

ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА НУЛЕВОГО ПОРЯДКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

С. В. Сипаров

Государственный Университет гражданской авиации, С-Петербург, Россия
sergey@siparov.spb.su

Обсуждается применимость теории относительности Эйнштейна на галактических масштабах, а также роль и место геометрии в решении проблем наблюдательной астрофизики. Предложена теория эффекта нулевого порядка для экспериментального исследования геометрических свойств пространства-времени.

«Я буду по возможности избегать касаться тех вопросов, которые хотя и способствовали выявлению искренности математиков, но не расширили наших научных познаний».

Дж. К. Максвелл «Трактат об электричестве»

Проблема измерения и его трактовки начинает играть особую роль, поскольку никоим образом невозможно произвести измерение так, чтобы одновременно определить состояние системы и предсказать ее поведение с желаемой точностью.

«О принципе неопределенности В. Гейзенберга»

Введение

В XVII веке отклонения формы орбит планет от идеальных окружностей, обнаруженные И. Кеплером в результате наблюдений, поставили перед наукой дилемму. Либо законы природы и математики не тождественны, и миром правит не математическая гармония. Либо наши знания не полны не только в отношении природы, но и в отношении математики.

В конце XVIII века К. Гаусс стал первым, кто конструктивно подошел к вопросу о применимости геометрии Евклида для описания мира и непосредственно измерил на местности сумму внутренних углов треугольника. Вершины треугольника располагались на вершинах близлежащих гор. Гаусс не обнаружил отклонения геометрии мира от Евклидовой в пределах точности своих измерений.

В начале XIX века Н. Лобачевский принял во внимание и оценил принципиальные возможности астрономических наблюдений, что с неизбежностью привело его к созданию первой неевклидовой геометрии.

В середине XIX века В. Клиффорд уже последовательно защищал свою мысль о том, что все проявления физического мира экспериментально неотличимы от соответствующих изменений геометрической кривизны мира.

Следуя этим идеям, А. Эйнштейн в начале XX века свел общее, но качественное утверждение Клиффорда к утверждению более узкому, но зато поддающемуся количественному анализу. Основываясь на требовании общей ковариантности физических законов (и постулировав постоянство скорости света и принцип эквивалентности инертной и гравитационной масс), он разработал теорию, основанную на том, что

неустраняемая в нашем мире гравитация неотличима от проявлений геометрических свойств пространства-времени. Считая, что пространство-время описывается геометрией Римана-Минковского, Эйнштейн в своей основополагающей работе привел пример наблюдаемых эффектов, которые должны иметь место в этом случае и дал их расчет. Опыты показали хорошее соответствие с расчетом, и геометрия полноправно вошла в физическую теорию. На макроуровне это позволило, например, уточнить результаты предшествовавшей теории гравитации Ньютона в применении к Солнечной системе. На микроуровне в квантовую механику вошла теория Дирака. На мегауровне в космологию вошла теория расширяющейся Вселенной и сопутствующих обстоятельств.

Говоря о данных наблюдений, с которыми должна согласовываться теория, следует указывать масштаб рассмотрения. В астрофизике таких масштабов можно указать три: Солнечная система, галактика и метagalactика (т. е. вся наблюдаемая Вселенная). И известные достижения общей теории относительности (ОТО), связанные с введением новой геометрии, позволили связать лабораторную физику и первый из упомянутых масштабов. К концу XX века были накоплены астрофизические данные, которые на уровне современных представлений не удастся объяснить без включения в теорию новых понятий, например, темной материи или темной энергии или без пересмотра основ самой теории, включая и геометрию пространства-времени. При выборе новой геометрии было бы поспешно сразу перейти к обсуждению и поиску эффектов на границах наблюдаемой Вселенной, поскольку проблемы возникают уже на галактическом масштабе.

Предлагая физический эффект, в котором проявляются именно геометрические свойства пространства-времени, следует обратить внимание на то обстоятельство, что статические сферически-симметричные решения уравнений гравитационных полей как в случае геометрии Римана, так и в случае обобщающей ее геометрии Финслера не приводят к различиям в наблюдаемых результатах. Эффектом, пригодным для таких исследований, могли бы быть гравитационные волны (ГВ) (в достаточно общем смысле), существование которых, допускаемое в ОТО, косвенно подтверждается наблюдаемым изменением орбитального периода некоторых двойных звездных систем [1]. При различных геометриях пространства-времени ГВ обладали бы различными свойствами. Но, хотя известен целый ряд физических эффектов, которые можно было бы использовать для исследования этих свойств, проблема наблюдения ГВ не решена до сих пор. Это связано с чрезвычайной малостью величины возмущения, вносимого ГВ в любой из возможных физических эффектов уже в первом порядке. Однако то, что речь идет именно о волнах, позволяет использовать резонансные явления, которые могут проявляться не в первом порядке теории возмущений, как предлагалось в некоторых подходах до сих пор, но и в нулевом.

Дальнейшее изложение построено следующим образом. Будем считать обоснованным метрический подход к теории гравитации. Поскольку геометрия оказывается тесно связанной с распределением масс, сначала приводятся некоторые результаты астрофизических наблюдений и обсуждаются подходы к их интерпретации. Затем указываются дополнительные обстоятельства, связанные с геометрией пространства-времени, помимо тех, что следуют из экспериментальных данных. После этого излагается теория эффекта оптико-метрического параметрического резонанса (ОМПР), обсуждаются его возможные результаты для различных случаев и возникающие проблемы интерпретации. В заключение приведены примеры реальных астрофизических систем, пригодных для наблюдений.

1. Экспериментальные данные и их интерпретации

Результаты астрофизических наблюдений, о которых идет речь, представляют собой следующее. В галактическом масштабе измерены кривые вращения галактик, т. е. зависимости орбитальных скоростей вращения звезд от расстояния до центра галактики [2–5]. В масштабе метagalактики известен также релятивистский эффект гравитационного линзирования на кластерах галактик, подтверждающий основную идею Эйнштейна о связи метрики и гравитации, но количественно превышающий предсказания ОТО в разы. Установлено также наличие ускорения процесса расширения Вселенной [6–7], влекущее представление о темной энергии.

Обзор ситуации, складывающейся в этой связи в теории, приведен в [8]. В связи со сказанным во Введении ограничимся здесь краткой сводкой результатов и идей, касающихся явлений, имеющих галактический масштаб. Для иллюстрации приведем рисунки из работы [5] (см. Рис. 1). Экспериментальные точки, полученные при измерении орбитальных скоростей v звезд спиральных галактик в зависимости от расстояния R до центра галактик, описываются эмпирической зависимостью следующего вида [9]

$$v^2 = \frac{\beta^* c^2 N^*}{R} + \frac{\gamma^* c^2 N^* R}{2} + \frac{\gamma_0 c^2 R}{2}, \tag{1}$$

где c – скорость света, N^* – число звезд в галактике (обычно порядка 10^{11}), β^* для Солнца имеет значение $\beta^* = \frac{M_S G}{c^2} = 1.48 \cdot 10^5$ см (M_S – масса Солнца, G – гравитационная постоянная), γ^* и γ_0 – универсальные параметры со значениями $\gamma^* = 5.42 \cdot 10^{-41}$ см $^{-1}$, $\gamma_0 = 3.06 \cdot 10^{-30}$ см $^{-1}$.

