УДК 53.01+530.145.1+537.112+539.1+51-71

ПРИНЦИП МАТЕРИАЛЬНОСТИ ПРОСТРАНСТВА И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПОЛЯ*

Журавлев В. М.[a,b,1]

[a] Самарский национальный исследовательский университет, г. Самара, 443086, Россия.
[b] Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, 432970, Россия.

В работе формулируется принцип материальности пространства и на его основе проводится краткий критический анализ общей идеологии Специальной и Общей теорий относительности. Рассматривается связь нового принципа с ранее развитой топологической теорией фундаментальных полей (ТТФП). Рассматривается способ конструктивной реализации принципа материальности в рамках физической теории фундаментальных полей. Выводятся общие уравнения динамики маркеров материальных точек физического пространства и устанавливается их физический смысл.

Ключевые слова: Принципы и проблемы Общей и Специальной Теории Относительности, принцип материальности пространства, динамика маркеров, геометродинамика пространства.

MULDIMENSIONAL REALIZATION OF FUNDAMENTAL FIELDS

Zhuravlev V. M.[a,b,1]

[a] Samara National Research University, Samara, 443086, Russia.
[b] Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, 432970, Russia.

The work formulates the principle of materiality of space and on its basis a brief critical analysis of the general ideology of the Special and General Theories of Relativity is carried out. The connection of the new principle with the previously developed Topological Theory of Fundamental Fields (TTFF) is considered. A method of constructive implementation of the principle of materiality in the framework of the physical theory of fundamental fields is considered. General equations of the dynamics of markers of material points of physical space are derived and their physical meaning is established.

Keywords: Principles and problems of the General and Special Theory of Relativity, the principle of materiality of space, dynamics of markers, geometrodynamics of space.

PACS: 02.40.-k, 03.65.-w, 04.50.Kd, 11.90.+t
DOI: 10.17238/issn2226-8812.2020.3.37-57

Введение

В работах [1–8] был предложен новый подход к описанию динамики материи и ее структуры, включая электромагнитное и гравитационное поля, который далее будет называться **топологической теорией фундаментальных полей** или сокращенно **ТТФП**. Одной из особенностей данного подхода является возможность, исходя из геометрических и топологических представлений о структуре пространства, получить вполне адекватное единое описание не только тяготения и

*Работа выполнена в рамках проекта 0777-2020-0018, финансируемого из средств государственного задания победителям конкурса научных лабораторий образовательных организаций высшего образования, подведомственных Минобрнауки России и частично в рамках проекта РФФИ 20-02-00280.

[1] E-mail: zhvictorm@gmail.com

электромагнетизма, но и квантовых явлений, в том числе элементарных частиц. Такой геометрический подход является альтернативным к геометрическому подходу Общей теории относительности (ОТО) [9]. В отличие от ОТО топологические и геометрические идеи в ТТФП применялись изначально не к гравитационному полю, а к электромагнитному, и в первую очередь, к понятию электрического заряда. Но на основе развитой идеологии эта теория послужила и для нового описания гравитационного поля. Хотя общая конструкция развиваемой теории пока не замкнута (см. [5]), тем не менее ряд важных проблем современной физики находит достаточно ясное объяснение в рамках этой теории. К ним, например, относится топологическая интерпретация электрического и барионного зарядов, объясняющая их дискретность. Геометрическую интерпретацию получает понятие массы и понятие волновой функции частиц, что сводит вероятностный постулат Борна к геометрическому принципу.

Основной проблемой ТТФП, на которую обращалось особое внимание в работах [5, 8], является отсутствие в ней физической идеологии, с помощью которой можно описать геометродинамику **физической материальной гиперповерхности** $\mathcal{V}^3$ (**ФМГ**), вложенной в объемлющее пространство $\mathcal{W}^4$ на единицу большего числа измерений. Геометрия пространства в ТТФП более простая, чем в ОТО, и определяется вложением трехмерной физической гиперповерхности в евклидово пространство размерности 4. Поэтому все свойства такой гиперповерхности в любой заданный момент времени t определяются только одной функцией $\mathcal{F}(\mathbf{x}, t)$ – функцией высоты. Однако, пока не известна физическая природа самой гиперповерхности и окружающей ее среды, нет возможности сформулировать полностью принципы описания ее динамики. Следует отметить, что подобная проблема стояла и на первых этапах создания ОТО. Это было связано с тем, что прямых данных о том, что определяет свойства кривизны пространства-времени не было. Решение было найдено в виде постулирования принципа наименьшего действия в форме вариационного принципа Гильберта-Эйнштейна. Этот принцип был привлечен в ОТО на основе некоторых косвенных идей, касающихся инвариантного описания динамики материи и материальных полей в псевдоримановом пространстве-времени, при условии, что они должны переходить в уравнения теории тяготения Ньютона в пределе к плоскому пространству-времени. Последнее требование является частным следствием принципа соответствия, играющего важную роль в современной физике.

В ТТФП решение сформулированной проблемы также приходится искать, опираясь на некоторые косвенные данные. Например, такой косвенной информацией может служить предельный переход к свойствам электромагнитных полей в вакууме. В случае слабых полей электромагнитные волны в пустом пространстве распространяются с фиксированной скоростью - скоростью света и описываются уравнениями Д'Аламбера. В ТТФП такой переход также должен иметь место. Также, как и в ОТО, должен существовать предельный переход к теории тяготения Ньютона. Поскольку ТТФП претендует на описание и квантовых явлений, то в ней должен существовать предельный переход и к квантовой механике. Все эти предельные переходы были найдены в указанных выше работах. Все они являются следствием математических свойств описания динамики ФМГ в рамках предложенной интерпретации электрического заряда, массы и т.д. В силу такой интерпретации все необходимые для современной физики атрибуты материи появляются в теории в форме математических связей между введенными полями и объектами геометрии и топологии.

Вместе с тем для обоснования ТТФП требуется провести фундаментальный анализ современной геометрической теории пространства-времени — ОТО. Такой анализ необходим по нескольким причинам. Первая из этих причин касается необходимости объяснить то, почему избранный в ОТО способ описания геометрии пространства-времени и ее связи с материальными объектами в нем при математической безупречности не может считаться физически адекватным общим представлениям о материи как таковой. Вторая причина состоит в том, что такой анализ может дать недостающие элементы для описания динамики пространства, которые необходимы для завершения всей концепции ТТФП.

Частично предварительный анализ обоснования необходимости пересмотра всей концепции

ОТО был проведен в работе [7]. В данной работе мы проведем более детальное исследование трудностей СТО и ОТО, что даст нам возможность сформулировать специальный принцип построения теорий материи и полей, включающий в себя понятие пространства и времени. Формализация этого принципа, в свою очередь, даст возможность получить общие сведения о том, как необходимо формулировать уравнения динамики пространства как гиперповерхности, вложенной в объемлющее пространство четырех измерений. Необходимость в таком подходе связана с тем, что вся концепция ТТФП опирается на совокупность математических тождеств, позволяющих с единых позиций построить всю совокупность уравнений динамики частиц, обладающих массой, электрическим и барионным зарядами, которые участвуют в электромагнитном и гравитационном взаимодействиях. Однако в теории не хватает динамического принципа, который бы выделил среди всех возможных вариантов геометрической динамики трехмерной гиперповерхности в объемлющем четырехмерном пространстве единственную, которая отвечает реализующейся в действительности динамики. Эта проблема с физической точки зрения может быть сформулирована как проблема отсутствия каких-либо знаний относительно того, какими физическими свойствами обладает физическая гиперповерхность как материальный объект и какими свойствами обладает “физическая среда”, окружающая ее в объемлющем пространстве четырех измерений. Такая формулировка становится возможной только после того, как будет проведен анализ допустимого общего описания динамики материальных объектов с точки зрения маркеров.

На первом этапе в предлагаемой работе после обсуждения основных трудностей СТО и ОТО формулируется принцип материальности ФМГ, отсутствующий в СТО и ОТО. Этот принцип является переработкой ряда замечаний, касающихся проблем с материальностью пространства-времени в ОТО и СТО, который приводился в работах [5, 7]. Далее для математического выражения принципа материальности вводятся понятия глобальных и локальных маркеров. Уравнения их переноса постулируются как основные уравнения динамики материальных объектов. Исходя из этих уравнений и опираясь на результаты работ [13–16], выводятся в общем виде уравнения для фундаментального потенциала - функции высоты ФМГ, записанные в терминах уравнения переноса маркеров. Эти уравнения и являются основной целью данной работы, которые представляют собой инструмент, позволяющий формулировать конкретные модели динамики ФМГ также в терминах динамики маркеров.

1. Принципиальные недостатки СТО и ОТО

Одним из основных недостатков Специальной (СТО) и Общей теорий относительности (ОТО) (см. [7]) является нематериальность физического пространства. Формально, по крайней мере в рамках ОТО, иногда пространство-время мыслится материальным объектом, на том естественном основании, что оно наделяется физическими свойствами кривизны. Проблема состоит в том, что никаких прямых измерений по фиксации каких-либо элементов этого пространства, как материальных объектов, в СТО и ОТО не предусматривается. Этот факт можно сформулировать примерно так: точки пространства-времени ОТО невозможно пометить никаким физическим маркером. Однако при отсутствии такой процедуры пространство-время не может быть интерпретировано как материальный объект. Таким образом, в СТО и ОТО имеется материя и нематериальный объект - пространство-время, которые тем не менее некоторым образом взаимодействуют друг с другом.

Абсолютное пространство классической механики также не материально, однако это пространство не имеет никаких других свойств, кроме очевидного свойства протяженности. Это означает, что в реальности расстояния в пространстве могут измерены исключительно между материальными телами или частями одного и того же материального тела. В последнем случае говорят о длине. Однако не очень удобно помнить множество отдельных расстояний и длин между гигантским множеством отдельных материальных объектов и их составных частей — точек. Удобно объединить все эти расстояния в общую непротиворечивую схему — пространство, имеющее три измерения. Согласно наблюдениям классической механики, непротиворечивая схема представляет собой математическую конструкцию — евклидово трехмерное пространство. Поэтому абсолютное евклидово пространство классической механики — это не материальный объект, а удобный способ описания множества расстояний между материальными телами. Важно констатировать, что само по себе абсолютное пространство классической механики, являясь математической конструкцией, не оказывает на материальные тела никакого влияния, что как раз постулируется в первом законе Ньютона и принципом относительности Галилея.

