсу, К. Хогану, Дж. Холлу, А.М. Черепашуку и И. Шапиро за ценные замечания и поддержку во время подготовки этой работы.

Работа была проделана в Лаборатории реактивного движения Калифорнийского технологического инсти-

тута (Пасадена, Калифорния) по контракту с НАСА и в Астрономическом институте им. П.К. Штернберга (Москва, Россия).

Список литературы

1. Фредерикс В К *УФН* **2** 162 (1921); 169 1339 (1999) [Frederiks V K *Phys. Usp.* **42** 1235 (1999)]
2. Визгин В П *УФН* **171** 1347 (2001) [Vizgin V P *Phys. Usp.* **44** 1283 (2001)]
3. Einstein A *Jarbuch Radioaktivität Elektron.* **4** 411 (1907)
4. Einstein A *Berl. Ber.* 844 (1915)
5. Einstein A *Ann. Phys.* (Leipzig) **49** 146 (1916)
6. Turyshev S G et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 1879 (2007); arXiv:0711.0150
7. Turyshev S G *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **58** 207 (2008); arXiv:0806.1731
8. Dyson F W, Eddington A S, Davidson C *Philos. Trans. R. Soc. London A* **220** 291 (1920)
9. Lenard P *Phys. Z.* **19** 156 (1921)
10. Einstein A *Ann. Phys.* (Leipzig) **35** 898 (1911)
11. Coles P, in *Historical Development of Modern Cosmology* (ASP Conf. Proc., Vol. 252, Eds V J Martínez, V Trimble, M J Pons-Bordería) (San Francisco, Calif.: Astronomical Society of the Pacific, 2001) p. 21
12. Kennefick D, arXiv:0709.0685
13. Shapiro I I, Counselman C C (III), King R W *Phys. Rev. Lett.* **36** 555 (1976)
14. Shapiro I I et al. *J. Geophys. Res.* **82** 4329 (1977)
15. Reasenberg R D et al. *Astrophys. J. Lett.* **234** L219 (1979)
16. Will C M *Theory and Experiment in Gravitational Physics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
17. Turyshev S G, NASA/JPL Publ. No. 96-013 (Pasadena, CA: NASA, 1996); gr-qc/9606063
18. Williams J G et al. *Bull. Am. Astron. Soc.* **33** 836 (2001)
19. Anderson J D et al. *Bull. Am. Astron. Soc.* **34** 833 (2002)
20. Pitjeva E V *Solar Syst. Res.* **39** 176 (2005)
21. Robertson D S, Carter W E *Nature* **310** 572 (1984)
22. Robertson D S, Carter W E, Dillinger W H *Nature* **349** 768 (1991)
23. Lebach D E et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1439 (1995)
24. Eubanks T M et al., APS/AAPT Joint Meeting Abstracts (1997) p. K11.05
25. Shapiro S S et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 121101 (2004)
26. Williams J G, Newhall X X, Dickey J O *Phys. Rev. D* **53** 6730 (1996)
27. Williams J G, Turyshev S G, Murphy T W (Jr.) *Int. J. Mod. Phys. D* **13** 567 (2004); gr-qc/0311021
28. Williams J G, Turyshev S G, Boggs D H *Phys. Rev. Lett.* **93** 261101 (2004); gr-qc/0411113
29. Williams J G, Turyshev S G, Boggs D H, in *Testing the Equivalence Principle on Ground and in Space, Pescara, Italy, Sept. 20–23, 2004* (Eds C Lämmerzahl, C W F Everitt, R Ruffini) (Berlin: Springer-Verlag, 2008); gr-qc/0507083
30. Iess L et al. *Class. Quantum Grav.* **16** 1487 (1999)
31. Bertotti B, Iess L, Tortora P *Nature* **425** 374 (2003)
32. Lange Ch et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **326** 274 (2001); astro-ph/0102309
33. Damour T, Taylor J H *Phys. Rev. D* **45** 1840 (1992)
34. Taylor J H et al. *Nature* **355** 132 (1992)
35. Damour T, Esposito-Farèse G *Phys. Rev. D* **53** 5541 (1996); gr-qc/9506063
36. Damour T, Esposito-Farèse G *Phys. Rev. D* **54** 1474 (1996); gr-qc/9602056
37. Damour T, Esposito-Farèse G *Phys. Rev. D* **58** 042001 (1998); gr-qc/9803031
38. Kramer M et al. *Science* **314** 97 (2006); astro-ph/0609417
39. Will C M *Living Rev. Relat.* **9** 3 (2006); <http://www.livingreviews.org/lrr-2006-3>; gr-qc/0510072
40. Dvali G, Gabadadze G, Porrati M *Phys. Lett. B* **485** 208 (2000); hep-th/0005016
41. Milgrom M *Acta Phys. Polon. B* **32** 3613 (2001); astro-ph/0112069
42. Bekenstein J D *Phys. Rev. D* **70** 083509 (2004); astro-ph/0403694
43. Moffat J W *JCAP* (0603) 004 (2006); gr-qc/0506021

²³ См. <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.