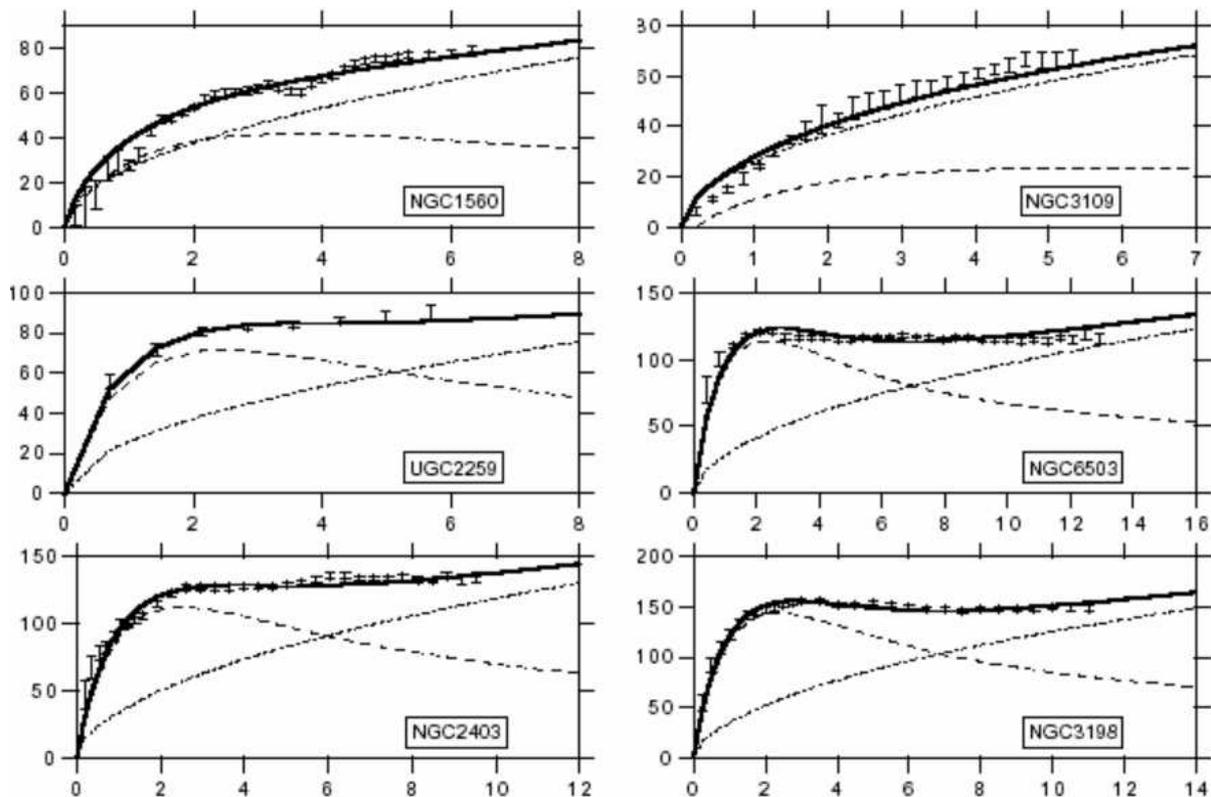


Рис. 1: [4] Скорости орбитального движения (в км/с) в зависимости от R/R_0 , где R_0 – характерный масштаб для каждой конкретной галактики. Штрихованная линия – Ньютонский потенциал, (совпадающий с решением Шварцшильда), создаваемый наблюдаемой светящейся материей при учете экспоненциального распределения звезд в пределах галактики.

На расстояниях порядка размера галактики все три параметра становятся сопоставимыми по величине, в то время, как результат теории Ньютона, а также и решения Шварцшильда уравнений ОТО, предсказывает только спад с расстоянием, соответствующий первому слагаемому в формуле (1). При расчетах учитывалось экспоненциальное распределение звезд в галактике. Для того, чтобы обеспечить наблюдаемое движение светящихся звезд, предполагают существование дополнительной материи, взаимодействующей со звездами за счет гравитации, при этом масса этой материи должна быть втрое больше массы видимых звезд, сосредоточена она на периферии галактики, а не в ее центре, и электромагнитных волн она не излучает и не поглощает. Для целей данной работы важно подчеркнуть, что аналогичные обстоятельства – уже для кластеров галактик [8] – имеют место и на метагалактическом масштабе. Поэтому хотелось бы объяснить их причины, не привлекая отдельных дополнительных соображений для каждого из двух этих масштабов.

Усилия теоретиков, направленные на разрешение ситуации, сосредоточены на двух направлениях. Первое связано с теорией гипотетических элементарных частиц, образующих темную материю. Второе предусматривает попытки модернизации существующей теории пространства-времени-гравитации, что в ряде случаев позволяет обойтись и без нового типа материи. При любых изменениях теории естественным тестом должно быть сохранение наблюдаемой феноменологии, в частности, выполнение закона гравитации Ньютона в масштабах Солнечной системы, а также и двух других эффектов ОТО, следующих из решения Шварцшильда.

Перечислим теперь некоторые возможные подходы в рамках второго направления, не ставя задачу дать исчерпывающий обзор достигнутых результатов.

I. Наиболее прямолинейным подходом является последовательное усложнение известного квадратичного выражения Эйнштейна-Гильберта для действия

$$S_{EH} = -\frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x (-g)^{1/2} R^\alpha{}_\alpha \quad (2)$$

за счет введения чисто метрических членов следующих порядков, например, [10]

$$S_{W_1} = -\frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x (-g)^{1/2} (R^\alpha{}_\alpha)^2 \quad (2a)$$

или

$$S_{W_2} = -\frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x (-g)^{1/2} R_{\alpha\beta}{}^{\alpha\beta} \quad (2b).$$

При этом поправки от (2a) или (2b) должны давать пренебрежимо малый вклад в решение Шварцшильда. Кроме того, можно уже на этом этапе попытаться учесть космологическую постоянную в духе попыток самого Эйнштейна.

II. Следующим естественным ходом может быть введение дополнительного макроскопического гравитационного поля, обычно скалярного S , например, [11]

$$S_{BD} = -\frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x (-g)^{1/2} \left(SR^\alpha{}_\alpha - w \frac{S_{;\mu} S^{;\mu}}{S} \right), \quad (3)$$

где w – константа.

III. Третьим направлением является увеличение числа измерений пространства-времени с последующим выходом измерений высших порядков на Планковский масштаб длин. Соответствующие работы, начавшись с работы [12], привели к развитым в математическом смысле современным теориям струн [13], а затем и бран [14].

Перечислим теперь подходы, подразумевающие не столько уточнение деталей существующих структур, предположительно позволяющие получить решение, более соответствующее наблюдениям, сколько подходы, предусматривающие пересмотр самих структур, предположительно позволяющие сделать то же.