Корпускулярная теория света Ньютона не противоречила идее нематериальности пространства и времени. Отдельные частицы света являлись некоторыми локализованными материальными объектами и в этом смысле расстояния до них включались в общую схему классической механики. Однако противоречием к этому факту нематериальности пространства и времени явилась волновая теория света, которую сформулировал впервые четко Гюйгенс. Если свет — это волны, то некоторая среда, в которой эти волны распространяются, должна заполнять все пространство целиком. В этом случае имеется возможность проверить свойства модели пространства как евклидова трехмерного пространства, рассматривая изменения характеристик волн, прошедших через него. Однако в этом случае возникает проблема с необходимостью отличать само пространство от среды, находящейся в нем. Эта проблема остро встала после создания Максвеллом общей теории электромагнетизма. Эту среду, которую назвали эфиром, следовало обнаружить и установить ее свойства.

Как известно, в экспериментах Майкельсона-Морли эфир обнаружить не удалось. Собственно СТО появилась как теория, которая пытается построить механику и электродинамику без наличия эфира — светоносной среды. В СТО с помощью преобразований Лоренца удается устранить из уравнений электродинамики слагаемые, возникающие при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой (как в акустике), движущейся равномерно относительно первой системы. Однако проблема среды при этом осталась в измененном виде. Если электромагнитные волны - это материальный объект, переносящий регистрируемую энергию, то вопрос о том, что совершает колебания в точке наблюдения при проходе через нее электромагнитной волны, остается без ответа. Приходится в результате признать, что электромагнитное поле само по себе является специфической формой материи, которая не имеет массы и других естественных свойств вещества.

Совершенно аналогичная ситуация существует с любым другим полем, в частности, полем тяготения. В результате поля выделяются в отдельную категорию материи, которая не имеет никакого вещественного воплощения, но обладает рядом измеримых и наблюдаемых характеристик, т.е. поля оказывают измеримое воздействие на вещество.

Но если свойства электромагнитного поля в некоторой степени сходны с веществом в том смысле, что оно согласно квантовой теории обладает определенными корпускулярными свойствами, то с полем тяготения ситуация оказывается гораздо сложней. Никаких корпускулярных свойств тяготение не проявляет. Силы взаимодействия этого поля с веществом во много раз меньше, чем электромагнитного. Но тем не менее оно оказывает существенное воздействие на тела большой массы и определяет всю динамику небесных тел. Однако поле тяготения в области между телами само по себе никак не проявляет себя. Для объяснения такого поведения поля тяготения в конце XIX века была предложена общая идея, что поле тяготения есть проявление свойств самого пространства. Если нет среды, то необходимыми свойствами может быть наделено только само пространство. Именно эта идея была положена в основу теории тяготения Эйнштейна в форме ОТО, хотя более радикальная идея была выдвинута раньше Клиффордом [10].

Каким же образом в СТО решается проблема отсутствия среды как материального объекта, который был бы переносчиком электромагнитных волн и вместилищем других полей? Для этого в СТО пространство-время наделяется специальными свойствами, состоящими в том, что оно влияет на движения материальных тел, хотя само по себе, как уже отмечалось выше, не является материальным объектом. Это влияние состоит в том, что без каких-либо других физических причин переход от одной инерциальной системы отсчета к другой приводит к изменению масштабов длины и времени. Это изменение обнаруживается путем сравнения эталонов длины и времени при близком контакте с помощью световых сигналов, т.е. является физически обнаружимым явлением. Важно подчеркнуть, что причиной изменения эталонов длины и времени в данных условиях не может быть никакой физический механизм, поскольку, согласно первому постулату СТО, во всех инерциальных системах отсчета все физические законы одинаковы. Таким образом, появляется фундаментальное противоречие СТО — нематериальный объект — пространство-время, имеет вполне измеримые физические свойства.

В ОТО нематериальное пространство-время наделяется еще большим числом физических свойств — компонентами тензора кривизны четырехмерного псевдориманова пространства-времени. Кривизна нематериального пространства-времени в ОТО влияет на движение материальных тел и, более того, определяет наблюдаемые свойства материальных тел — их взаимодействие между собой с помощью сил тяготения. Результатом включения в теорию и материальных, и нематериальных объектов одновременно является наличие в СТО и в ОТО ряда парадоксов. Примером может служить парадокс близнецов СТО. В ОТО же это, например, эффект Унру, а также не устранимая проблема с энергией гравитационного поля [11, 12].

1.1. Кинематические парадоксы СТО и ОТО

Все объяснения парадоксов в СТО и ОТО обычно строятся на доказательстве математической непротиворечивости самой теории, а иррациональность некоторых выводов этих теорий обычно относится к невозможности понять реальность с точки зрения практического опыта человека, живущего в макромире классической механики. Например, парадокс близнецов требует для своего объяснения факта не “симметричности” систем отсчета, в которых находятся близнецы. Если сравнивать системы отсчета, движущиеся друг относительно друга равномерно и прямолинейно, то все физические законы в них одинаковы и нет возможности указать механизм возникновения расхождения в скорости хода часов и изменения длины линеек в них. Собственно в этом и состоит парадокс близнецов. В отношении близнецов эта проблема состоит в том, что старение является физическим процессом, происходящим в клетках живого организма. Поскольку все физические процессы в обеих системах отсчета абсолютно одинаковы, то более быстрое старение оставшегося на Земле близнеца не связано ни с каким физическим механизмом. С формальной точки зрения асимметрию между близнецами можно найти, если принять во внимание наличие обязательного отрезка пути улетающего космонавта-близнеца, на котором космический корабль ускоряется. В системе отсчета, связанной с улетающим близнецом, возникают силы инерции, а в системе отсчета, связанной с Землей, сил инерции нет. Поэтому логично предположить, что расхождение в показаниях часов и длины линеек возникает как раз из-за наличия сил инерции в системе отсчета улетающего близнеца. Однако силы инерции, вообще говоря, являются кинематическим эффектом формального преобразования координат от одной системы отсчета к другой. Поэтому эта асимметричность иррациональна с физической точки зрения. Силы инерции в ускоренной системе отсчета проявляются только в возникновении сил реакции опоры, действующей на космонавта, которые обеспечивают его ускорение. Буквально, улетающего космонавта “прижимает” к стенке корабля, что и создает с точки зрения материальных сил асимметрию. Однако трудно себе представить, что именно воздействие стенки корабля на космонавта является причиной изменений в ходе его биологических часов. При таком объяснении можно предположить, что любое действие силы реакции опоры должно приводить к изменению длин эталонов и часов. Но даже в этом случае остается неясным то, почему преобразования Лоренца не содержат каких-либо ссылок на наличие сил инерции. При “математическом” объяснении данного парадокса обычно останавливаются на самом факте наличия асимметрии в системах отсчета, считая что само не материальное пространство-время “как-то” умудряется влиять на все часы и линейки независимо от их устройства. Ряд проблем такого рода обсуждался в работе Брюллюэна [11].

В качестве доказательства того, что сокращения масштабов в движущейся системе отсчета имеют место в реальности, часто приводят “мюонный эффект”. Этот эффект состоит в том, что распадающиеся мюоны, рождаясь в верхних слоях атмосферы, успевают долететь до поверхности Земли. Поскольку время их жизни в лабораторном эксперименте в неподвижной системе отсчета составляет примерно $2 \cdot 10^{-6}$с, то даже при скорости света эти частицы не могли бы пройти до распада расстояние, большее 600 м. Расстояние же от области, где эти частицы рождаются, до поверхности Земли составляет десятки километров. Однако следует иметь в виду, что никакой реальной теории процесса распада мюона на сегодняшний день нет. Поэтому можно предположить, что существует реальный физический механизм, не связанный с преобразованиями Лоренца, который объясняет факт замедления распада мюона. Это тем более важно, поскольку, как уже отмечалось, физические процессы в собственной системе отсчета и системе отсчета, связанной с Землей, для мюона должны быть одинаковыми.

Аналогичные претензии можно предъявить в конце концов и к классическому с точки зрения СТО объяснению эксперимента Майкельсона-Морли. Отсутствие заметных расхождений в скорости света вдоль направления движения Земли вокруг Солнца и перпендикулярно ему могут иметь в основе определенный физический механизм, не связанный с формальными преобразованиями Лоренца. В ТТФП электромагнитные волны являются колебаниями самого физического пространства, являющегося гиперповерхностью в объемлющем пространстве. Но при этом сами приборы также являются определенными участками той же гиперповерхности. Именно эта ситуация, фактически исключающая какой-либо эфир, как среду — переносчик электромагнитных волн, может объяснить результаты эксперимента Майкельсона-Морли.

2. Принцип материальности

Рассматривая приведенный выше анализ в качестве программы формирования концепции трехмерного пространства как материального объекта, введем специальный принцип материальности, который будет отправной точкой в создании непротиворечивой физической теории полей и частиц. Суть этого принципа можно изложить в виде следующего утверждения: **Любой объект, который оказывает физически измеримое (обнаружимое с помощью приборов) воздействие на материальные тела, должен сам являться материальным объектом.**

Для практики физических исследований наблюдаемых вещественных объектов этот принцип не дает чего-то особенно нового. Однако в отношении понятий поля, пространства и времени данный принцип приводит к важным следствиям в отношении их физических свойств. Для пространства и времени данный принцип имеет, по крайней мере, два способа непротиворечивого воплощения.