44. Рубаков В А, Тиняков П Г *УФН* **178** 785 (2008) [Rubakov V A, Tinyakov P G *Phys. Usp.* **51** 759 (2008)]; arXiv:0802.4379
45. Sotiriou T P, Faraoni V, arXiv:0805.1726
46. Wilczek F *Int. J. Mod. Phys. A* **23** 1791 (2008); arXiv:0708.4236
47. Witten E, in *APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics* (Ed. N Graf); *eConf* (C010630) 337 (2001)
48. Wilczek F *Int. J. Mod. Phys. A* **21** 2011 (2006); physics/0511067
49. Turyshev S G (Ed.) *Int. J. Mod. Phys. D* **16** (2007); *Proc. of the Intern. Workshop "From Quantum to Cosmos: Fundamental Physics Research in Space", May 22–24, 2006, Washington, DC, USA*; for details: <http://physics.jpl.nasa.gov/quantum-to-cosmos/>
50. Phillips W D *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 1953 (2007)
51. Yao W-M et al. (Particle Data Group) *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **33** 1 (2006) see p. 205
52. Weinberg S *Gravitation and Cosmology* (New York: Wiley, 1972)
53. Weinberg S *Rev. Mod. Phys.* **61** 1 (1989)
54. Spergel D N et al. (WMAP) *Astrophys. J. Suppl.* **170** 377 (2007); astro-ph/0603449
55. Brans C, Dicke R H *Phys. Rev.* **124** 925 (1961)
56. Nordtvedt K (Jr.) *Phys. Rev.* **169** 1014 (1968)
57. Nordtvedt K (Jr.) *Phys. Rev.* **169** 1017 (1968)
58. Nordtvedt K (Jr.) *Phys. Rev.* **180** 1293 (1969)
59. Thorne K S, Will C M *Astrophys. J.* **163** 595 (1971)
60. Will C M *Astrophys. J.* **163** 611 (1971)
61. Will C M *Astrophys. J.* **169** 125 (1971)
62. Will C M *Astrophys. J.* **165** 409 (1971)
63. Will C M *Astrophys. J.* **169** 141 (1971)
64. Will C M, Nordtvedt K (Jr.) *Astrophys. J.* **177** 757 (1972)
65. Nordtvedt K (Jr.), Will C M *Astrophys. J.* **177** 775 (1972)
66. Will C M *Astrophys. J.* **185** 31 (1973)
67. Einstein A, Infeld L, Hoffmann B *Ann. Math.* **39** 65 (1938)
68. Moyer T D *Celestial Mech.* **23** 33 (1981)
69. Moyer T D *Celestial Mech.* **23** 57 (1981)
70. Damour T, Nordtvedt K *Phys. Rev. Lett.* **70** 2217 (1993)
71. Damour T, Nordtvedt K *Phys. Rev. D* **48** 3436 (1993)
72. Moyer T D *Formulation for Observed and Computed Values of Deep Space Network Data Types for Navigation* (Hoboken, NJ: Wiley, 2003)
73. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988) [Translated into English: Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1988)]
74. Standish E M, Williams J G, in *Explanatory Supplement to the American Ephemeris and Nautical Almanac* (Ed. P K Seidelmann) (Mill Valley, Calif.: Univ. Science Books, 2008) Ch. 8 (in press)
75. Брумберг В А *Релятивистская небесная механика* (М.: Наука, 1972)
76. Brumberg V A *Essential Relativistic Celestial Mechanics* (Bristol: A. Hilger, 1991)
77. Standish E M et al., in *Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac* (Ed. P K Seidelmann) (Mill Valley, Calif.: Univ. Science Books, 1992) p. 279
78. Turyshev S G et al. *Lecture Notes Phys.* **648** 311 (2004); gr-qc/0311039
79. Witten E, in *The Future of Theoretical Physics and Cosmology* (Eds G W Gibbons, E P S Shellard, S J Rankin) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003) p. 455
80. Turyshev S G, Shao M, Nordtvedt K L (Jr.) *Int. J. Mod. Phys. D* **13** 2035 (2004); gr-qc/0410044
81. Turyshev S G, Shao M, Nordtvedt K L (Jr.), in *Lasers, Clocks, and Drag-Free: Technologies for Future Exploration in Space and Tests of Gravity* (Eds H Dittus, C Lämmerzahl, S G Turyshev) (Berlin: Springer-Verlag, 2006), p. 429; gr-qc/0601035
82. Green M, Schwarz J H, Witten E *Superstring Theory* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987)
83. Polchinski J *Phys. Rev. Lett.* **75** 4724 (1995)
84. Hořava P, Witten E *Nucl. Phys. B* **475** 94 (1996); hep-th/9603142
85. Hořava P, Witten E *Nucl. Phys. B* **460** 506 (1996); hep-th/9510209
86. Lukas A, Ovrut B A, Waldram D *Phys. Rev. D* **60** 086001 (1999)
87. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 3370 (1999)
88. Julve J, Tonin M *Nuovo Cimento B* **46** 137 (1978)