IV. Ревизии подвергаются и классические основы. В [15] был предложен феноменологический подход, известный как МОНД – Модифицированная Ньютоновская Динамика, в котором вводится новая мировая константа, имеющая размерность ускорения

$$\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)\vec{a} = \vec{f} \quad \text{или} \quad \vec{a} = \nu\left(\frac{f}{a_0}\right)\vec{f}. \quad (4)$$

Предлагается так подобрать функции $\mu(x)$ или $\nu(x)$ и величину a_0 , чтобы в масштабах Солнечной системы получить классический результат, а в масштабе галактики – результат, соответствующий формуле (1). После того, как в [16] удалось выполнить релятивистское обобщение МОНД путем введения скалярного поля ψ , дающего аддитивную добавку к действию Эйнштейна-Гильберта в виде

$$S(\psi) = -\frac{1}{8\pi GL^2} \int d^4x (-g)^{1/2} f(L^2 g^{\alpha\beta} \psi_{;\alpha} \psi_{;\beta}), \quad (5)$$

где f – скалярная функция, L – константа, МОНД уже нельзя считать простой феноменологией. Этот подход, естественно, позволяет вполне удовлетворительно описать наблюдаемые кривые вращения галактик с помощью уравнения (1).

Фактически, говорим ли мы о темной материи или скалярном поле в теории гравитации, или об эфире в электродинамике, имеется в виду лишь объект, влияющий на наблюдаемые обстоятельства, но не поддающийся непосредственному детектированию. Но это же можно сказать и о геометрии мира. Основная идея релятивизма, идущая от Лобачевского и сформулированная Эйнштейном, состоит в том, что следует не противопоставлять гравитацию и геометрию, но рассматривать их в неразрывной взаимосвязи.

V. Модификации может подвергаться и геометрия пространства-времени. Так, отказ от симметрии метрики по индексам [17, 18] также позволяет получить приемлемое описание кривых вращения без апелляции к темной материи.

VI. Г. Вейль [19] еще в 1918 году отступил от использованной Эйнштейном геометрии Римана в целях объединения гравитации и электромагнетизма с помощью метрики. Он предложил преобразования следующего вида

$$\begin{aligned} g_{\mu\nu}(x) &\rightarrow e^{2\alpha(x)} g_{\mu\nu}(x) & (a) \\ A_\mu(x) &\rightarrow A_\mu(x) - e\partial_\mu\alpha(x) & (b) \end{aligned} \quad (6)$$

в которых гравитацию и электромагнетизм объединяет общая функция $\alpha(x)$, что привело к новой – Вейлевой – геометрии. Получающиеся далее уравнения не сводятся к обычным уравнениям Эйнштейна, но, тем не менее, содержат решения Швардшильдовского типа для масштабов Солнечной системы. Преобразование (6) Вейль назвал калибровочным, т. е. зависящим от масштаба, однако в дальнейшем этот термин стал использоваться в других областях физики и преимущественно для случая, когда показатель экспоненты является мнимым. В применении к гравитации такие преобразования называют «конформными».

VII. Дальнейшее развитие подобных идей привело к теориям конформной гравитации, в которых метрика лишь наделяется дополнительной симметрией, соответствующей (6), электромагнитные переменные не вовлекаются, а, значит, геометрия остается Римановой. Формально этот подход оказывается аналогичным подходу I, но уже

со специфическим выбором коэффициентов при (2a) и (2b). Получающиеся здесь [20] уравнения Эйнштейна имеют вид

$$4\alpha_g W^{\mu\nu} = 4\alpha_g (2C^{\mu\lambda\nu\kappa}{}_{;\lambda;\kappa} - C^{\mu\lambda\nu\kappa} R_{\lambda\kappa}) = T^{\mu\nu}, \quad (7)$$

где α_g – безразмерная константа, $C^{\mu\lambda\nu\kappa}$ – так называемый тензор Вейля, не изменяющийся при преобразованиях (6). После замены

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu}(x) &\rightarrow e^{-6\alpha(x)} W^{\mu\nu}(x) \\ T^{\mu\nu}(x) &\rightarrow e^{-6\alpha(x)} T^{\mu\nu}(x), \end{aligned}$$

преобразования координат с использованием некоторой функции $B(r)$ и введения функции источника в виде $f(r)$ уравнение (7) в стационарном случае приводится к уравнению Пуассона, но не второго порядка, как в обычном случае, а четвертого

$$\nabla^4 B(r) = f(r). \quad (8)$$

При наличии сферической симметрии уравнение (8) имеет точное решение. При этом оно не только содержит слагаемое, соответствующее решению Ньютона-Шварцшильда, но и слагаемые того же вида, что и уравнение (1)

$$\begin{aligned} B(r > R) = -g_{00} &= 1 - \frac{2\beta}{r} + \gamma r \\ 2\beta &= \frac{1}{6} \int_0^R dr' r'^4 f(r'); \quad \gamma = \frac{1}{2} \int_0^R dr' r'^2 f(r') \end{aligned} \quad (9)$$

Сплошными линиями на Рис. 1 показан результат применения выводов конформно-гравитационного подхода к описанию кривых вращения галактик. Можно признать его вполне удовлетворительным. Описанный подход не требует введения дополнительной (темной) материи, т. е. дополнительного скалярного поля. Вместо этого он использует другой выбор скалярной функции при формулировке вариационного принципа. Это сохраняет Римановскую геометрию пространства-времени, но приводит к уравнению Эйнштейна вида (7), которое, в частности, в пустом пространстве не имеет структуры волнового уравнения. Таким образом, гравитационные волны оказываются не существующими, и эффект [1], согласующийся с предсказанием традиционной ОТО с точностью до 2%, следует объяснить как-то иначе.

Выводы, к которым можно прийти на основании материала, изложенного в этом разделе, таковы. Успешные модификации теоретических представлений, согласующиеся с экспериментом, указывают на возможное существование дополнительных членов в законе гравитации, роль которых зависит от масштаба рассмотрения. Оставаясь в пределах Римановой геометрии, мы приходим к одному из двух выводов:

- либо существует дополнительная – темная – материя, сосредоточенная на периферии галактики,
- либо для описания гравитации в масштабах галактики следует иначе выбрать скаляр при формулировке вариационного принципа.

2. Финслерова геометрия анизотропного пространства-времени

Отметим теперь, что помимо масштаба рассмотрения следует обратить внимание еще на одну важную особенность. Измерения, представленные на Рис. 1 и аналогичные

им, относятся преимущественно к спиральным галактикам, обладающих выраженной (пространственной) анизотропией по сравнению с другими типами галактик. Но понятие анизотропии можно рассматривать и в более широком смысле. Стремление обобщить ОТО на случай анизотропного пространства-времени, где, в частности, скорость света не является постоянной и зависит от направления, было реализовано в [21], где теория строится на базе Финслеровой геометрии. Метрика в Финслеровой геометрии зависит не только от координаты точки (x^α) , как в Римановой, но и от некоторого касательного вектора в ней $(\dot{x}^\alpha) = \frac{dx^\alpha}{dt}$ (t – параметр), и обычно [22] представляется в виде:

$$g_{\mu\nu}(x, \dot{x}) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F^2(x, \dot{x})}{\partial \dot{x}^\mu \partial \dot{x}^\nu}, \tag{10}$$

где $F(x, \dot{x})$ – достаточно гладкая, скалярная, однородная первого порядка положительная функция с определителем $\det \left| \frac{\partial^2 F^2(x, \dot{x})}{\partial \dot{x}^\mu \partial \dot{x}^\nu} \right| \neq 0$. Одним из важных результатов, полученных в [21], является доказательство того, что аналоги уравнения Эйнштейна в Финслеровом случае (для разнообразных метрик) имеют Шварцшильдовские решения. При этом показано, что в пределах измерений одной точности, проводимых в Солнечной системе, отличить их от соответствующих решений ОТО не удастся. Показано также, что оба остальных эффекта (отклонение луча света при его прохождении вблизи Солнца и красное смещение) одинаково присутствуют как в Римановом, так и в Финслеровом случаях, хотя и по разным причинам. Поэтому с их помощью нельзя сделать обоснованный выбор геометрии для описания реального пространства-времени.