Первый способ демонстрирует классическая механика, согласно которой пространство и время не обладают никакими свойствами материальности и служат в качестве формальной математической модели описания длин и расстояний с одной стороны, и периодов и длительностей явлений с другой. Здесь важно отметить, что расстояния в абсолютном пространстве классической механики могут быть измерены и сопоставлены только определенным материальным объектам. Физический смысл имеет только расстояние от одного материального тела до другого, хотя формально все пространство покрывается координатной сеткой, которая отражает непротиворечивый способ удобного обобщения множества измерений расстояний между материальными объектами. При этом постулируется, что материальные объекты есть нечто совершенно отличное от нематериальных пространства и времени. Поэтому в классической механике способы измерения длины и времени одинаковы во всем пространстве и не зависят от выбора инерциальной системы отсчета. Этот постулат является лишь фиксацией наиболее простого способа упорядочивания расстояний до объектов. При этом ограничение действия этого принципа только инерциальными системами отсчета объясняется возможностью появления в неинерциальных системах отсчета сил, меняющих длину линеек и скорости хода часов за счет очевидных физических механизмов. В неинерциальной системе отсчета всегда должны возникать, например, силы реакции опоры, заставляющие эталон ускоряться. Силы реакции опоры, действующие на упругие тела, вызывают их относительное удлинение или сокращение. В отличие от этого в СТО изменение длины эталонов происходит при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой, хотя первым постулатом этой теории является одинаковость всех законов физики в этих системах отсчета. Поэтому изменение масштабов длины и времени в СТО не может быть связано ни с каким реальным физическим механизмом взаимодействия материальных тел.

Второй способ интерпретации пространства, соответствующий излагаемой новой теории, состоит в признании пространства в качестве материального объекта, обладающего измеримыми физическими свойствами. В этом случае точки этого пространства признаются материальными объектами, и любое изменение расстояний между этими точками должно вызываться и объясняться конкретными физическими причинами. В качестве способа описания геометрических свойств такого материального пространства предлагается модель вложения трехмерной гладкой гиперповерхности в объемлющее четырехмерное пространство W^4. Эта модель означает, что свойства трехмерной материальной гиперповерхности измеримым способом отличаются от свойств четырехмерного объемлющего пространства. Поскольку в эту модель входит новый математический объект — четырехмерное объемлющее пространство и отдельно время, то при едином их описании возникает та же самая исходная дилемма. Необходимо сделать выбор, либо мы считаем, что это пространство является лишь формальным способом вычисления длин и расстояний в нем, либо мы считаем, что это пространство также является материальным. В первом случае мы можем опираться на наш опыт измерения расстояний в классической механике, поскольку абсолютное пространство этой теории является частью объемлющего пространства. При этом самой естественной моделью для вычисления длин в этом четырехмерном пространстве является четырехмерное евклидово пространство W^4, во всех точках которого длина эталонов остается неизменной. При этом для того, чтобы такая процедура могла быть реализована, требуется наличие в W^4 материальных объектов. Как и в классической механике, в ТТФП расстояния могут быть измерены только между материальными объектами. Такими материальными объектами в ТТФП являются точки трехмерной физической материальной гиперповерхности (ФМГ).

Во втором случае необходимо указать модель материализации этого пространства, которая будет определять его геометрию как материального объекта. Однако в отсутствие каких-либо точных сведений об этом пространстве сделать это достаточно трудно. В силу этого наиболее логичным выбором является предположение, что объемлющее четырехмерное пространство W^4 является аналогом абсолютного пространства классической механики, но имеющим на единицу большее число измерений. Такой подход и был принят ранее в обсуждаемой новой теории ТТФП.

Однако в отличие от классической механики, в которой сама практика физического эксперимента строилась на возможности разлагать материю на отдельные материальные точки, в ТТФП приходится ограничиваться, по крайней мере пока, расстояниями только между точками самой физической материальной гиперповерхности. Это создает определенные трудности в попытках формулировать теорию объемлющего пространства, опираясь на стандартные классические приемы. Поскольку мы не имеем представления о том, как устроена материальная гиперповерхность в малом, то можно пока формально положиться на математические аксиомы, согласно которым гиперповерхность в евклидовом пространстве можно представить в виде множества математических точек, которым могут быть формально сопоставлены некоторые физические параметры, например, плотность массы, плотность энергии, скорость и т.д. В этом случае ФМГ предстает в виде непрерывной и даже гладкой гиперповерхности $V^3 \in W^4$ с распределенными на ней физическими величинами. В результате получаем объект, состоящий из множества точек, физический смысл которых до конца не определен, но которые могут служить хорошей моделью для описания динамики материи. Следует правда подчеркнуть, что эти точки не имеют прямого отношения к материальным точкам классической или квантовой механики. Объекты этих теорий - частицы, трактуются в ТТФП как протяженные области ФМГ, выделенные определенным образом (см. [2–6, 8]).

Полагая W^4 евклидовым пространством, в нем всегда можно ввести декартову систему координат следующего вида: $\mathbf{X} = (x_1, x_2, x_3, x_4) = (\mathbf{x}, u)$, где выделена одна из координат, в данном случае $u = x^4$, и ортогональная ей гиперплоскость P^3 с декартовыми координатами $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$. Тогда любая гиперповерхность $V^3 \in W^4$ может быть с математической точки зрения выделена однозначно с помощью одной функции высоты $\mathcal{F}(\mathbf{x}, t)$ с помощью уравнения:

$$u = \mathcal{F}(\mathbf{x}, t). \tag{1}$$

Именно в таком виде физическая материальная гиперповерхность (ФМГ) описывалась в работах [5, 8]. Однако такое выделение подразумевает, что в W^4 имеется возможность не только формально, но и физически, выделить гиперплоскость P^3. Как указывалось в [5, 8], такая гиперплоскость в W^4 выделяется нами в форме интуитивного образа, основанного в первую очередь на прямолинейном распространении света в вакууме. Поскольку свет проходит сквозь плотную материю не прямолинейно или вовсе не проходит через отдельные материальные объекты, то представление о плоскостности нашего мира интуитивно продолжается в область пространства, занятой этими объектами. Таким образом, гиперплоскость P^3 - это совокупность наших интуитивных представлений по отношению к ФМГ о расположении материальных объектов друг относительно друга, что можно трактовать как выбор физической системы отсчета.

Следуя этому анализу и общей идее, лежащей в основе гипотезы Клиффорда и Эйнштейна о том, что материя и материальные поля, гравитационное и электромагнитное, должны объясняться свойствами геометрии некоторого пространства и времени, логично связать их с геометрическими и топологическими свойствами физической гиперповерхности V^3. Но теперь этот метод должен опираться не на формальные соображения типа выбора в качестве плотности лагранжевой функции гравитационного поля скаляра тензора кривизны Риччи, а на саму идеологию материальности физической гиперповерхности. Такая идеология, в первую очередь, должна отражать сам смысл определения материальности объекта, как объекта, который можно наблюдать в физическом эксперименте.

3. Способ описания свойств материальной гиперповерхности

Наиболее очевидным свойством материальных объектов является их наблюдаемость, т.е. возможность следить за ними с помощью тех или иных прямых физических измерений. Это означает, что каждой точке материального объекта можно сопоставить набор физических маркеров, отражающих измеримые свойства, отличающие одну точку от других. Такие маркеры в гидродинамике называются лагранжевыми маркерами и представляют собой координаты каждой материальной точки в некоторый фиксированный момент времени. Именно такие лагранжевы маркеры являются наиболее общим способом описать любую подвижную материальную среду в последующие моменты времени. В связи с этим для описания распределения материи в объемлющем четырехмерном пространстве W^4 также необходимо ввести набор маркеров $E^a(\mathbf{x}, t)$, которые единственным образом выделяют каждую точку материи, находящуюся в нем в точке с координатой $\mathbf{X} = (X_1, X_2, X_3, X_4)$ в момент времени t. Как было отмечено, будем полагать, что W^4 является евклидовым пространством и поэтому координаты $\mathbf{X}$ можно без ограничения общности выбрать декартовыми.

Предположим, что материальный объект имеет форму гиперповерхности V^d размерности d, вложенной в объемлющее пространство $\mathcal{V}^D$ размерности $D > d$. Физическая материальная гиперповерхность выделяет исследуемый объект, а объемлющее пространство необходимо для внесения в теорию эталона свойства протяженности, сравнивая с которым у нас может появиться представление об изменении размеров и расстояний на физической гиперповерхности. Под геометрическими маркерами $e^a(\mathbf{X}, t)$, $a = 1, \dots$ будем далее понимать функции координат объемлющего пространства и времени, которые связаны с каждой точкой гиперповерхности $V^d \subset \mathcal{V}^D$ и позволяют отличить одну точку однозначно от других точек этой гиперповерхности. По аналогии с гидродинамикой, значением маркерной функции может служить значение координаты материальной точки в $\mathcal{V}^D$ в один выделенный момент времени $t = 0$. Предполагается, что существует способ, хотя бы формальный, в момент времени $t = 0$ произвести измерение $e_0^a(\mathbf{X})$. Исходя из этого, число геометрических маркеров $e^a(x_1, x_2, \ldots, x_D),\ a = 1, \ldots, D$ должно быть равно D независимых функций. При этом все маркеры точек материального объекта следует разделить на два класса. Первый класс - это **глобальные маркеры**, выделяющие физическую материальную гиперповерхность в объемлющем пространстве как целое. Число таких маркеров должно быть равно $M = D - d$. Действительно, материальную гиперповерхность размерности d в евклидовом пространстве $\mathcal{V}^D$ в момент времени t можно задать с помощью системы из M алгебраических уравнений:

$$e_a(\mathbf{X}, t) = C_a = \mathrm{const}, \qquad a = d + 1, \ldots, D.$$

Здесь C^a — совокупность некоторого набора вещественных постоянных, выделяющая конкретную гиперповерхность среди всех возможных гиперповерхностей с другими значениями глобальных маркеров. Совокупность функций $e_a(\mathbf{X}, t)$ можно рассматривать как M маркеров, которые мы и будем называть **глобальными маркерами**. Их значения определяются в момент $t = 0$ с помощью той или иной измерительной процедуры и остаются неизменными в любой точке ФМГ при любых изменениях ее геометрии.