89. Fradkin E S, Tseytlin A A *Nucl. Phys. B* **201** 469 (1982)
90. Avramidy I G, Barvinsky A O *Phys. Lett. B* **159** 269 (1985)
91. Goldman T et al. *Phys. Lett. B* **281** 219 (1992)
92. Damour T, Polyakov A M *Gen. Relat. Grav.* **26** 1171 (1994); gr-qc/9411069
93. Damour T, Polyakov A M *Nucl. Phys. B* **423** 532 (1994); hep-th/9401069
94. Damour T, Piazza F, Veneziano G *Phys. Rev. Lett.* **89** 081601 (2002); gr-qc/0204094
95. Damour T, Piazza F, Veneziano G *Phys. Rev. D* **66** 046007 (2002); hep-th/0205111
96. Veneziano G *JHEP* (06) 051 (2002); hep-th/0110129
97. Bennett C L et al. (WMAP Science Team) *Astrophys. J. Suppl.* **148** 1 (2003); astro-ph/0302207
98. Caldwell R R *Phys. Lett. B* **545** 23 (2002); astro-ph/9908168
99. Cline J M, Jeon S, Moore G D *Phys. Rev. D* **70** 043543 (2004); hep-ph/0311312
100. Sergienko S, Rubakov V, arXiv:0803.3163
101. Sreekumar P et al. *Astrophys. J.* **494** 523 (1998); astro-ph/9709257
102. Arkani-Hamed N et al. *JCAP* (0404) 001 (2004); hep-th/0312100
103. Piazza F, Tsujikawa S *JCAP* (0407) 004 (2004); hep-th/0405054
104. Turyshev S G, Shao M, Nordtvedt K *Class. Quantum Grav.* **21** 2773 (2004); gr-qc/0311020
105. de Bernardis P et al. *Nature* **404** 955 (2000)
106. Peacock J A et al. *Nature* **410** 169 (2001); astro-ph/0103143
107. Perlmutter S et al. (Supernova Cosmology Project) *Astrophys. J.* **517** 565 (1999); astro-ph/9812133
108. Riess A G et al. (Supernova Search Team Collab.) *Astron. J.* **116** 1009 (1998)
109. Tonry J L et al. (Supernova Search Team Collab.) *Astrophys. J.* **594** 1 (2003); astro-ph/0305008
110. Halverson N W et al. *Astrophys. J.* **568** 38 (2002); astro-ph/0104489
111. Netterfield C B et al. (Boomerang Collab.) *Astrophys. J.* **571** 604 (2002); astro-ph/0104460
112. Carroll S M *Living Rev. Relat.* **4** 1 (2001); astro-ph/0004075
113. Peebles P J E, Ratra B *Rev. Mod. Phys.* **75** 559 (2003); astro-ph/0207347
114. Carroll S M et al. *Phys. Rev. D* **70** 043528 (2004); astro-ph/0306438
115. Carroll S M et al. *Phys. Rev. D* **71** 063513 (2005); astro-ph/0410031
116. Capozziello S, Troisi A *Phys. Rev. D* **72** 044022 (2005); astro-ph/0507545
117. Bertolami O, Paramos J, Turyshev S G, in *Lasers, Clocks, and Drag-Free Control: Exploration of Relativistic Gravity in Space* (Eds H Dittus, C Lämmerzahl, S Turyshev) (Berlin: Springer-Verlag, 2007) p. 27; gr-qc/0602016
118. Navarro I, Van Acoleyen K *JCAP* (0603) 008 (2006); gr-qc/0511045
119. Chiba T *Phys. Lett. B* **575** 1 (2003); astro-ph/0307338
120. Dvali G, Gruzinov A, Zaldarriaga M *Phys. Rev. D* **68** 024012 (2003); hep-ph/0212069
121. Cembranos J A R *Phys. Rev. D* **73** 064029 (2006); gr-qc/0507039
122. Erickcek A L, Smith T L, Kamionkowski M *Phys. Rev. D* **74** 121501 (2006); astro-ph/0610483
123. Nojiri S, Odintsov S D *Phys. Rev. D* **74** 086005 (2006); hep-th/0608008
124. Turyshev S G *Gen. Relat. Grav.* **27** 981 (1995)
125. Turyshev S G *Can. J. Phys.* **72** 17 (1996)
126. Silaev P K, Turyshev S G *Gen. Relat. Grav.* **29** 417 (1997)
127. Wetterich C *Nucl. Phys. B* **302** 645 (1988)
128. Ratra B, Peebles P J E *Phys. Rev. D* **37** 3406 (1988)
129. Wetterich C *Phys. Rev. Lett.* **90** 231302 (2003)
130. Wetterich C *Phys. Lett. B* **594** 17 (2004); astro-ph/0403289
131. Ferreira P G, Joyce M *Phys. Rev. Lett.* **79** 4740 (1997); astro-ph/9707286
132. Zlatev I, Wang L, Steinhardt P J *Phys. Rev. Lett.* **82** 896 (1999); astro-ph/9807002
133. Albrecht A, Skordis C *Phys. Rev. Lett.* **84** 2076 (2000); astro-ph/9908085
134. Dodelson S, Kaplinghat M, Stewart E *Phys. Rev. Lett.* **85** 5276 (2000); astro-ph/0002360
135. Bento M C, Bertolami O, Santos N C *Phys. Rev. D* **65** 067301 (2002); astro-ph/0106405
136. Ferreira P G, Joyce M *Phys. Rev. D* **58** 023503 (1998); astro-ph/9711102
137. Farrar G R, Peebles P J E *Astrophys. J.* **604** 1 (2004); astro-ph/0307316
138. Bean R, Magueijo J *Phys. Lett. B* **517** 177 (2001); astro-ph/0007199