В традиционный подход Финслерова геометрия может быть вовлечена, например, при использовании в касательном пространстве метрики, состоящей из двух частей, одна из которых может зависеть не только от координаты, но и от направления вектора. При этом удастся с «горизонтальной», частью выполнить, например, конформное преобразование. Это влечет соответствующие поправки в «вертикальной» части и изменение уравнений Эйнштейна, которые в этом случае представляют собой связанную систему для соответствующих тензоров [23].

Существует несколько дополнительных причин обратиться к одному из частных случаев Финслеровой геометрии – к пространствам с метрикой Бервальда-Моора, соответствующей

$$F(y) = \sqrt[4]{y^1 y^2 y^3 y^4}. \tag{11}$$

Так, в [24–26] показано, что известная (физическая) проблема спонтанного нарушения симметрии в фермион-антифермионном конденсате соответствует (геометрическому) частичному или полному нарушению изотропии пространства-времени, если его метрика представлена в виде

$$ds' = (dx_0 - dx_1 - dx_2 - dx_3)^{(1+r_1+r_2+r_3)/4} (dx_0 - dx_1 + dx_2 + dx_3)^{(1+r_1-r_2-r_3)/4} \cdot (dx_0 + dx_1 - dx_2 + dx_3)^{(1-r_1+r_2-r_3)/4} (dx_0 + dx_1 + dx_2 - dx_3)^{(1-r_1-r_2+r_3)/4}, \tag{12}$$

где безразмерные параметры r_i характеризуют степень анизотропии. Если в простейшем случае положить все $r_i = 0$ и вести новые координаты $\xi_i = A_{ij}x_j$, где

$$A_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & -1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{pmatrix}, \tag{13}$$

то интервал (12) примет вид

$$ds' = ds_{BM} = \sqrt[4]{d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 d\xi_4}. \tag{11a}$$

Отличие такого подхода от стандартной теории состоит в том, что спонтанное нарушение симметрии сопровождается не появлением космологической постоянной, но возникновением анизотропии пространства-времени.

Такое же выражение для метрики, фактически, использующее понятие объема, было применено в [27] для построения теории гравитации, а в работе [28] независимо от [21] был получен вывод о невозможности наблюдения эффектов, отличающих метрические свойства Финслерова пространства от свойств Риманова пространства, в масштабах Солнечной системы.

В работе [29] и последовавшей серии работ метрика Бервальда-Моора увязывается с фундаментальными математическими свойствами малоизученного числового объекта – гиперкомплексными числами H_4 . Использование алгебры H_4 или иной соответствующей алгебры может привести к изменению структуры уравнений для описания не только явлений мегамасштаба, но и на микроуровне при описании квантовых явлений, что перекликается с идеями [30].

Следует отметить, что, несмотря на имеющиеся перспективы, теоретическое направление, связанное с Финслеровой геометрией, пока недостаточно привязано к конкретным данным наблюдений. При этом эксперимент, который мог бы позволить судить о геометрических свойствах пространства-времени, до настоящего времени не был предложен.

3. Оптико-метрический параметрический резонанс

Как указывалось в предыдущем разделе, эксперименты подходящие для статического случая, не позволяют сделать обоснованный вывод о типе геометрии. Именно поэтому во Введении были упомянуты ГВ как эффект, пригодный для использования с этой целью. Однако все методики (общим числом восемнадцать [31]), предложенные к настоящему времени, основаны на детектировании эффектов воздействия ГВ в первом порядке теории возмущений. В условиях Солнечной системы это требует точности 10^{-24} , которая пока не достигнута, несмотря на длительные усилия и дорогостоящие проекты. При этом даже в случае успеха чрезвычайно малая величина предполагаемого эффекта вряд ли позволит существенно полагаться на его результат, а проблемы регистрации и обработки сигнала будет не просто преодолеть, если иметь в виду его использование для дальнейших исследований.

Воспользуемся хорошо известной в теоретической спектроскопии [32] полуклассической моделью взаимодействия атома с электромагнитным полем для исследования воздействия ГВ на атом космического мазера.

Сначала рассмотрим двухуровневый атом в монохроматическом квазирезонансном сильном поле с частотой Ω , близкой к атомной частоте ω . «Сильное» поле означает, что доминируют вынужденные переходы. Такая система, с одной стороны, описывается в терминах матрицы плотности, а с другой – поле представляется классической волной. В результате получаем систему уравнений Блоха для компонент матрицы плотности в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{22} &= -\gamma\rho_{22} + 2i\alpha_1 \cos(\Omega t - k_1 y)(\rho_{21} - \rho_{12}) \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial y} \right] \rho_{12} &= -(\gamma_{12} + i\omega)\rho_{12} - 2i\alpha_1 \cos(\Omega t - k_1 y)(\rho_{22} - \rho_{11}) \end{aligned} \quad (14)$$

$$\rho_{22} + \rho_{11} = 1$$

Здесь ρ_{22} , ρ_{11} – населенности уровней; ρ_{12} , ρ_{21} – поляризационные члены; γ , γ_{12} – продольная и поперечная постоянные распада (считая нижний уровень основным, получа-

ем $\gamma_{12} = \gamma/2$); $\alpha_1 = \frac{\mu E}{\hbar}$ – параметр (частота) Раби, пропорциональный интенсивности электромагнитной волны (ЭМВ); μ – дипольный момент; E – электрическая напряженность; $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27}$ эрг·с – постоянная Планка; k_1 – волновой вектор ЭМВ; v – скорость атома вдоль оси Oy ; $\gamma \ll \alpha_1$ – условие сильного поля.

В серии работ [33–36] теоретически исследовано явление оптико-механического параметрического резонанса. Оно состоит в том, что, если компонента скорости такого двухуровневого атома, параллельная волновому вектору поля, по какой-либо причине меняется с определенной частотой, связанной с параметром Раби, то рассеянное излучение приобретет так называемую нестационарную компоненту на определенной частоте, близкой к частоте атомного перехода. Иными словами, на этой частоте будет происходить периодическое усиление и ослабление сигнала с частотой колебаний атома. Это явление связано с перераспределением энергии по частотам в результате параметрического резонанса. В обычных условиях такой сигнал наблюдаться не будет из-за усреднения по времени, но при использовании устройства, известного в спектроскопии как детектор ворот, можно выделить полупериоды сигнала нестационарной компоненты и пронаблюдать их. Оказывается, что величина такого сигнала сопоставима с величиной пика обычного сигнала, характеризующего взаимодействие атома и резонансного поля.