Второй класс маркеров должен выделять точки самой ФМГ. Эти маркеры отражают перемещение точек ФМГ с заданными физическими свойствами вдоль самой ФМГ при изменении ее геометрии. Эти маркеры будем называть **локальными**. Это означает, что локальные маркеры должны быть связаны с такими преобразованиями функциональной зависимости глобальных маркеров от $\mathbf{X}$ $e_a(\mathbf{X}, t)$, которые не меняют геометрии ФМГ, а лишь сводятся к переобозначению ее точек.

Для описания движения гиперповерхности V^d со временем теперь достаточно ввести в теорию уравнение переноса маркеров:

$$\frac{\partial e^a}{\partial t} + U^i(\mathbf{x}, t)\frac{\partial e^a}{\partial x^i} = 0, \quad a = 1, \ldots, D; \quad i = 1, \ldots, D. \tag{2}$$

Поле $\mathbf{U}(\mathbf{X}, t)$ с компонентами $U^i(\mathbf{X}, t)$ будем называть полем скорости переноса маркеров. **Вдоль интегральных кривых этого поля, т.е. интегральных кривых системы уравнений:**

$$\boldsymbol{\frac{dx^i}{dt} = U^i(\mathbf{X}, t), \quad \frac{de^a}{dt} = 0,}$$

значения геометрических маркеров остаются постоянными. Поэтому поле $\mathbf{U}(\mathbf{X}, t)$ скорости переноса маркеров должно в теории динамики ФМГ играть основополагающую роль, поскольку с ним связаны все основные элементы движения маркеров и, как следствие, всей материальной гиперповерхности. В связи с этим уравнение (2) представляет собой математическое выражение второго постулата материальности. Именно: **Основным математическим выражением динамики материальной гиперповерхности является уравнение (2), а поле $\mathbf{U}(\mathbf{X}, \boldsymbol{t})$ переноса маркеров является фундаментальным полем описания динамики материального объекта $\boldsymbol{V^d}$.**

4. Трехмерная материальная гиперповерхность в $\mathcal{V}^4$

В соответствии с основными положениями ТТФП физическая материальная гиперповерхность $\mathcal{V}^3$ имеет размерность $d = 3$ и вложена в объемлющее евклидово пространство $\mathcal{V}^4$ размерности $d = 4$: $\mathcal{V}^3 \in \mathcal{V}^4$. В этом случае среди четырех маркеров один из маркеров E^4, который мы будем далее обозначать как функцию ϕ, является глобальным маркером, а три остальных — локальными.

Поскольку функция $\phi(\mathbf{X}, t)$ — глобальный маркер, то ФМГ может быть выделена в $\mathcal{V}^4$ с помощью одного алгебраического уравнения:

$$\phi(\mathbf{X}, t) = \phi_0 = \text{const}. \tag{3}$$

Однако в ТТФП для описания геометрии ФМГ и физических свойств материальных объектов, которые мы идентифицируем как частицы материи, используется не функция ϕ, а функция высоты $\mathcal{F}(\mathbf{x}, t)$, с помощью которой ФМГ выделяется в соответствии с уравнением:

$$\mathcal{F}(\mathbf{x}, t) = u = x^4, \quad \mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3), \tag{4}$$

здесь u — координата в $\mathcal{W}^4$, соответствующая ортогональному направлению к некоторой выделенной гиперплоскости $\mathcal{P}^3 \subset \mathcal{V}^4$, на которой заданы декартовы координаты $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$. Именно эта функция, названная в ТТФП фундаментальным потенциалом, играет важнейшую роль в описании фундаментальных полей — электромагнитного и гравитационного. В частности, решение задачи тополого-геометрического описания свойств электрических зарядов, электромагнитных и гравитационных полей в ТТФП основывается на том, что функция высоты ФМГ $\mathcal{F}$ связывается с локальными маркерами $\mathbf{e}$ на каждой простой топологической ячейке (см. [2–5] и Приложение) с помощью уравнения:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \frac{\varepsilon}{2}|\mathbf{e}(\mathbf{x}, t)|^2. \tag{5}$$

Здесь $|\mathbf{e}|^2 = R^2(\mathbf{x}, t) = (e^1)^2 + (e^2)^2 + (e^3)^2$, а $\mathcal{F}_0$ — значение функции $\mathcal{F}$ в ее экстремуме, принадлежащем данной ячейке, а $\varepsilon = \pm 1$ в зависимости от того, является ли экстремум максимумом или минимумом.

Уравнение переноса маркеров (2) должно по определению иметь такой вид:

$$\frac{\partial e^a}{\partial t} + U^i(\mathbf{X}, t)\frac{\partial e^a}{\partial x^i} = 0, \quad a = 1, \ldots, 4; \quad i = 1, \ldots, 4. \tag{6}$$

Однако в работах [2–6,8] рассматривались исключительно локальные маркеры, уравнение переноса которых имеет такой вид:

$$\frac{\partial e^a}{\partial t} + V^\alpha(\mathbf{x}, t)\frac{\partial e^a}{\partial x^\alpha} = 0, \quad a = 1, \ldots, 3; \quad \alpha = 1, \ldots, 3, \tag{7}$$

где поле $V^\alpha(\mathbf{x}, t)$ было задано на гиперплоскости P^3 и связывалось с электромагнитным полем. В частности, было показано, что с помощью введения геометрического усреднения с плотностью $|J|$, роль которой играет якобиан преобразования $\mathbf{x} = (x^1, x^2, x^3) \to \mathbf{e} = (e^1, e^2, e^3)$, можно построить все основные уравнения классической и квантовой физики, а также уравнения классической теории гравитации в расширенном виде. Было также показано, что незначительная модификация теории тяготения в классическом виде позволяет легко объяснить явление, называемое в современной физике темной материей. Фактически это означает, что концепция маркеров является очень эффективным инструментом для решения ряда проблем современной физики. Поэтому можно предположить, что уравнения (6) для локальных маркеров должны редуцироваться к форме уравнений (7).

Уравнение для глобального маркера можно теперь сконструировать, исходя из определения функции высоты. Поскольку на ФМГ глобальный маркер принимает некоторое постоянное значение, то исходя из этого мы можем полагать, что глобальный маркер $\phi(\mathbf{x}, t, u)$ является некоторой функцией следующего вида:

$$\phi = \Phi(u - \mathcal{F}(\mathbf{x}, t)). \tag{8}$$

Дифференцируя это уравнение по $\mathbf{x}$, t и u, и, затем, исключая из полученных соотношений производную функции $\Phi'(\xi)$, приходим к следующей системе уравнений для функции $\phi(\mathbf{x}, t, u)$:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x^i} = -\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x^i}\frac{\partial \phi}{\partial u}, \quad i = 0, 1, 2, 3. \tag{9}$$

Эта система уравнений рассматривалась в [7, 14] и описывает специальный класс волн — ривертоны. Сворачивая эту систему по индексу i с произвольным непрерывным векторным полем $u^i(\mathbf{x}, t, u)$, приходим к следующему уравнению для $\phi(\mathbf{x}, t, u)$:

$$u^0\frac{\partial\phi}{\partial t}+u^\alpha\frac{\partial\phi}{\partial x^\alpha}+(\mathbf{u},\nabla\mathcal{F})\frac{\partial\phi}{\partial u}=0,\quad (\mathbf{u},\nabla\mathcal{F})=u^i\mathcal{F}_{,i}. \tag{10}$$

Этому уравнению можно придать такой вид:

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}+U^\alpha(\mathbf{x},t)\frac{\partial\phi}{\partial x^\alpha}+U^4(\mathbf{x},t)\frac{\partial\phi}{\partial u}=0. \tag{11}$$

Здесь:

$$U^\alpha=\frac{u^\alpha}{u^0},\quad U^4=\frac{(\mathbf{u},\nabla\mathcal{F})}{u^0}. \tag{12}$$

Поле $\mathbf{U}$, заданное на $\mathcal{W}^4$, с компонентами U^i (12) является полем переноса глобального маркера на $\mathcal{W}^4$. Из последнего соотношения следует, что компоненту U^4 поля $\mathbf{U}$ можно представить в следующем виде:

$$U^4=U^\alpha\frac{\partial\mathcal{F}}{\partial x^\alpha}+\frac{\partial\mathcal{F}}{\partial t}.$$

Следовательно, эта компонента U^4 поля $\mathbf{U}$ определяется производными функции высоты $\mathcal{F}$ и компонентами поля $\mathbf{V}=(U^1,U^2,U^3,0)$, касательными к гиперплоскостям $\mathcal{P}^3$. Случай $U^4=0$, эквивалентный выполнению уравнения:

$$\frac{\partial\mathcal{F}}{\partial t}+V^\alpha\frac{\partial\mathcal{F}}{\partial x^\alpha}=0,$$

определяет уравнение переноса функции высоты и, как следствие, локальных маркеров.

Заметим, что соотношения (12) можно несколько изменить, исходя из того, что соотношение (8) можно обобщить, полагая:

$$\phi=\Phi(u-\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi)). \tag{13}$$

Это обобщение связано с тем, что, разрешая уравнение (3) относительно u, приходим к соотношению:

$$u=\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi),$$

которое эквивалентно (4) при некотором конкретном постоянном значении $\phi(\mathbf{x},t,u)=C=\text{const}$, которое и выделяет ФМГ. При таком обобщении глобальный маркер может быть многозначной функцией координат в $\mathcal{W}^4$, что расширяет допустимую структуру ФМГ.

Дифференцируя (13) по $\mathbf{x},t$ и u и исключая производную $\Phi'(\xi)$, приходим к тому же уравнению (9):

$$\frac{\partial\phi}{\partial x^i}=-A_i\frac{\partial\phi}{\partial u},\quad A_i=\left.\frac{\partial\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi)}{\partial x^i}\right|_{\phi=\text{const}},\quad i=0,1,2,3, \tag{14}$$

с тем отличием, что функция $\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi)$ содержит зависимость от ϕ, которую не затрагивает дифференцирование по координатам и времени. Таким образом, все соотношения (10), (11) остаются справедливыми и в этом обобщенном случае, а в уравнении (12) необходимо учитывать, что производные по x^i в правой части вычисляются при условии $\phi=\text{const}$.