139. Gasperini M, Piazza F, Veneziano G *Phys. Rev. D* **65** 023508 (2002); gr-qc/0108016
140. Bean R *Phys. Rev. D* **64** 123516 (2001); astro-ph/0104464
141. Bean R, Flanagan E E, Trodden M *New J. Phys.* **10** 033006 (2008); arXiv:0709.1124
142. Bean R, Flanagan E E, Trodden M *Phys. Rev. D* **78** 023009 (2008); arXiv:0709.1128
143. Кобзарев И Ю (Ред.) *Эйнштейновский сборник. 1986–1990* (М.: Наука, 1990)
144. v. Eötvös R *Math. Naturwissenschaft. Berichte Ungarn* **8** 65 (1890)
145. v. Eötvös R, Pekár D, Fekete E *Ann. Phys. (Leipzig)* **68** 11 (1922), English translation for the U.S. Department of Energy by J Achzen-ter, M Bickeböllner, K Bräuer, P Buck, E Fischbach, G Lubeck, C Talmadge, University of Washington preprint 40048-13-N6. — More complete English text reprinted earlier in *Annales Universitatis Scientiarum Budapestiensis de Rolando Eötvös Nominata, Sectio Geologica* **7** 111 (1963)
146. Bod L et al. *Acta Phys. Hung.* **69** 335 (1991)
147. Roll P G, Krotkov R, Dicke R H *Ann. Phys. (New York)* **26** 442 (1964)
148. Baeßler S et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 3585 (1999)
149. Adelberger E G *Class. Quantum Grav.* **18** 2397 (2001)
150. Брагинский В Б, Руденко В Н *УФН* **100** 395 (1970) [Bragin-skii V B, Rudenko V N *Sov. Phys. Usp.* **13** 165 (1970)]
151. Коноплева Н П *УФН* **123** 537 (1977) [Konopleva N P *Sov. Phys. Usp.* **20** 973 (1977)]
152. Руденко В Н *УФН* **126** 361 (1978) [Rudenko V N *Sov. Phys. Usp.* **21** 893 (1978)]
153. Dicke R H *Science* **129** 621 (1959)
154. Dicke R H, in *Evidence for Gravitational Theories* (Proc. of the Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course 20, Ed. C Möller) (New York: Academic Press, 1962) p. 1
155. Synge J L *Relativity: the General Theory* (Amsterdam: North-Holland, 1960)
156. Anderson J D et al. *Astrophys. J.* **459** 365 (1996); gr-qc/9510029
157. Braginsky V B, Panov V I *Gen. Relat. Grav.* **3** 403 (1972)
158. Su Y et al. *Phys. Rev. D* **50** 3614 (1994)
159. Adelberger E G, Heckel B R, Nelson A E *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **53** 77 (2003); hep-ph/0307284
160. Gundlach J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 150801 (2007)
161. Mota D F, Barrow J D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 291 (2004); astro-ph/0309273
162. Touboul P, Rodrigues M *Class. Quantum Grav.* **18** 2487 (2001)
163. Reasenberg R D, Phillips J D *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2245 (2007)
164. Phillips J D, Reasenberg R D *Rev. Sci. Instrum.* **76** 064501 (2005)
165. Kasevich M A, Maleki L "Quantum interferometer test of equivalence principle", <http://horology.jpl.nasa.gov/quantum/pub/QuITEsingleposter2.pdf>
166. Peters A, Chung K Y, Chu S *Metrologia* **38** 25 (2001)
167. Fray S et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 240404 (2004); physics/0411052
168. Nyman R et al. *Appl. Phys. B* **84** 673 (2006)
169. Nobili A M et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2259 (2007)
170. Mester J et al. *Class. Quantum Grav.* **18** 2475 (2001)
171. Worden P, Mester J, Torii R *Class. Quantum Grav.* **18** 2543 (2001)
172. Nordtvedt K (Jr.) *Phys. Rev.* **170** 1186 (1968)
173. Nordtvedt K (Jr.) *Astrophys. J.* **161** 1059 (1970)
174. Orellana R B, Vucetich H *Astron. Astrophys.* **273** 313 (1993); gr-qc/9210002
175. Anderson J D, Williams J G *Class. Quantum Grav.* **18** 2447 (2001)
176. Damour T, Schäfer G *Phys. Rev. Lett.* **66** 2549 (1991)
177. Ulrich R K *Astrophys. J.* **258** 404 (1982)
178. Murphy T W et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2127 (2007)
179. Smith D E et al. *Science* **311** 53 (2006)
180. Sun X et al., in *OSA Annual Meeting Abstracts, Tucson, AZ, Oct. 16–20, 2005*
181. Chandler J F et al., in *Proc. of the 14th Intern. Workshop on Laser Ranging, San Fernando, Spain* (Eds R Noomen et al.) (2005); http://cddis.nasa.gov/lw14/docs/papers/sci7b_jcm.pdf
182. Turyshev S G, Williams J G *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2165 (2007); gr-qc/0611095