Переходя к исследованию астрофизической системы, заметим, что в космическом пространстве известны источники монохроматического электромагнитного излучения. Это – космические мазеры, атомы которых находятся в основных состояниях, а переходы осуществляются с метастабильных уровней, т. е. двухуровневая модель атома в данном случае вполне пригодна. Насыщенные космические мазеры полностью реализуют условия сильного поля. С другой стороны, можно предположить, что имеется причина, по которой расстояние, а, значит, и скорость заданного атома мазера в направлении на детектор сигнала на Земле будет периодически меняться. Это – воздействие периодической гравитационной волны, например, испускаемой пульсаром, расположенным, как показано на Рис. 2.

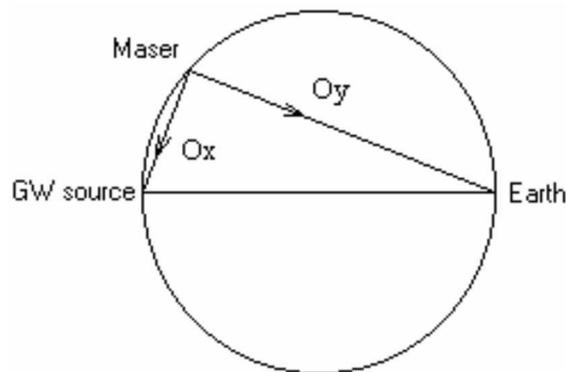


Рис. 2:

Воздействие ГВ сказывается на расположении уровней атома, на ЭМВ мазера и на положении атома. В [37] было показано, что первый эффект пренебрежимо мал по сравнению с двумя остальными. Влияние ГВ на монохроматическую ЭМВ учитывается в результате решения уравнения для эйконала

$$g^{ik} \frac{\partial \psi}{\partial y^i} \frac{\partial \psi}{\partial y^k} = 0. \tag{15}$$

Закон движения атома должен быть получен из уравнения геодезической

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{kl} \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0, \tag{16}$$

(а не из уравнения геодезического отклонения, как в соответствующих расчетах относительного смещения частей лабораторных установок). Уравнения (14–16) описывают поведение двухуровневого атома насыщенного космического лазера в поле гравитационной волны. Решая их и налагая требования параметрического резонанса, можно рассчитать соответствующий сигнал. При этом обсуждаемый эффект имеет нулевой порядок, и оказывается, что его детектирование на Земле возможно с помощью уже существующих радиотелескопов, позволяющих наблюдать сигнал космического лазера. Для этого необходимо оборудовать приемный канал радиотелескопа детектором ворот.

Этот эксперимент можно попытаться использовать для определения геометрических свойств пространства-времени следующим образом. Теоретические выражения, которые следует сравнивать с результатами эксперимента, естественно, следует получать при различных предположениях о геометрии пространства-времени. То из предположений, которое приведет к наиболее близкому соответствию с экспериментом, и будет соответствовать геометрическим свойствам пространства-времени.

4. Изотропное возмущение метрики Минковского

Будем считать геометрию Римановой и пользоваться обычными уравнениями Эйнштейна в приближении слабого поля вдали от масс $g^{ik} = g^{(0)ik} + h^{ik}$. Поправки к метрическому тензору плоского пространства-времени удовлетворяют волновому уравнению. В простейшем случае плоских волн оно имеет вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h^k{}_i = 0. \quad (17)$$

В качестве решений естественно рассмотреть выражения [38]

$$h^k{}_i = \text{Re}[A^k{}_i \exp(ik_\alpha x^\alpha)], \quad (17a)$$

которые удовлетворяют уравнению, если $k_\alpha k^\alpha = 0$, т. е. k^α – светоподобный вектор. Поэтому сам метрический тензор можно записать

$$g^{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 + h \cos \frac{D}{c}(x^0 - x^1) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 - h \cos \frac{D}{c}(x^0 - x^1) \end{pmatrix} \quad (18)$$

где h – безразмерная амплитуда ГВ ($h \ll 1$), D – частота ГВ.

Решение уравнения (15) с учетом (18) показывает, что воздействие ГВ приводит к фазовой модуляции ЭМВ. В силу малости h последняя может быть представлена [39] в виде суперпозиции

$$E(t) = E \cos(\Omega t - ky) + E \frac{\omega}{4D} h [\cos((\Omega - D)t - ky) - \cos((\Omega + D)t - ky)]. \quad (19)$$

Решение уравнения (16) с учетом (18) дает [37]

$$y(t) \sim h \frac{c}{D} \sin(Dt + k_g x), \quad (20)$$

где k_g – волновой вектор ГВ. Зависимость (20) позволяет записать выражение для компоненты скорости атома, направленной в сторону Земли

$$\begin{aligned} v &= v_0 + v_1 \cos Dt \\ v_1 &= hc \end{aligned} \quad (21)$$

Подставляя (21) и (19) в (14), получим

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{22} &= -\gamma\rho_{22} + 2i[\alpha_1 \cos(\Omega t - ky) + \alpha_2 \cos((\Omega - D)t - ky) - \alpha_2 \cos((\Omega + D)t - ky)](\rho_{21} - \rho_{12}) \\ \frac{d}{dt}\rho_{12} &= -(\gamma_{12} + i\omega)\rho_{12} - 2i[\alpha_1 \cos(\Omega t - k_1 y) + \alpha_2 \cos((\Omega - D)t - ky) - \alpha_2 \cos((\Omega + D)t - ky)](\rho_{22} - \rho_{11}) \\ \rho_{22} + \rho_{11} &= 1 \end{aligned} \tag{22}$$

где $\alpha_2 = \frac{\omega h}{4D}\alpha_1$, а соотношение (21) было учтено в выражении для полной производной $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + kv$. Решение системы уравнений (22) проводится методом асимптотического разложения. При этом в случае выполнения определенных условий на параметры задачи можно говорить об оптико-метрическом параметрическом резонансе – ОМПР. Эти условия, сформулированные в [37, 39], имеют вид:

- ЭМВ является спектроскопически сильной

$$\frac{\gamma}{\alpha_1} = \Gamma\varepsilon; \quad \Gamma = O(1); \quad \varepsilon \ll 1. \tag{22.1}$$

- Амплитудное условие ОМПР, связанное с трихроматическим полем

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\omega h}{4D} = a\varepsilon; \quad a = O(1); \quad \varepsilon \ll 1. \tag{22.2}$$

- Амплитудное условие ОМПР в связи с периодическим изменением скорости атома

$$\frac{kv_1}{\alpha_1} = \frac{\omega h}{\alpha_1} = \kappa\varepsilon; \quad \kappa = O(1); \quad \varepsilon \ll 1. \tag{22.3}$$

- Частотное условие ОМПР

$$(\omega - \Omega + kv_0)^2 + 4\alpha_1^2 = D^2 + O(\varepsilon) \Rightarrow D \sim 2\alpha_1. \tag{22.4}$$

Если условия (22.1–22.4) выполнены, то в результате решения (22) методом асимптотического разложения по малому параметру ε получим главный член разложения для $Im(\rho_{21})$ – величины, характеризующей поток энергии рассеянного излучения. На частоте, смещенной на D от центрального пика, он пропорционален ε^0 , и имеет вид

$$Im(\rho_{21}) \sim \frac{\alpha_1}{D} \cos 2Dt + O(\varepsilon). \tag{23}$$

Отрицательные значения соответствуют усилению, положительные – ослаблению потока энергии на указанной частоте, происходящему из-за перераспределения энергии излучения лазера в условиях ОМПР. Как и в случаях [33–36], при обычном наблюдении сигнала космического лазера такой сигнал виден не будет из-за усреднения по времени, но использование детектора ворот позволит выделить полупериоды нестационарной компоненты сигнала ОМПР. Этот результат означает, что ГВ, существование которых следует из ОТО и косвенно подтверждается в [1], могут быть непосредственно обнаружены с помощью метода, основанного на эффекте ОМПР. Более подробные обсуждения и анализ выполнимости условий ОМПР для реальных астрофизических систем приводятся в [37, 39]. Здесь укажем только, что при детектировании сигнала описанного типа в процессе целенаправленных наблюдений его причина может быть уверенно идентифицирована как ГВ.