5. Уравнение геометродинамики второго порядка

Полученное уравнение переноса глобального маркера содержит векторное $\mathbf{U}$ с произвольным его распределением на выделенной гиперплоскости $\mathcal{P}^3$. Это означает, что введение глобального маркера пока не решает задачу выделения среди всех возможных типов динамики ФМГ в W^4 ту, которая соответствует реальному положению вещей. Для того, чтобы возникла такая возможность, необходимо получить некоторые следствия уравнений, выведенных в предыдущем разделе, которые можно связать с некоторыми ясными по своей сути динамическими моделями ФМГ. Такими следствиями могут быть уравнения второго порядка для ϕ, которые можно получить из уравнений (9) или (14), и которые можно пытаться интерпретировать, сравнивая с той или иной формой динамики классической или математической физики.

Вычисления будем проводить для обобщенной системы (14). Для удобства введем вместо времени t переменную $x^0 = ct$, где c — постоянная, которая играет далее роль скорости света. Это полезно сделать для сравнения с имеющимися классическими теориями. Свернем уравнения системы (14)с компонентами g^{ij} диагональной матрицы $\hat{g}$, имеющей вид:

$$\hat{g} = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1), \tag{15}$$

которая имитирует метрику пространства-времени Минковского. В результате получим следующее уравнение:

$$g^{ij}\frac{\partial \phi}{\partial x^j} = g^{ij}A_j(\phi, \mathbf{x})\frac{\partial \phi}{\partial u}, \quad i = 0, 1, 2, 3.$$

Вычисляя теперь дивергенцию от правой и левой частей последнего уравнения, приходим к следующему уравнению второго порядка:

$$\Box\phi = \frac{\partial}{\partial u}\left(|\mathbf{A}(\phi, \mathbf{x})|^2\frac{\partial \phi}{\partial u}\right) + \overline{\Box}F\frac{\partial \phi}{\partial u}, \tag{16}$$

где

$$\overline{\Box} = g^{ij}\frac{\partial^2}{\partial x^i \partial x^j} = \frac{\partial^2}{\partial x^{0\,2}} - \sum_{\alpha=1}^{3}\frac{\partial^2}{\partial x^{\alpha\,2}}$$

— оператор Д'Аламбера в координатном пространстве-времени, действие которого на функцию $F(\mathbf{x}, t, \phi)$ осуществляется при условии $\phi = const$. Кроме этого, введено обозначение:

$$|\mathbf{A}(\mathbf{x}, t, \phi)|^2 = g^{ij}A_iA_j = \Big(A_0(\phi, \mathbf{x})\Big)^2 - \sum_{\alpha=1}^{3}\Big(A_\alpha(\phi, \mathbf{x})\Big)^2.$$

Отметим, что с формальной точки зрения выбор постоянной невырожденной матрицы $\hat{g}$, по которой производится свертка в уравнении (16), произволен. Например, в качестве матрицы $\hat{g}$ можно было бы выбрать любую невырожденную матрицу с сигнатурой $(+, +, +, +)$ или $(+, +, -, -)$. В этом случае вместо стандартного оператора Д'Аламбера в уравнении (16) появился бы оператор с соответствующей сигнатурой вторых производных. В частности, для сигнатуры $(+, +, +, +)$ это был бы оператор Лапласа в четырехмерном пространстве. Такой выбор, очевидно, отвечает другому варианту динамики ФМГ, который мог бы реализоваться в некоторой другой ситуации, чем та, которая реализуется для нашей Вселенной.

В независимости от выбора матрицы g_{ij} уравнение (16) представляет собой уравнение динамики глобального маркера, которое можно сопоставлять некоторым уравнениям классической физики с целью понимания его интерпретации с точки зрения эксперимента. В первую очередь следует заметить, что приведенная общая форма уравнения (16) является общим и естественным следствием исходного постулата о том, что ФМГ представляет собой трехмерную гиперповерхность в W^4. В силу этого уравнение содержит два функциональных параметра $\Lambda = |\mathbf{A}|^2$ и $P = \Box\mathcal{F}$, связанных исключительно с функцией высоты $\mathcal{F}$:

$$\Lambda = |\mathbf{A}|^2 = \left.\left(\left(\frac{\partial \mathcal{F}(\mathbf{x}, t, \phi)}{\partial x^0}\right)^2 - \sum_{\alpha=1}^{3}\left(\frac{\partial \mathcal{F}(\mathbf{x}, t, \phi)}{\partial x^\alpha}\right)^2\right)\right|_{\phi=\mathrm{const}}, \tag{17}$$

$$P = \Box\mathcal{F} = \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial x^{0\,2}} - \sum_{\alpha=1}^{3}\frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial x^{\alpha\,2}}.$$

Отсюда следует, что геометродинамика ФМГ определяется двумя функциями Λ и P, которые должны быть связаны с физическими величинами, которые измеряются в эксперименте. Фактически, если Λ и P представить в виде измеримых распределений некоторых физических параметров материи, то соотношения (17) можно будет рассматривать в качестве уравнений для фундаментального потенциала — функции высоты $\mathcal{F}$. С этой точки зрения выбор матрицы $\hat{g}$ в виде (15) является лишь способом привести такие уравнения для $\mathcal{F}$ к форме, близкой к форме волновых уравнений классической физики. Смысл такого выбора состоит в предположении, что в пределе, когда функции Λ и P малы, что можно, по всей видимости, интерпретировать как отсутствие материи в пространстве, процессы изменения $\mathcal{F}$ и ϕ должны быть подобны распространению волн с некоторой фиксированной скоростью c, совпадающей со скоростью света.

6. Интерпретация уравнений геометродинамики

Заметим, что с точки зрения измерений, которые мы можем производить, являясь элементом ФМГ, уравнения (16) с учетом (17) не очень полезны, поскольку у нас нет, по крайней мере пока, информации об объемлющем пространстве W^4. В силу этого особый интерес представляют уравнения (17), которые относятся к функции высоты и не содержат зависимости от переменной u. Сама функция $\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi)$ формально зависит от значения ϕ на ФМГ. Но эта зависимость является чисто параметрической и фактически не влияет на функциональную зависимость $\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi)$ от $\mathbf{x}$ и t. Более того, если будет известна зависимость $\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi)$ от $\mathbf{x}$ и t, то зависимость $\phi(\mathbf{x},t,u)$ будет определяться непосредственно из (8), либо из решения уравнения (16) или (17) при дополнительных граничных или начальных условиях. Таким образом, для выяснения динамики ФМГ необходимо сосредоточиться на интерпретации уравнений (17) с точки зрения физического эксперимента.

Первое, на что следует обратить внимание, это то, что уравнение:

$$\overline{\Box}\mathcal{F} = P \tag{18}$$

имеет очевидное сходство с уравнением колебаний тонкой трехмерной мембраны в четырехмерном евклидовом пространстве под действием “силы” P, отнесенной к единице объема ФМГ, и приложенной к мембране вдоль оси u, ортогональной гиперплоскости $\mathcal{P}^3 \in W^4$. Действительно, уравнение колебаний тонкой двумерной мембраны имеет подобный вид, но с размерностью координатного пространства, меньшей на единицу. Для двумерной мембраны функция P есть отношение внешнего давления, приложенного к мембране, к плотности материала мембраны. В результате мы можем трактовать уравнение (18) как уравнение колебаний упругой трехмерной мембраны V^3 в W^4, под действием некоторой “силы” P.

Поскольку для вычисления функции $\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi)$ достаточно одного уравнения (18) при наличии граничных и начальных условий, то второе уравнение системы (17):

$$\Lambda = \left(\left(\frac{\partial\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi)}{\partial x^0}\right)^2 - \sum_{\alpha=1}^{3}\left(\frac{\partial\mathcal{F}(\mathbf{x},t,\phi)}{\partial x^\alpha}\right)^2\right)\Bigg|_{\phi=\mathrm{const}}. \tag{19}$$

должно являться следствием (18). Однако простой связи между (18) и (19) нет, поскольку нет простой связи между функциями P и Λ. Такая связь может появиться, если использовать формальную факторизацию этих уравнений, подобную соотношениям (14) для функции ϕ. О такой возможности речь пойдет позже. Для функции Λ имеется формальная интерпретация как лагранжиана линейной части уравнения (18). Однако эта интерпретация пока не имеет большого физического смысла.

7. Общие принципы динамики физической гиперповерхности

Интерпретация уравнения (18) как уравнения колебаний трехмерной мембраны в четырехмерном евклидовом пространстве под действием “сил”, описываемых функцией P, позволяет проанализировать смысл и свойства P с точки зрения известных фактов. Первым важным фактом, который необходимо принимать во внимание, является выполнение в нашей Вселенной закона сохранения энергии на всех наблюдаемых на сегодняшний день масштабах. Это, в частности, означает, что само уравнение (18) должно, скорее всего, являться автономным. Условие автономности гарантирует, что в динамику системы не вмешиваются какие-либо сторонние факторы, которые, как правило, приводят к нарушению законов сохранения импульса и энергии. Последнее означает, что сила, действующая на ФМГ, должна зависеть только от параметров самой ФМГ и ее производных:

$$P = P(\mathcal{F}, \mathcal{F}_{,\alpha}, \mathcal{F}_{,\alpha,\beta}, \ldots).$$

В простейшем случае можно предполагать, что функция $P(\mathcal{F}, \mathcal{F}_{,\alpha}, \mathcal{F}_{,\alpha,\beta}, \ldots)$ явно зависит только от самой функции $\mathcal{F}$. В этом случае уравнение (18) представляет собой нелинейное уравнение Клейна-Гордона, которое встречается в различных физических приложениях. В частности, в работе [16] были найдены точные решения нелинейных уравнений Клейна-Гордона в классе ривертонов. Полученные в этой работе решения обладают многозначностью, что представляется вполне полезным для использования в ТТФП, в которой многозначные структуры фундаментальной гиперповерхности связываются с барионами [5].