183. Merkowitz S M et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2151 (2007)
184. Robertson H P *Rev. Mod. Phys.* **21** 378 (1949)
185. Mansouri R, Sexl R U *Gen. Relat. Grav.* **8** 497 (1977)
186. Mattingly D *Living Rev. Relat.* **8** 5 (2005); gr-qc/0502097; <http://www.livingreviews.org/lrr-2005-5>
187. Wolf P et al. *Gen. Relat. Grav.* **36** 2352 (2004); gr-qc/0401017
188. Tobar M E et al. *Lecture Notes Phys.* **702** 416 (2006); hep-ph/0506200
189. Will C M *Phys. Rev. D* **45** 403 (1992)
190. Michelson A A, Morley E W *Am. J. Sci.* **34** 333 (1887)
191. Müller H et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 020401 (2003); physics/0305117
192. Stanwix P L et al. *Phys. Rev. D* **74** 081101 (2006); gr-qc/0609072
193. Kennedy R J, Thorndike E M *Phys. Rev.* **42** 400 (1932)
194. Wolf P et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 060402 (2003); gr-qc/0210049
195. Ives H E, Stilwell G R *J. Opt. Soc. Am.* **28** 215 (1938)
196. Saathoff G et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 190403 (2003)
197. Müller H et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 050401 (2007); arXiv:0706.2031
198. Kostecký V A, Mewes M *Phys. Rev. D* **66** 056005 (2002); hep-ph/0205211
199. Brillet A, Hall J L *Phys. Rev. Lett.* **42** 549 (1979)
200. Hughes V W, Robinson H G, Beltran-Lopez V *Phys. Rev. Lett.* **4** 342 (1960)
201. Drever R W P *Philos. Mag.* **6** 683 (1961)
202. Lamoaux S K et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 3125 (1986)
203. Kostecký V A, Lane C D *Phys. Rev. D* **60** 116010 (1999); hep-ph/9908504
204. Bell J F *Astrophys. J.* **462** 287 (1996); astro-ph/9507086
205. Ritz S M et al. (and GLAST Mission Team), in *American Astronomical Society Meeting Abstracts* Vol. 211 (Washington, DC: Am. Astron. Soc., 2007) pp. 98.01
206. Colladay D, Kostecký V A *Phys. Rev. D* **55** 6760 (1997); hep-ph/9703464
207. Colladay D, Kostecký V A *Phys. Rev. D* **58** 116002 (1998); hep-ph/9809521
208. Coleman S, Glashow S L *Phys. Lett. B* **405** 249 (1997); hep-ph/9703240
209. Coleman S R, Glashow S L *Phys. Rev. D* **59** 116008 (1999); hep-ph/9812418
210. Kostecký V A, Potting R *Phys. Rev. D* **51** 3923 (1995); hep-ph/9501341
211. Kostecký V A, Samuel S *Phys. Rev. D* **39** 683 (1989)
212. Kostecký V A, Samuel S *Phys. Rev. Lett.* **63** 224 (1989)
213. Bertolami O *Class. Quantum Grav.* **14** 2785 (1997); gr-qc/9706012
214. Kostecký V A, Samuel S *Phys. Rev. Lett.* **66** 1811 (1991)
215. Kostecký V A, Potting R *Phys. Lett. B* **381** 89 (1996); hep-th/9605088
216. Kostecký V A, Potting R *Phys. Rev. D* **63** 046007 (2001); hep-th/0008252
217. Kostecký V A, Perry M J, Potting R *Phys. Rev. Lett.* **84** 4541 (2000); hep-th/9912243
218. Colladay D, Kostecký V A *Phys. Lett. B* **344** 259 (1995); hep-ph/9501372
219. Colladay D, Kostecký V A *Phys. Rev. D* **52** 6224 (1995); hep-ph/9510365
220. Bluhm R, Kostecký V A, Russell N *Phys. Rev. Lett.* **79** 1432 (1997); hep-ph/9707364
221. Bluhm R, Kostecký V A, Russell N *Phys. Rev. D* **57** 3932 (1998); hep-ph/9809543
222. Bluhm R, Kostecký V A, Russell N *Phys. Rev. Lett.* **82** 2254 (1999); hep-ph/9810269
223. Russell N *J. Mod. Opt.* **54** 2481 (2007); arXiv:0802.1736
224. Bertolami O et al. *Phys. Lett. B* **395** 178 (1997); hep-ph/9612437
225. Stecker F W, Glashow S L *Astropart. Phys.* **16** 97 (2001); astro-ph/0102226
226. Bailey Q G, Kostecký V A *Phys. Rev. D* **74** 045001 (2006); gr-qc/0603030
227. Bluhm R *Lecture Notes Phys.* **702** 191 (2006); hep-ph/0506054
228. Kostecký V A (Ed.) *Proc. of the Meeting on CPT and Lorentz Symmetry* (Singapore: World Scientific, 1999)
229. Kostecký V A (Ed.) *Proc. of the Second Meeting on CPT and Lorentz Symmetry II* (River Edge, NJ: World Scientific, 2002)
230. Kostecký V A (Ed.) *Proc. of the Third Meeting on CPT and Lorentz Symmetry III* (Hackensack, NJ: World Scientific, 2005)
231. Jacobson T, Mattingly D *Phys. Rev. D* **64** 024028 (2001); gr-qc/0007031