В случае существования ГВ, источниками которых являются пульсары и короткопериодные двойные, метод, основанный на эффекте ОМПР, может стать основой гравитационной астрономии для внутренней части галактического диска Млечного пути. В

Приложении 1 содержатся координаты пригодных для исследования астрофизических систем, как в галактической окрестности Солнца, так и на периферии нашей галактики (см. пульсар 3), которая также относится к классу спиральных.

Может, однако, случиться так, что сигнал в предлагаемом эксперименте не будет обнаружен, или будет отличаться от приведенного расчета, или будет различаться для разных точек наблюдения. Это будет указывать на неучтенные, но существенные факторы. В том числе и на геометрические свойства пространства-времени.

5. Анизотропное возмущение метрики Минковского

Известные рассуждения и выкладки, приводящие к уравнению (17), можно повторить, считая, что выражение для метрики можно записать следующим образом

$$g_{ij}(x) \rightarrow g_{ij}(x, \dot{x}) = \eta_{ij}(x) + h_{ij}(x, \dot{x}), \quad (24)$$

где

$$\eta_{ij}(x) = \eta^{(0)}_{ij}(x) \quad (25)$$

– метрика Минковского для плоского пространства, $h_{ij}(x, \dot{x})$ – малая поправка, такая, что $h^k{}_i(x, \dot{x}) = \eta^{(0)kj} h_{ij}(x, \dot{x})$. Структура уравнений Эйнштейна при этом принципиально не изменится, и поправка $h^k{}_i(x, \dot{x})$ будет по-прежнему удовлетворять волновому уравнению типа (17). Но выражение (17.1) будет выглядеть, например, так

$$h^k{}_i(x, \dot{x}) = \text{Re} [A^k{}_i(\dot{x}) \exp(ik_\alpha x^\alpha)]. \quad (26)$$

Это означает, что амплитуда ГВ будет различаться в различных направлениях их распространения. С точки зрения наблюдений, основанных на методе ОМПП, эту разницу невозможно заметить непосредственно, поскольку используемый эффект – нулевого порядка. Но она будет проявлять себя косвенно, например, выполнением условий ОМПП на различных расстояниях в различных направлениях от одного источника ГВ. Так, условия (22.2) и (22.3) теперь станут такими

- Амплитудное условие ОМПП, связанное с трихроматическим полем

$$\frac{\alpha_2 \zeta_1(\dot{x})}{\alpha_1} = \zeta_1(\dot{x}) \frac{\omega h}{4D} = a \zeta_1(\dot{x}) \varepsilon; \quad a = O(1); \quad \varepsilon \ll 1. \quad (27)$$

- Амплитудное условие ОМПП в связи с периодическим изменением скорости атома

$$\frac{kv_1 \zeta_2(\dot{x})}{\alpha_1} = \zeta_2(\dot{x}) \frac{\omega h}{\alpha_1} = \kappa \zeta_2(\dot{x}) \varepsilon; \quad \kappa = O(1); \quad \varepsilon \ll 1, \quad (28)$$

где функции $\zeta_1(\dot{x})$, $\zeta_2(\dot{x})$ связаны с выражениями для амплитуд ГВ $A^k{}_i(\dot{x})$.

6. Исследование свойств пространства-времени с помощью эффекта ОМПП

Эксперимент для исследования геометрических (и других) свойств пространства-времени в масштабах галактики следует провести так. Выберем источники ГВ, различающиеся положением в галактике и рассмотрим для каждого из них не по одному, а по нескольку таких мазеров, что условия (22.1–22.4) выполняются. Выполним наблюдения ОМПП в соответствии с методикой, предложенной в [39], для источников ГВ в средней части галактики и для источников ГВ на ее периферии. Перечислим все возможные результаты и укажем их смысл. Для этого удобно воспользоваться таблицей, в которой введены следующие обозначения.

В левых частях (результаты эксперимента)

I, P – внутренняя и периферийная части Млечного пути соответственно;

All – все известные мазеры в окрестности источника ГВ, удовлетворяющие условиям (22.2, 22.3);

Some – некоторые из известных мазеров в окрестности источника ГВ, удовлетворяющие условиям (22.2, 22.3);

1 – эффект наблюдается; **0** – эффект не наблюдается;

– – нет данных.

В правых частях (геометрические и другие свойства)

I, P – внутренняя и периферийная части Млечного пути соответственно;

R – Риманова геометрия; **F** – «слабая» анизотропия (Финслерова геометрия);

1 – эффект наблюдается, следовательно, уравнения Эйнштейна имеют волновую структуру и существуют ГВ;

0 – эффект не наблюдается, следовательно, уравнения Эйнштейна не имеют волновой структуры, необходим новый вариационный принцип, ГВ не существуют;

– – ничего определенного сказать нельзя.

а) Изотропия в галактическом масштабе

$$\begin{array}{l}
 I \quad P \quad \quad I \quad P \\
 1. \quad All \quad 0 \quad 0 \iff 0 \quad 0 \quad R \\
 \quad \quad Some \quad - \quad - \quad \quad - \quad - \quad F
 \end{array}$$

Вывод: геометрия Римана; темная материя не существует; имеется проблема выбора вариационного принципа; имеется проблема интерпретации результатов [1]; ГВ-астрономия невозможна, т. к. уравнения Эйнштейна для пустого пространства не имеют структуры волнового уравнения.

$$\begin{array}{l}
 I \quad P \quad \quad I \quad P \\
 2. \quad All \quad 1 \quad 0 \iff 1 \quad 0 \quad R \\
 \quad \quad Some \quad - \quad - \quad \quad - \quad - \quad F
 \end{array}$$

Вывод: геометрия Римана; стандартная ОТО в центре галактики; масштабная неинвариантность (конформная гравитация за пределами галактики); возможна ГВ-астрономия.

$$\begin{array}{l}
 I \quad P \quad \quad I \quad P \\
 3. \quad All \quad 0 \quad 1 \iff 0 \quad 1 \quad R \\
 \quad \quad Some \quad - \quad - \quad \quad - \quad - \quad F
 \end{array}$$

Вывод: геометрия Римана; стандартная ОТО за пределами галактики; масштабная неинвариантность (конформная гравитация во внутренней части галактики); возможна ГВ-астрономия.

$$\begin{array}{l}
 I \quad P \quad \quad I \quad P \\
 4. \quad All \quad 1 \quad 1 \iff 1 \quad 1 \quad R \\
 \quad \quad Some \quad - \quad - \quad \quad - \quad - \quad F
 \end{array}$$

Вывод: геометрия Римана; стандартная ОТО; проблема темной материи; возможна ГВ-астрономия.