Аналогичные рассуждения можно отнести и к функции Λ, полагая, что и уравнение (19) также должно являться автономным. В этом случае функция Λ должна быть функцией только $\mathcal{F}$ и ее производных:

$$\Lambda = \Lambda(\mathcal{F}, \mathcal{F}_{,\alpha}, \mathcal{F}_{,\alpha,\beta}, \ldots).$$

К сожалению, пока не установлены прямые связи уравнений (18) и (19) с измеримыми в эксперименте величинами, трудно давать какие-либо указания для функционального выбора P, как функции $\mathcal{F}$ и ее производных. Однако мы можем установить некоторые полезные свойства этой функции, рассматривая некоторые предельные ситуации, которые должны реализовываться в реальности.

В качестве примера "простейшего" состояния ФМГ рассмотрим уравнения для фундаментального потенциала, соответствующие ситуации: $P = 0$. В этом случае полное уравнение (16) превращается в уравнение следующего вида:

$$\Box\phi = \frac{\partial}{\partial u}\left(|\mathbf{A}(\phi, \mathbf{x})|^2 \frac{\partial \phi}{\partial u}\right).$$

Соответственно, уравнения (18) и (19) принимают такой вид:

$$\Box\mathcal{F} = 0, \tag{20}$$

$$\left.\left(\left(\frac{\partial \mathcal{F}(\mathbf{x}, t, \phi)}{\partial x^0}\right)^2 - \sum_{\alpha=1}^{3}\left(\frac{\partial \mathcal{F}(\mathbf{x}, t, \phi)}{\partial x^\alpha}\right)^2\right)\right|_{\phi=\mathrm{const}} = \Lambda. \tag{21}$$

Первое уравнение этой системы представляет собой уравнение свободных колебаний трехмерной тонкой мембраны в четырехмерном пространстве. Фазовая скорость волн, возникающих за счет краевых эффектов, определяется числом c, которое связано с соотношениями (15). Эта скорость в эксперименте, очевидно, эквивалентна скорости света. Функция Λ в этом случае представляет собой некоторый эквивалент плотности энергии таких волн, соответствующий каждому конкретному решению для $\mathcal{F}$. В этом случае такую ситуацию можно соотнести с колебаниями ФМГ в отсутствие сложных топологических структур, которые сопоставляются в ТТФП с элементарными частицами [5].

Однако равенство нулю P является очевидно очень частным случаем возможных ситуаций. Хотя множество решений уравнение Д'Аламбера (20) содержит обширное подмножество многозначных решений (см. [13, 14]) — ривертонов, тем не менее, решения из этого множества сами по себе навряд ли могут дать что-то подобное ручкам Уилера [5]. Однако для того, чтобы такая возможность появилась, имеется расширенная версия использования результатов работ [13, 14], изложенная в работе [16]. В этой последней работе с помощью теории ривертонов, многозначных решений квазилинейных уравнений первого порядка, было построено обширное множество многозначных решений многомерных нелинейных уравнений Клейна-Гордона общего вида. т.е. уравнений вида:

$$\Box\mathcal{F} = F(\mathcal{F}),$$

где $F(\mathcal{F})$ — функция достаточно общего вида.

8. Ривертоны и многозначные решения уравнений геометродинамики

Идея построения решений многомерных нелинейных уравнений Клейна-Гордона с помощью ривертонов сводится к следующему. Ривертонами будем называть решения системы квазилинейных уравнений следующего вида:

$$\frac{\partial\psi}{\partial x^\alpha}=B_\alpha(\psi)\frac{\partial\psi}{\partial t},\ \alpha=1,\dots,n. \tag{22}$$

Общее решение этой системы [13, 14] можно записать в таком виде:

$$H(\psi,t+U(\mathbf{B},\mathbf{x}))=0, \tag{23}$$

где:

$$U(\mathbf{B},\mathbf{x})=\sum_{\alpha=1}^{n}B_\alpha(\psi)x^\alpha.$$

Простым дифференциальным следствием (22) является уравнение:

$$\Box\psi=\frac{\partial}{\partial t}\left(|\mathbf{B}|^2\psi_t\right). \tag{24}$$

Поскольку компоненты векторного поля $\mathbf{B}(\psi)$ как функции ψ произвольны, их можно выбрать таким образом, чтобы выполнялось условие:

$$|\mathbf{B}|^2=c^{-2}, \tag{25}$$

где c — постоянная из соотношений (16). В результате уравнение (24) переходит в уравнение (20). Заметим, что в этом случае для функций ψ автоматически будет выполняться уравнение (19) с $\Lambda=0$. Это непосредственно следует из уравнений (22) и выбора функций $\mathbf{B}(\psi)$ в соответствии с (25).

Для того, чтобы получить аналогичным образом решения уравнений типа (18), необходимо рассматривать в качестве $\mathcal{F}$ функции следующего общего вида:

$$\mathcal{F}=W(\psi,\psi_t,\psi_{tt},\dots), \tag{26}$$

где ψ — ривертон, а W — некоторая дифференцируемая функция своих аргументов, вид которой будет определяться функциональным видом функции P как функции $\mathcal{F}$ и ее производных.

Для простоты рассмотрим случай $\mathcal{F}=W(\psi,\psi_t)$. Для удобства введем дополнительные обозначения $u=\psi_t,\ v=\psi_{tt}$. Продифференцируем (26) по независимым переменным x^α и t. В результате находим:

$$\begin{aligned}&\mathcal{F}_{,\alpha}=W_\psi\psi_{,\alpha}+W_u\psi_{t,\alpha}=W_\psi B_\alpha u+W_u\frac{\partial}{\partial t}(B_\alpha u),\\&\mathcal{F}_{,t}=W_\psi u+W_u u_t.\end{aligned}$$

используя последнее соотношение, находим:

$$\mathcal{F}_{,\alpha}=B'_\alpha F(\psi,u)+B_\alpha\mathcal{F}_t.$$

Здесь:

$$F(\psi,u)=u^2\frac{\partial W}{\partial u};$$

Из последнего соотношения после некоторых преобразований ([16]) следует:

$$\Box\mathcal{F}-R\mathcal{F}_{tt}=R''uF+\Omega^2\Big(u^2F_{,u}-2uF\Big)+R'\Big(uF_{,\psi}+F_{,u}u_t+u\mathcal{F}_t\Big). \tag{27}$$

Здесь введены обозначения:

$$R=\sum_{\alpha=1}^{n}B_\alpha^2(\psi),\quad \Omega^2=\sum_{\alpha=1}^{n}B_\alpha'^2(\psi),\quad B'_\alpha=\frac{d}{d\psi}B_\alpha.$$

В случае специального выбора $R = \mathrm{const} = c^{-2}$ уравнение (27) превращается в уравнение:

$$\Box\mathcal{F} - R\mathcal{F}_{tt} = \Omega^2\Big(u^2 F_{,u} - 2uF\Big),$$

которое переходит в уравнение Клейна-Гордона в случае, если функция $W(\psi, u)$ удовлетворяет уравнению:

$$u^2 F_{,u} - 2uF = u^2 \frac{\partial}{\partial u}\left(u^2 \frac{\partial W}{\partial u}\right) - 2u^3 \frac{\partial W}{\partial u} = u^4 \frac{\partial^2 W}{\partial u^2} = \frac{1}{\Omega^2(\psi)} G(W). \tag{28}$$

Если $W(\psi, u)$ является решением этого обыкновенного дифференциального уравнения, то функция $\mathcal{F}(\mathbf{x}, t) = W\Big(\psi(\mathbf{x}, t), \psi_t(\mathbf{x}, t)\Big)$, где $\psi(\mathbf{x}, t)$ — один из ривертнов, является решением нелинейного уравнения Клейна-Гордона:

$$\Box\mathcal{F} - c^{-2}\mathcal{F}_{tt} = G(\mathcal{F})$$

при произвольном выборе функции $G(W)$. Это уравнение автономно и может служить в качестве одного из вариантов уравнения (18). Поскольку выбор функции $G(W)$ заранее не определен, то существует возможность подбирать свойства допустимых решений, исходя из выбора функции $G(W)$. Заметим, что в [16] были описаны более общие варианты построения решений уравнений типа Клейна-Гордона и нелинейных телеграфных уравнений, основанные на общей зависимости (26). Хотя такой подход исследован недостаточно хорошо с точки зрения построения общей модели динамики ФМГ на основе уравнения (18), тем не менее, в отсутствии прямых связей между параметрами геометрии ФМГ и обычными экспериментальными данными, такой подход представляется вполне естественным для решения поставленных задач. Однако решение такого рода задач выходит за рамки данной статьи.

9. Дополнение. Следствия динамики локальных маркеров

Предыдущие построения являются естественным следствием принципа материальности и его воплощения в форме динамики маркеров точек ФМГ. Как было показано в работах [2–6, 8], из уравнений динамики локальных маркеров вытекают все основные уравнения динамики частиц и физических полей, включая электродинамику, теорию гравитации и механику в форме модифицированной теории Ньютона и квантовую механику. Для выяснения роли, которую играет уравнение глобального маркера в ТТФП, полезно рассмотреть основные принципы вывода уравнений современных физических теорий из совокупности уравнений переноса маркеров (7). Опираясь на выводы [2–5], покажем, что все эти уравнения являются, фактически, следствием только уравнений (7) в некоторой их естественной интерпретации.