232. Foster B Z, Jacobson T *Phys. Rev. D* **73** 064015 (2006); gr-qc/0509083
233. Jacobson T, Mattingly D *Phys. Rev. D* **70** 024003 (2004); gr-qc/0402005
234. Kostecký V A, Russell N, arXiv:0801.0287
235. Heavner T P et al., in *Microgravity Research and Applications in Physical Sciences and Biotechnology* (ESA Special Publication, Vol. 454, Eds O Minster, B Schürmann) (2001) p. 739
236. Ashby N, Bender P, in *Proc. of the Second Meeting on CPT and Lorentz Symmetry* (Ed. V A Kostecký) (River Edge, NJ: World Scientific, 2002) p. 26
237. Sullivan D B et al. *Adv. Space Res.* **36** 107 (2005)
238. Gibble K et al., in *35th COSPAR Scientific Assembly, COSPAR, Plenary Meeting* Vol. 35 (2004) p. 3546
239. Lipa J A et al. *Adv. Space Res.* **35** 82 (2005)
240. Cacciapuoti L et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **166** 303 (2007)
241. Salomon C, Cacciapuoti L, Dimarcq N *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2511 (2007)
242. Marion H et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 150801 (2003); physics/0212112
243. Bize S et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 150802 (2003); physics/0212109
244. Fischer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 230802 (2004); physics/0312086
245. Peik E et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 170801 (2004); physics/0402132
246. Fortier T M et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 070801 (2007)
247. Wolf P, Petit G *Phys. Rev. A* **56** 4405 (1997)
248. Kostecký V A *Phys. Rev. D* **69** 105009 (2004); hep-th/0312310
249. Dvali G, Pujolàs O, Redi M *Phys. Rev. D* **76** 044028 (2007); hep-th/0702117
250. Feng B et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 221302 (2006); astro-ph/0601095
251. Kostecký A, Mewes M *Phys. Rev. Lett.* **99** 011601 (2007); astro-ph/0702379
252. Carroll S M, Shu J *Phys. Rev. D* **73** 103515 (2006); hep-ph/0510081
253. Li M et al. *Phys. Lett. B* **651** 357 (2007); hep-ph/0611192
254. Pound R V, Rebka G A (Jr.) *Phys. Rev. Lett.* **3** 439 (1959)
255. Pound R V, Rebka G A (Jr.) *Phys. Rev. Lett.* **4** 337 (1960)
256. Pound R V, Snider J L *Phys. Rev. Lett.* **13** 539 (1964)
257. Vessot R F C et al. *Phys. Rev. Lett.* **45** 2081 (1980)
258. Vessot R F C, Levine M W *Gen. Relat. Grav.* **10** 181 (1979)
259. Bauch A, Weyers S *Phys. Rev. D* **65** 081101 (2002)
260. Ashby N et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 070802 (2007)
261. Greenstein J L, Oke J B, Shipman H L *Astrophys. J.* **169** 563 (1971)
262. Barstow M A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **362** 1134 (2005); astro-ph/0506600
263. Ashby N *Living Rev. Relat.* **6** 1 (2003); <http://www.livingreviews.org/lrr-2003-1>
264. Stairs I H *Living Rev. Relat.* **6** 5 (2003); <http://www.livingreviews.org/lrr-2003-5>
265. Kramer M *Lecture Notes Phys.* **648** 33 (2004); astro-ph/0405178
266. Wilczek F, arXiv:0708.4361
267. Canuto V M, Goldman I *Nature* **296** 709 (1982)
268. Canuto V M, Goldman I *Int. J. Theor. Phys.* **28** 1005 (1989)
269. Uzan J-P *Rev. Mod. Phys.* **75** 403 (2003); hep-ph/0205340
270. Shlyakhter A I *Nature* **264** 340 (1976)
271. Shlyakhter A I, physics/0307023
272. Damour T, Dyson F *Nucl. Phys. B* **480** 37 (1996); hep-ph/9606486
273. Fujii Y et al. *Nucl. Phys. B* **573** 377 (2000); hep-ph/9809549
274. Fujii Y et al., hep-ph/0205206
275. Olive K A et al. *Phys. Rev. D* **69** 027701 (2004); astro-ph/0309252
276. Damour T *Astrophys. Space Sci.* **283** 445 (2003); gr-qc/0210059
277. Dvali G, Zaldarriaga M *Phys. Rev. Lett.* **88** 091303 (2002); hep-ph/0108217
278. Dent T *JCAP* (0701) 013 (2007); hep-ph/0608067
279. Nordtvedt K *Int. J. Mod. Phys. A* **17** 2711 (2002); gr-qc/0212044
280. Maleki L, Prestage J *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2525 (2007)
281. Schiller S et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **166** 300 (2007); gr-qc/0608081
282. Williams J G, Turyshev S G, Boggs D H *Phys. Rev. Lett.* **98** 059002 (2007); gr-qc/0612171
283. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); hep-ph/9803315
284. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999); hep-ph/9807344
285. Antoniadis I, Dimopoulos S, Dvali G *Nucl. Phys. B* **516** 70 (1998); hep-ph/9710204
286. Dimopoulos S, Giudice G F *Phys. Lett. B* **379** 105 (1996); hep-ph/9602350
287. Sundrum R *JHEP* (07) 001 (1999); hep-ph/9708329
288. Dvali G et al. *Phys. Rev. D* **65** 024031 (2002); hep-th/0106058
289. Fischbach E, Talmadge C L *The Search for Non-Newtonian Gravity* (New York: Springer, 1999)
290. Scherk J *Phys. Lett. B* **88** 265 (1979)
291. Bars I, Visser M *Phys. Rev. Lett.* **57** 25 (1986)
292. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **98** 1501 (1955)
293. Kapner D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 021101 (2007); hep-ph/0611184
294. Tu L-C et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 201101 (2007)
295. Adelberger E G et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 131104 (2007); hep-ph/0611223
296. Schlamminger S et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 041101 (2008); arXiv:0712.0607
297. Weld D M et al. *Phys. Rev. D* **77** 062006 (2008); arXiv:0801.1000
298. Paik H-J, Prieto V A, Vol Moody M *J. Korean Phys. Soc.* **45** S104 (2004)
299. Paik H J, Moody M V, Strayer D M *Gen. Relat. Grav.* **36** 523 (2004)
300. Paik H J, Prieto V A, Moody M V *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2181 (2007)
301. Chiaverini J et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 151101 (2003); hep-ph/0209325
302. Peccei R D, Quinn H R *Phys. Rev. D* **16** 1791 (1977)
303. Peccei R D, Quinn H R *Phys. Rev. Lett.* **38** 1440 (1977)
304. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **40** 223 (1978)
305. Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **40** 279 (1978)
306. Anderson J D et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 2858 (1998); gr-qc/9808081
307. Anderson J D et al. *Phys. Rev. D* **65** 082004 (2002); gr-qc/0104064
308. Turyshev S G et al., in *Gravitational Waves and Experimental Gravity: The XVIIIth Workshop of the Rencontres de Moriond, Les Arcs, Savoie, France, January 23 – 30, 1999* (Eds J Dumarchez, J Tran Thanh Van) (Hanoi, Vietnam: World Publ., 2000) p. 481; gr-qc/9903024
309. Turyshev S G, Nieto M M, Anderson J D *Am. J. Phys.* **73** 1033 (2005); physics/0502123
310. Foot R, Volkas R R *Phys. Lett. B* **517** 13 (2001); hep-ph/0108051
311. Bertolami O, Páramos J *Class. Quantum Grav.* **21** 3309 (2004); gr-qc/0310101
312. Bertolami O, Páramos J *Phys. Rev. D* **71** 023521 (2005); astro-ph/0408216
313. Jaekel M-T, Reynaud S *Class. Quantum Grav.* **22** 2135 (2005); gr-qc/0502007
314. Bruneton J-P, Esposito-Farèse G *Phys. Rev. D* **76** 124012 (2007); arXiv:0705.4043
315. Nieto M M, Turyshev S G *Class. Quantum Grav.* **21** 4005 (2004); gr-qc/0308017
316. Turyshev S G, Nieto M M, Anderson J D *Adv. Space Res.* **39** 291 (2007); gr-qc/0409117
317. Dittus H et al. (Pioneer Explorer Collab.) *ESA Spec. Publ.* **588** 3 (2005); gr-qc/0506139
318. Turyshev S G et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **15** 1 (2006); gr-qc/0512121
319. Toth V T, Turyshev S G *Can. J. Phys.* **84** 1063 (2006); gr-qc/0603016
320. Toth V T, Turyshev S G *AIP Conf. Proc.* **977** 264 (2008); arXiv:0710.2656
321. Anderson J D, Campbell J K, Nieto M M *New Astron.* **12** 383 (2007); astro-ph/0608087
322. Lämmerzahl C, Preuss O, Dittus H, in *Lasers, Clocks, and Drag-Free: Technologies for Future Exploration in Space and Tests of Gravity* (Eds H Dittus, C Lämmerzahl, S G Turyshev) (Berlin: Springer-Verlag, 2006) p. 75; gr-qc/0604052
323. Anderson J D et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 091102 (2008)
324. Deffayet C, Dvali G, Gabadadze G *Phys. Rev. D* **65** 044023 (2002); astro-ph/0105068
325. Deffayet C et al. *Phys. Rev. D* **65** 044026 (2002); hep-th/0106001
326. Dvali G *New J. Phys.* **8** 326 (2006); hep-th/0610013
327. Deffayet C *Phys. Lett. B* **502** 199 (2001); hep-th/0010186
328. Bekenstein J, Magueijo J *Phys. Rev. D* **73** 103513 (2006); astro-ph/0602266
329. Magueijo J, Bekenstein J *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2035 (2007)
330. Iess L, Asmar S *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2117 (2007)
331. Froeschle M, Mignard F, Arenou F *ESA Spec. Publ.* **402** 49 (1997)
332. Turyshev S G *Astron. Lett.* **35** (2009) (in print); arXiv:0809.1250