б) Анизотропия в галактическом масштабе

$$5. \quad \begin{array}{l} \text{All} \\ \text{Some} \end{array} \quad \begin{array}{cc} I & P \\ - & - \\ 1 & 1 \end{array} \iff \begin{array}{cc} I & P \\ - & - \\ 1 & 1 \end{array} \quad \begin{array}{l} R \\ F \end{array}$$

Вывод: геометрия Финслера; проблема темной материи; возможна ГВ-астрономия.

$$6. \quad \begin{array}{l} \text{All} \\ \text{Some} \end{array} \quad \begin{array}{cc} I & P \\ - & - \\ 1 & 0 \end{array} \iff \begin{array}{cc} I & P \\ - & - \\ 1 & 0 \end{array} \quad \begin{array}{l} R \\ F \end{array}$$

Вывод: геометрия Финслера во внутренней части галактики; масштабная неинвариантность (конформная гравитация за пределами галактики); проблема темной материи; возможна ГВ-астрономия.

$$7. \quad \begin{array}{l} \text{All} \\ \text{Some} \end{array} \quad \begin{array}{cc} I & P \\ - & - \\ 0 & 1 \end{array} \iff \begin{array}{cc} I & P \\ - & - \\ 0 & 1 \end{array} \quad \begin{array}{l} R \\ F \end{array}$$

Вывод: геометрия Финслера за пределами галактики; масштабная неинвариантность (конформная гравитация во внутренней части галактики); проблема темной материи; возможна ГВ-астрономия.

$$8. \quad \begin{array}{l} \text{All} \\ \text{Some} \end{array} \quad \begin{array}{cc} I & P \\ 1 & 0 \\ - & 1 \end{array} \iff \begin{array}{cc} I & P \\ 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \quad \begin{array}{l} R \\ F \end{array}$$

Вывод: геометрия Римана во внутренней части галактики; геометрия Финслера за пределами галактики; проблема темной материи; возможна ГВ-астрономия.

$$9. \quad \begin{array}{l} \text{All} \\ \text{Some} \end{array} \quad \begin{array}{cc} I & P \\ 0 & 1 \\ 1 & - \end{array} \iff \begin{array}{cc} I & P \\ 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{array} \quad \begin{array}{l} R \\ F \end{array}$$

Вывод: геометрия Римана за пределами галактики; геометрия Финслера во внутренней части галактики; проблема темной материи; возможна ГВ-астрономия.

В Приложении 2 даны координаты для пар мазеров, связанных с источниками ГВ, расположенными как ближе к центру (см. пульсар 6), так и ближе к краю галактики (см. пульсар 7).

Если при выполнении эксперимента реализуются ситуации 5–9, то систематические наблюдения, интерпретируемые с помощью выражения (26), могут позволить определить функцию $F(x, \dot{x})$ в выражении для метрики с помощью формулы (10)

$$g_{ij}(x, \dot{x}) = \eta^{(0)}_{ij}(x) + h_{ij}(x, \dot{x}) = \eta^{(0)}_{ij}(x) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F^2(x, \dot{x})}{\partial \dot{x}^k \partial \dot{x}^j} = \eta^{(0)}_{ij}(x) + \eta^{(0)}_{kj}(x) h^k{}_i(x, \dot{x}). \quad (29)$$

Таким образом, если анизотропия пространства-времени в масштабах галактики имеет место, то ее количественная характеристика может быть определена опытным путем.

7. Метрика Бервальда-Моора

Естественным продолжением данного рассмотрения представляется переход к ситуации, когда анизотропия пространства-времени является не малой добавкой, как в предыдущем разделе, но непосредственно описывается геометрией Финслера. В соответствии с обсуждающимся здесь подходом, направленным на исследование характеристик ГВ, можно было бы вновь рассмотреть малые поправки, но теперь невозмущенной метрикой считать уже не метрику Минковского, а какую-либо метрику Финслера пространства

$$g_{ij}(x, \dot{x}) = h_{ij}(x, \dot{x}) + \chi_{ij}(x, \dot{x}). \quad (30)$$

В качестве такой невозмущенной метрики было бы естественно выбрать метрику Бервальда-Моора. Для того чтобы говорить об эффекте ОМПР, необходимо установить, возможны ли ГВ в пространстве с такой геометрией и выписать явно соответствующую поправку к метрике, исследовать, как изменится описание электромагнитных процессов (16, 19), и выписать уравнение геодезической.

Можно ожидать, что структура уравнений Эйнштейна останется волновой, из чего следует существование ГВ, вероятно, более сложного вида, чем в случае Римановой геометрии. Уравнение для геодезической, вероятно, также усложнится, но его решение представит собой лишь техническую задачу. Однако с описанием электромагнитных процессов и с описанием взаимодействия ГВ и ЭМВ возникнут проблемы другого рода.

Существенным моментом, выявленным и подчеркнутым в [21], является следующее замечание: понятие одновременности, лежащее в основе любой релятивистской теории, может принадлежать не каузальной структуре, но структуре Лагранжиана. Это замечание приводит к серьезному методологическому затруднению. Выбор Римановой геометрии для описания пространства-времени тесно связан с требованием инвариантности уравнений Максвелла – основы подавляющего большинства измерений. Именно это учитывал Эйнштейн при формулировке своего принципа относительности и построении СТО. Отказываясь от Римановой геометрии, мы отказываемся от инвариантности уравнений Максвелла, что будет означать возникновение в них членов метрического происхождения, которые надо будет интерпретировать в рамках известной феноменологии. Постановкой аналогичной проблемы завершилась и работа [40]. Ситуация еще более усложняется, если учесть взаимосвязь гравитации и электромагнетизма, проявляющуюся как в классических эффектах ОТО таких, как отклонение луча света и гравитационное красное смещение, имеющих и в Финслеровой геометрии, так и непосредственно [41]. Таким образом, переход к использованию Финслеровой геометрии нуждается в тщательном физическом обосновании.

Заключение

Целью данной работы было предложить эксперимент, пригодный для исследования геометрических свойств пространства-времени, и соответствующую теорию. Физическим эффектом, лежащим в основе такого эксперимента, является оптико-метрический параметрический резонанс, описанный в разделах 3–5 и в [37, 39]. Его результаты, проанализированные в разделе 6, позволили бы определить, какая геометрия больше подходит для описания пространства-времени в масштабах галактики. Более того, эти результаты могли бы иметь значение и для выбора направления дальнейших фундаментальных исследований. Так, если окажется, что в масштабах галактики приемлема геометрия Римана стандартной теории относительности, то в астрофизике либо возникает проблема обоснования выбора вариационного принципа при построении

аксиоматической теории, либо сохраняется проблема темной материи, которая требует решения в рамках теории элементарных частиц. В последнем случае появляется возможность появления и развития гравитационно-волновой астрономии. Если же окажется, что геометрия нуждается в модификации, в частности, следует перейти к геометрии Финслера, то вместо указанных проблем придется более внимательно рассмотреть основы электродинамики, что может иметь многочисленные и далеко идущие последствия на всех уровнях рассмотрения от квантовой теории до космологии.