Первый шаг состоит в выводе дифференциального уравнения сохранения плотности $J = |\det\Big(\partial e^a/\partial x^\alpha\Big)|$, где $e^a = e^a(\mathbf{x})$ — локальные маркеры на ФМГ. Действительно, из (7) следует уравнение для J:

$$\frac{\partial J}{\partial t} + \mathrm{div}\Big(\mathbf{V}J\Big) = 0, \tag{29}$$

где $\mathbf{V}$ — векторное поле переноса маркеров с компонентами V^α. Поскольку маркеры должны играть фундаментальную роль в теории, то в ТТФП предлагается, что сохраняющаяся плотность J может рассматриваться в качестве плотности массы материи ρ_m, исходя из формул:

$$\rho_m = m_0 J I(\mathbf{e}), \quad M = m_0 \int\limits_V J I(|\mathbf{e}|) dV, \tag{30}$$

где интеграл берется по объему координатного пространства P^3, которое занимает рассматриваемый элемент материи, M — масса материального тела, а m_0 — некоторый размерный множитель. Функция $I(|\mathbf{e}|)$ — инвариант, связанный с метрикой пространства маркеров, определяющий отклонения от закона тяготения Ньютона типа “темной материи”. Подробности смотрите в [2–5, 8].

Наличие сохраняющейся плотности J позволяет ввести в теорию геометрическое усреднение для любой функции $f(\mathbf{x})$ согласно правилу:

$$\overline{f(t)} = \frac{1}{\mu}\int\limits_{V_0} f(\mathbf{x})JdV, \quad \mu = \int\limits_{V} JI(|\mathbf{e}|)dV. \tag{31}$$

где, как и в (30), интеграл берется по объему топологической ячейки $V_0 \in P^3$. В частности, можно ввести средние координаты материальной частицы, полагая:

$$X^\alpha = \overline{x^\alpha} = \int\limits_{V_0} x^\alpha JdV. \tag{32}$$

Скорости и ускорения, связанные со средними координатами, имеют такой вид:

$$U^\alpha = \frac{dX^\alpha}{dt} = \int\limits_{V_0} V^\alpha JdV, \tag{33}$$
$$A^\alpha = \frac{d^2X^\alpha}{dt^2} = \int\limits_{V_0}\left(\frac{\partial}{\partial t}V^\alpha + V^\beta\frac{\partial}{\partial x^\beta}V^\alpha\right)JdV.$$

Если формально представить поле переноса маркеров $\mathbf{V}$ в виде совокупности вихревой $\gamma_0\mathbf{A}$ и потенциальной $\nabla\chi$ частей:

$$\mathbf{V} = -\gamma_0\mathbf{A} + \nabla\chi,$$

где γ_0 - размерная постоянная, то последнее уравнение в (33) можно рассматривать как уравнение Ньютона усредненного движения заряженной частицы в усредненном электромагнитном поле с векторным потенциалом $\mathbf{A}$ [2]:

$$\frac{d^2X^\alpha}{dt^2} = \gamma_0\overline{\mathbf{E}} - \gamma_0[\overline{\mathbf{V}}\times\overline{\mathbf{B}}] - \nabla_{\mathbf{X}}\overline{U} + \mathbf{F}_q. \tag{34}$$

Здесь $\overline{\mathbf{E}}$ и $\overline{\mathbf{B}}$ —- усредненные напряженность электрического и индукция магнитного полей:

$$\overline{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\overline{A^\alpha}}{\partial t} - \frac{\partial\Phi}{\partial X^\alpha}, \quad \overline{\mathbf{B}} = \mathrm{rot}_X\overline{\mathbf{A}},$$

$\mathbf{F}_q$ — квантовая добавка в силы, действующие на частицу и $U(\mathbf{X},t)$ — дополнительный потенциал:

$$U(\mathbf{x},t) = -\frac{1}{2}|\mathbf{V}|^2 - \chi_t - \gamma_0 c\Phi, \tag{35}$$

предположительно играющий роль сил усредненных сил тяготения (см. [2]). При заданном потенциале $U(\mathbf{x},t)$ соотношение (35) можно рассматривать как уравнения Якоби:

$$\chi_t + \frac{1}{2}\Big(|\nabla\chi|^2 + 2\gamma_0(\mathbf{A},\nabla\chi) + \gamma_0^2|\mathbf{A}|^2\Big) + \gamma_0 c\Phi + U = 0. \tag{36}$$

для функции χ, которая представляет собой в этом случае функцию действия для частицы в электромагнитном поле с потенциалами Φ и $\mathbf{A}$ и в скалярном поле с потенциалом U. Отсюда же следует, что функция

$$\Psi = \sqrt{|J|}e^{i\chi/\hbar}, \tag{37}$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \frac{1}{2}\Big(-i\hbar\nabla - \gamma_0\mathbf{A}\Big)^2\Psi + \Big(\gamma_0\Phi - U_G\Big)\Psi, \tag{38}$$

где Φ — потенциал электрического поля и

$$U_G = U - \frac{\hbar^2}{2}\frac{\Delta|J|}{|J|}. \tag{39}$$

Таким образом, усреднение (31) автоматически приводит к уравнениям квантовой теории и классической механики в форме усредненных уравнений движения с геометрической интерпретацией волновой функции (37).

Полевая часть теории строится на тождествах, связанных локальными маркерами $e^a(\mathbf{x})$. Основной принцип, согласно которому в ТТФП возникают уравнения фундаментальных полей, состоит в том, что все фундаментальные поля являются функциями от самих маркеров и их производных. Пусть $e^a(\mathbf{x})$ — маркеры как функции координат x^α, $\alpha = 1, 2, 3$ на выделенной в объемлющем пространстве гиперплоскости $P^3 \in W^4$ и времени t. Совокупность значений функций $e^a(\mathbf{x})$ можно рассматривать как некоторое координатное пространство E^3 с метрикой, индуцированной отображением: $P^3 \to E^3$. Это пространство E^3 будем называть пространством маркеров. В пространстве маркеров выполняются два очевидных дифференциальных тождества:

$$\frac{\partial e^a}{\partial e^a} = 3, \quad \frac{\partial}{\partial e^a}\left(\frac{e^a}{|\mathbf{e}|^3}\right) = 4\pi\delta(\mathbf{e}), \tag{40}$$

где $\mathbf{e} = (e^1, e^2, e^3)$ — радиус-вектор на декартовой карте пространства маркеров, $|\mathbf{e}|^2 = (e^1)^2 + (e^2)^2 + (e^3)^2$ и $\delta(\mathbf{e})$ — дельта-функция Дирака с носителем в начале координат декартовой карты E^3. После преобразования в координаты на P^3 тождества (40) превращаются в следующие уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial x^\alpha} g^\alpha = 4\pi G\zeta(|\mathbf{e}|)\rho_m, \quad \frac{\partial}{\partial x^\alpha} D^\alpha = 4\pi\rho_e, \tag{41}$$

где введены следующие обозначения:

$$g^\alpha = \frac{4\pi m_0 G}{3} I(|\mathbf{e}|)|J| e^a \frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}, \quad D^\alpha = \frac{|J|}{|\mathbf{e}|^3} e^a \frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a},$$
$$\rho_e = \sum_{k=1}^{N} \varepsilon_k \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_k), \quad \zeta(R) = 1 + \frac{e^a}{3}\frac{\partial \ln I(\mathbf{e})}{\partial e^a}$$

Множитель G — постоянная тяготения Ньютона, функция ρ_m есть плотность массы, заданная соотношением (30), ρ_e — плотность электрического заряда, представляющая собой плотность точечных зарядов, связанных с критическими точками фундаментального потенциала $\mathcal{F}$. Более подробную информацию см. в работах [2–6,8]. В результате, тождества (41) принимают стандартный вид уравнений Пуассона для напряженности g поля тяготения (с компонентами g^α) и первого уравнения Максвелла для поля электрической индукции D (с компонентами D^α). Еще одна пара уравнений получается непосредственно из (7) с помощью некоторых преобразований, детали которых можно найти в [4, 8]. Эту пару уравнений можно представить в такой форме:

$$\frac{\partial \mathsf{D}}{\partial t} = -\mathrm{rot}\Big([\mathsf{D} \times \mathbf{V}]\Big) - 4\pi\rho_e\mathbf{V}, \tag{42}$$
$$\frac{\partial \mathsf{g}}{\partial t} = -\mathrm{rot}\Big([\mathsf{g} \times \mathbf{V}]\Big) - 4\pi G\zeta(R)\rho_m\mathbf{V}. \tag{43}$$

Здесь $\mathbf{V}$ — поле переноса маркеров. Последняя пара уравнений представляет собой аналоги уравнений индукции электромагнитного и гравитационного полей. Остальные два уравнения Максвелла фактически связывают магнитное и электрическое поля и требуют отсутствия магнитных зарядов. В данной теории напряженность магнитного поля имеет такой вид:

$$\mathsf{H} = -\frac{1}{c}[\mathsf{D} \times \mathbf{V}] + \nabla\Phi_H, \tag{44}$$

где Φ_H — изначально произвольный потенциал, оставляющий уравнение (42) неизменным, вычисляемый из уравнения отсутствия магнитных зарядов:

$$\mathrm{div}\mathsf{H} = 0.$$

Уравнение (43) представляет собой уравнение индукции гравитационного поля, которое аналогично уравнению индукции электромагнитных полей (42). Таким образом, это уравнение в сочетании с первым уравнением системы (41) представляет собой расширение теории тяготения Ньютона. Смысл этого расширения состоит во введение в теорию вихревых полей напряженности гравитационного поля и, как следствие, гравимагнитного поля $\mathbf{Z} = [\mathbf{g} \times \mathbf{V}] + \nabla\Phi_g$ с потенциалом, который также по аналогии с (44) следует находить из уравнения отсутствия гравимагнитных зарядов:

$$\mathrm{div}\mathbf{Z} = 0.$$

Вся совокупность представленных уравнений образует полную систему уравнений для описания фундаментальных электромагнитных и гравитационных полей, которые в ТТФП оказываются тесно связанными, поскольку напряженности полей $\mathbf{D}$ и $\mathbf{g}$ отличаются лишь скалярными множителями друг от друга и содержат в своей записи фундаментальное поле $\mathbf{K}$:

$$\mathbf{K} = e^a \frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}, \quad \mathbf{D} = \frac{|J|}{|\mathbf{e}|^3}\mathbf{K}, \quad \mathbf{g} = \frac{4\pi m_0 G}{3} I(|\mathbf{e}|)|J|\mathbf{K}. \tag{45}$$

Таким образом, из системы (7) следуют все основные уравнения современной физической картины мира. В ТТФП эта картина дополняется топологической интерпретацией электрического заряда, что обеспечивает объяснение зарядовых свойств элементарных частиц, включая электрический и барионный заряды (см. [2,5]). В этой схеме имеется один изъян, состоящий в том, что для функции $R = |\mathbf{e}|$, играющей важную роль в теории, нет уравнения, описывающего изменение этой функции со временем. Однако, поскольку R согласно (5), связана с фундаментальным потенциалом $\mathcal{F}$, то недостающим уравнением является уравнение для $\mathcal{F}$, роль которого играет уравнение (18) при некоторой интерпретации функции “внешнего давления”.