333. Anderson J D et al. *Planet. Space Sci.* **45** 21 (1997); astro-ph/9510081
334. Nordtvedt K *Icarus* **129** 120 (1997)
335. Konopliv A S et al. *Icarus* **182** 23 (2006)
336. Ashby N, Bender P, in *Lasers, Clocks, and Drag-Free: Technologies for Future Exploration in Space and Tests of Gravity* (Eds H Dittus, C Lämmerzahl, S G Turyshev) (Berlin: Springer-Verlag, 2006) p. 219
337. Bender P L et al., in *Proc. of the Workshop on Advances in Precision Tests and Experimental Gravitation in Space, Firenze, Italy, September 28–30, 2006* (2006); see http://www.fi.infn.it/GGI-grav-space/EGS_w/pdf/bender.pdf
338. Turyshev S G, Shao M, Nordtvedt K L *Int. J. Mod. Phys. D* **13** 2035 (2004); gr-qc/0410044
339. Turyshev S G, Shao M *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 2191 (2007); gr-qc/0701102
340. Plowman J E, Hellings R W *Class. Quantum Grav.* **23** 309 (2006); gr-qc/0505064
341. Turyshev S G et al., Beyond Einstein Advanced Coherent Optical Network (BEACON) – a proposal to NASA under the Astrophysics Strategic Mission Concept Studies (ASMCS) program (2007)
342. Turyshev S G et al. *Int. J. Mod. Phys. D* (2009) (in print); arXiv:0805.4033
343. Turyshev S G *Eur. Phys. J. Special Topics* **163** 227 (2008); arXiv:0804.1127
344. Tino G M et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **166** 159 (2007)