Благодарности

Автор выражает признательность Ю. Б. Хлыниной за помощь в работе с электронными астрономическими каталогами и Д. Г. Павлову за поддержку.

Приложение 1

Координаты и параметры астрофизических систем, пригодных для детектирования ГВ с помощью метода ОМПП [42–43]

	Name	RaJ	DecJ	d (pc)	D (Hz)
1. Пульсар	J1022+1001	10:22:58.006	+10°01'52.8"	300	60.7794489280
Мазер	AF Leo	11:25:16.4	+15°25'22"	270	
2. Пульсар	B0656+14	06:59:48.134	+14°14'21.5"	290	2.59813685751
Мазер	U ORI	05:52:51.0	+20°10'06.0"	280	
3. Пульсар	J0538+2817	05:38:25.0632	+28°17'9.07"	1770	6.9852763480
Мазер	HH 4	05:37:21.8	+23°49'24.0"	1700	
4. Пульсар	B0031-07	00:34:08.86	−07°21'53.4"	720	1.0605004987
Мазер	U CET	02:31:19.6	−13°22'02.0"	660	
5. Дв. зв.	RXJ0806.3+1527	08:06.3	+15°27'	100	0.00311526
Мазер	RT Vir	13:00:06.1	+05°27'14"	120	

Приложение 2

Координаты и параметры астрофизических систем, пригодных для детектирования ГВ с помощью метода ОМПП (проверка анизотропии пространства-времени) [42–43]

	Name	RaJ	DecJ	d (pc)	D (Hz)
6. Пульсар	J1908+0734	19:08:17.01	+07°34'14.36"	580	4.70914721426
Мазер-1	IRC+10365	18:34:59.0	+10°23'00.0"	500	
Мазер-2	RT AQL	19:35:36.0	+11°36'18.0"	530	
7. Пульсар	J0205+6449	02:05:37.92	+64°49'42.8"	3200	15.223855772
Мазер-1	IRAS00117+6412	00:11:44.6	+64°12'04.0"	3170	
Мазер-2	W3 (1)	02:21:40.8	+61°53'26.0"	3180	

Литература

- [1] Hulse, R. A., Taylor, J. H. 1975, *Astrophys J.*, 195, L-51
- [2] M. S. Roberts and R. N. Whitehurst, *Astrophys. J.* 201 (1975) 327
- [3] A. Bosma, *Astronom. J.* 86 (1981) 1791
- [4] K. G. Begeman, *Astronom. and Astrophys.* 223 (1989) 47
- [5] K. G. Begeman, A. H. Broeils, R. H. Sanders, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 249 (1991) 523
- [6] A. G. Reiss et. al., *Astrophys. J.* 560 (2001) 49
- [7] A. G. Reiss et. al., *Astrophys. J.* 607 (2004) 665
- [8] P. D. Mannheim. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 56, p. 340, (2006)
- [9] P. D. Mannheim, *Astrophys. J.* 479 (1997) 659
- [10] B. S. DeWitt, *Relativity, Groups and Topology*, C. DeWitt and B. S. DeWitt, Eds. (Gordon and Breach New York 1964)
- [11] C. Brans and R. H. Dicke, *Phys. Rev.* 124 (1961) 925
- [12] Th. Kaluza, *Sitzungsber. d. Berl. Akad.*, 1921, p.966
- [13] А. В. Маршаков. *УФН*, 172, с.977, 2002
- [14] L. Randall, R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 4690
- [15] M. Milgrom, *Astrophys. J.* 270 (1983) 384
- [16] J. D. Bekenstein, M. Milgrom, *Astrophys. J.* 286 (1984) 7
- [17] B. N. Kursunoglu, *Jour. Phys. Essays* 4 (1991) 439
- [18] J. W. Moffat, *Phys. Lett. B* 355 (1995) 447
- [19] H. Weil, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* (1918) 465
- [20] P. D. Mannheim, D. Kazanas, *Gen. Rel. Gravit.* 26 (1994) 337
- [21] Р. И. Пименов. Анизотропное Финслерово обобщение теории относительности как структуры порядка. Сыктывкар, 1987.
- [22] X. Рунд. Дифференциальная геометрия Финслеровых пространств. М., Наука, 1981.
- [23] В. Балан, Н. Бринзеи. *Гиперкомпл. чис. в геом и физ.*, 2005, т. 4, с. 114
- [24] Г. Ю. Богословский. *ДАН СССР*, 1973, 213, с. 1055
- [25] G. Yu. Bogoslovsky, H.F.Goenner, *Phys.Lett. A*, 2004, v. 323, 40
- [26] Г. Ю. Богословский. *Гиперкомпл. чис. в геом и физ.*, 2005, v. 4, p. 27
- [27] Г. С. Асанов. *Вестник МГУ*, 1976, т. 17, с. 288
- [28] Г. С. Асанов. Дополнения. В кн. X. Рунд. Дифференциальная геометрия Финслеровых пространств. М., Наука, 1981.
- [29] Д. Г. Павлов. *Гиперкомпл. чис. в геом и физ.*, 2004, т. 1, с. 5
- [30] P. Rowlands. *Proc. Conf. PIRT-06, London*, 2006
- [31] В. О. Гладышев. Необратимые электромагнитные процессы в задачах астрофизики. М., Изд. МВТУ им. Баумана, 2000
- [32] S. Stenholm, 1984, *Foundations of Laser Spectroscopy*. (New York: Wiley)
- [33] S. V. Siparov, *Phys. Rev. A* 55, 3704, 1997
- [34] А. Ya. Kazakov, S. V. Siparov, *Opt. i Spektrosk. (rus)*, 83, 961, 1997
- [35] S. V. Siparov, *J. Phys. B* 31, 415, 1998
- [36] S. V. Siparov, *J. Phys. B* 34, 2881, 2001
- [37] S. V. Siparov, 2004, *Astron. & Astrophys.*, 416, 815
- [38] E. Amaldi, G. Pizzella, 1979, in *Astrofisika e Cosmologia Gravitazione Quanti e Relativita*, (Firenze, Guinti Barbera), (Rus. trans. 1982, Mir, Moscow, p. 241)
- [39] S. V. Siparov, *Proc. Conf. PIRT-06, London*, 2006
- [40] С. В. Сипаров. *Гиперкомпл. чис. в геом и физ.*, 2005, т. 4, с. 51.
- [41] М. Е. Герценштейн. *ЖЭТФ*, т. 41, с. 113, 1961
- [42] "The ATNF Pulsar Database" <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>
- [43] "Galactic H_2O masers (Palagi+ 1993)" <http://vizier.u-strasbg.fr/cgi-bin/Vizier?-source=3DJ/A+AS/101/153>

**Theory of the zero-order effect to investigate
the space-time geometrical structure**

S. V. Siparov

*State University of Civil Aviation, St-Petersburg, Russia
sergey@siparov.spb.su*

The applicability of Einstein's Relativity Theory on the galactic scale and the role of geometry in the problems of astrophysical observations are discussed. The theory of the zero-order effect to study experimentally the geometrical properties of space-time is suggested.

Статья поступила в редакцию 10 декабря 2006 г.