Заключение

Общая Теория Относительности проложила путь к совершенно новому подходу в физике — описанию свойств материи и полей, опираясь на свойства неевклидовой геометрии пространства-времени. Фактически, благодаря именно ОТО, появились в физике такие концепции, как теории Великого объединения или теории “всего”. Однако в процессе реализации таких объединяющих идей выявился целый ряд проблем общей концепции ОТО, что послужило основой для множества попыток построить ее обобщения, которые бы решали хотя бы часть этих проблем. С математической точки зрения вся концепция ОТО выглядит вполне адекватной. Тем не менее, проблемы, например, энергии гравитационного поля лишают ОТО законченности и не дают возможности адекватно связать с квантовой теорией. В настоящей работе было продемонстрировано, что главным недостатком избранного в СТО и ОТО пути к геометризации физики является наделение физическими свойствами нематериальных объектов, в частности, самого пространства-времени Эйнштейна. Исходя из этого, проблема энергии представляется естественной и требующей решения для хоть сколько-нибудь реальной теории материи.

Основным выводом данной работы может служить указание на то, что для построения теории, которая бы включала в себя корректным образом электромагнитное и гравитационные поля, квантовые частицы с электрическим и барионным зарядами, и даже “темную материю”, необходимо привлекать изначально принцип материальности пространства. Этот принцип исключает из теории нематериальные объекты, которые неявно могут быть наделены физическими свойствами, что и приводит к различным парадоксам при внешне непротиворечивости теории с математической точки зрения.

Кроме формулировки принципа материальности пространства в работе предложен способ его общей реализации, который бы дал возможность изначально формулировать геометрическую теорию в терминах материальных частиц и объектов. Такой подход тесно связан с ТТФП [2–6,8], что дает более глубокое обоснование этой теории. В данной работе формально была решена проблема

ТТФП вывода уравнения динамики ФМГ, опираясь на общие представления о фундаментальных и геометрических маркерах. Тем не менее, теория не может считаться законченной, поскольку в ней отсутствуют идеи общего описания функции P в уравнении геометродинамики (18), основанные на экспериментальных данных. Проблема состоит в том, что таких экспериментальных данных на сегодняшний момент времени нет. В работе предложен путь вывода общей формы P, опираясь на подбор этой функции, исходя из анализа решений этого уравнения в классе ривертонов. Однако такой анализ выходит за рамки данной работы.

Список литературы

1. Журавлев В.М. Электродинамика с целочисленными зарядами и топология. *Изв. вузов, Физика.* 2000. № 2. С. 134–140.

2. Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля (Часть I). *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2014. № 4. С. 6–24. http://www.stfi.ru/ru/issues.html

3. Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля. (Часть II). Масса и гравитация. *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2014. № 4. С. 25–39. http://www.stfi.ru/ru/issues.html

4. Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля. (Часть III). Уравнения индукции фундаментальных полей. *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2015. № 3. С. 44–60. http://www.stfi.ru/ru/issues.html

5. Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля. Часть IV. Топологическая структура элементарных частиц. *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2015, № 4. С. 104–118. http://www.stfi.ru/ru/issues.html

6. Zhuravlev V.M. A topological interpretation of quantum theory and elementary particle structure. *Gravitation and Cosmology*, 2011, vol. 17, no. 3, pp. 201–217.

7. Журавлев В.М. Материя и геометрия. ОТО и далее.... *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2016. № 2. С. 5–26.

8. Zhuravlev V.M. Induction Equations for Fundamental Fields and Dark Matter. *Gravitation and Cosmology*, 2017, vol. 23, no. 2, pp. 95–104.

9. Эйнштейн А. Основы теории относительности. В. сб. Альберт Эйнштейн и теория гравитации. М.: Мир, 1979. С. 146–196.

10. Клиффорд В. О пространственной теории материи. // В сб. *Альберт Эйнштейн и теория гравитации.* М.: Мир, 1979. С. 36–37.

11. Бриллюэн Л. *Новый взгляд на теорию относительности.* М.: Мир, 1972. 142 с.

12. Фок В.А. *Теория пространства, времени и тяготения.* М.: ГИТТЛ, 1955. 504 с.

13. Журавлев В.М. Многомерные нелинейные волновые уравнения с многозначными решениями. *ТМФ.* 2013. Т. 174. № 2. С. 236–246.

14. Журавлев В.М. Многомерные квазилинейные уравнения первого порядка и многозначные решения уравнений гиперболического и эллиптического типов. *ТМФ.* 2016. Т. 186. № 3. С. 371–385.

15. Журавлев В.М. Многомерные нелинейные волновые уравнения и комплексные квазилинейные уравнения первого порядка. *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2013. № 4. С. 56–67

16. Журавлев В.М. Многомерные нелинейные уравнения Клейна-Гордона и ривертоны. *ТМФ.* 2018. Т. 186. № 3. С. 371–385

References

1. Zhuravlev V.M. Elektrodinamika s tcelochislennymi zaryadami i topologiay. *Izv. vuzov, Phusics*, 2000, no. 2, pp. 134–140. (in Russian)

2. Zhuravlev V.M. Geometriya, topologiya i pfysicheskie polya (Chast I). Elektrikal zarayd i elektromagnitnye polya. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2014, no. 4, pp. 6–24. (in Russian) http://www.stfi.ru/ru/issues.html

3. Zhuravlev V.M. Geometriya, topologiya i pfysicheskie polya (Chast II). Massa i gravitaciya. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2014, no. 4, pp. 25–39. (in Russian) http://www.stfi.ru/ru/issues.html

4. Zhuravlev V.M. Geometriya, topologiya i pfysicheskie polya (Chast III). Uravneniya indukcii fundamentalnykh poley. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2015, no. 3, pp. 44–60. (in Russian) `http://www.stfi.ru/ru/issues.html`

5. Zhuravlev V.M. Geometriya, topologiya i pfysicheskie polya (Chast IV). Uravneniya indukcii fundamentalnykh poley. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2015, no. 4, pp. 44–60. (in Russian) `http://www.stfi.ru/ru/issues.html`

6. Zhuravlev V.M. A topological interpretation of quantum theory and elementary particle structure. *Gravitation and Cosmology*, 2011, vol. 17, no. 3, pp. 201–217.

7. Zhuravlev V.M. Materia i geometriy. OTO i dalee.... *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2016, no. 2, pp. 5–26. (in Russian)

8. Zhuravlev V.M. Induction Equations for Fundamental Fields and Dark Matter. *Gravitation and Cosmology*, 2017, vol. 23, no. 2, pp. 95–104.

9. Einstein A. Osnovy teorii otnositelnosty. Translated under the title Osnovy teorii otnositelnosty // V sb Albert Einstein i teoriy gravitatzii. Moscow: Mir Publ., 1979. Pp. 146–196. (in Russian)

10. Clifford W.K. *On the space Theory of matter in Mathematical Papers.* MacMillan. New York-London, 1986 Translated under the title *O prostanstvennoy teorii materii* // V. sb. Alber Einstein i teoriya gravitacii. Moscow: Mir Publ., 1979. pp. 36–37.

11. Brillouin L. *Relativity reexamined.* New Jork: Academic Press, 1970. 142 p.

12. Fok V. A. *Teoriya prostranstva, vremeni i tyagoteniya.* Moscow: Nauka Publ., 1955. (in Russian)

13. Zhuravlev V.M. Mnogomernye nelineynye volnovye uravneniya s mnogoznachnymi resheniyami. *Theoretical and mathematical phusics*, 2013, vol. 174, no. 2, pp. 236–246. (in Russian)

14. Zhuravlev V.M. Mnogomernye quazilineynye uravneniya pervogo poriaydka i mnogoznachnye resheniay uravneniy hiperbolicheskogo i ellipticheskogo typa. *Theoretical and mathematical phisics*, 2016, vol. 186, no. 3, pp. 371–385. (in Russian)

15. Zhuravlev V.M. Mnogomernye nelineynye volnovye uravneniya i kompleksnye kvasikineynye uravneniya pervogo poryadka. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2013, no. 4, pp. 56–67. (in Russian)

16. Zhuravlev V.M. Mnogomernye nelineynye uravneniya Kleina–Gordona i rivertony. *Theoretical and mathematical phisics*, 2018, vol. 197, no. 3, pp. 356–370. (in Russian)

Авторы

Журавлев Виктор Михайлович, д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник лаборатории НИЛ-102, Самарский национальный исследовательский университет, Московское шоссе, 34, г. Самара, 443086, Россия; профессор, кафедра теоретической физики, Ульяновский государственный университет, ул. Льва Толстого, 42, г. Ульяновск, 432970, Россия.
E-mail: zhvictorm@gmail.com

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Журавлев В. М. Принцип материальности пространства и фундаментальные поля. *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2020. № 3. С. 37—57.

Authors

Zhuravlev Victor Mikhailovich, Doctor of Physics and Mathematics, Leading researcher of the laboratory NIL-102, Inter-University Department of Space Research, Samara National Research University, Samara, 443086, Russia; Professor, Department of Theoretical Physics, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, 432970, Russia.
E-mail: zhvictorm@gmail.com

Please cite this article in English as:

Zhuravlev V. M. Muldimensional realization of fundamental fields. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2020, no. 3, pp. 37–57.