Experimental tests of general relativity: recent progress and future directions

V.G. Turyshev

Sternberg Astronomical Institute, Universitetskii prosp. 13, 119992 Moscow, Russian Federation
Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology,
4800 Oak Grove Drive, Pasadena, CA 91109-0899, USA
Tel. +1 (818) 393-2600. Fax +1 (818) 393-5239
E-mail: turyshev@jpl.nasa.gov

Einstein's general theory of relativity is the standard theory of gravity, especially where the needs of astronomy, astrophysics, cosmology and fundamental physics are concerned. As such, this theory is used for many practical purposes involving spacecraft navigation, geodesy and time transfer. Here I review the foundations of general relativity, discuss recent progress in the tests of relativistic gravity, and present motivations for the new generation of high-accuracy tests of new physics beyond general relativity. Space-based experiments in fundamental physics are capable today to uniquely address important questions related to the fundamental laws of nature. I discuss the advances in our understanding of fundamental physics that are anticipated in the near future and evaluate the discovery potential of a number of the recently proposed space-based gravitational experiments.

PACS numbers: **04.20. – q, 04.50. – h, 06.20.Jr**

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200901a.0003

Bibliography — 344 references

Received 12 May 2008, revised 10 September 2008

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **179** (1) 3–34 (2009)

Physics – Uspekhi **52** (1) (2009)